



Université  
de Toulouse

# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

**Délivré par :**

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

**Discipline ou spécialité :**

Génie Mécanique, Mécanique des Matériaux

---

**Présentée et soutenue par :**

Teddy LISLE

**le :** 21 février 2014

**Titre :**

Analyse par thermographie infrarouge de l'endommagement des structures composites sous sollicitations quasi statiques

---

**Jury :**

HILD F.	Directeur de recherche, LMT Cachan	Rapporteur
WATTRISSE B.	Professeur, LMGC Université Montpellier 2	Rapporteur
HOCHARD Ch.	Professeur, LMA Marseille	Examineur
GODIN N.	Maître de conférence, INSA de Lyon	Examineur
OLIVIER Ph.	Professeur, ICA UT3 Paul Sabatier	Examineur
BOUVET Ch.	Professeur, ICA ISAE	Directeur de thèse
PASTOR M.-L.	Maître de conférence, ICA UT3 Paul Sabatier	Co-directeur
MARGUERES Ph.	Maître de conférence, ICA UT3 Paul Sabatier	Co-directeur

---

**École doctorale :** Mécanique, Énergétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

**Unité de recherche :** Institut Clément Ader (ICA)

**Composantes :** Matériaux et Structures Composites (MSC) & Métrologie, Identification, Contrôle et Surveillance (MICS)

**Directeur de thèse :** BOUVET Christophe







Ce présent travail a été réalisé au sein de l'équipe Matériaux et Structures Composites (MSC) de l'Institut Clément Ader de Toulouse (ICA) à l'Institut Supérieur d'Aéronautique et de l'Espace (ISAE). Son aboutissement - relatif - est le fruit de la collaboration et d'échanges avec de nombreuses personnes et il convient ici de les remercier.

Je souhaite tout d'abord exprimer ma gratitude à « mes » trois encadrants pour m'avoir embarqué dans cette aventure passionnante. Je suis particulièrement reconnaissant envers Christophe Bouvet qui a initié puis guidé ce travail de recherche avec enthousiasme et détermination. Je le remercie de la confiance grandissante qu'il m'a accordée au fil des années, tout en me faisant bénéficier de ses compétences et de ses nombreuses idées. Son recul et son soutien m'ont permis de ne jamais (trop) me décourager malgré une certaine appréciation négative de bon nombre de mes résultats. Ma reconnaissance et ma gratitude s'adressent également à Marie-Laetitia Pastor et Philippe Margueres pour leur disponibilité et l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée. J'ai sincèrement été très heureux de travailler avec eux tout au long de cette aventure.

Je tiens ensuite à remercier Messieurs François Hild et Bertrand Watrisse de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et de m'avoir fait l'honneur de rapporter ce mémoire. Je suis également très reconnaissant à Monsieur Christian Hochard d'avoir assuré la présidence de ce Jury, ainsi qu'à Madame Nathalie Godin et Monsieur Philippe Olivier d'y avoir participé. Ce fut un honneur et un plaisir d'échanger avec eux sur les difficultés et les perspectives de mon travail.

Je voudrais également témoigner toute ma gratitude à l'ensemble du personnel du Département de Mécanique et Des Structures (DMSM) de l'ISAE pour l'appui dont j'ai bénéficié durant ces trois années. Ma reconnaissance va en particulier à Guy Mirabel et Xavier Foulquier, techniciens de l'atelier composite, pour leurs conseils avisés, leur disponibilité et leur sympathie. J'en profite également pour remercier Marc chevalier, Joël Xuereb, Thierry Faure et son équipe, ainsi que Marie-Odile Monsue pour leur gentillesse et leur efficacité.

Il me reste à présent à remercier tous les « asticots » - doctorants, stagiaires et permanents de l'ICA - que j'ai côtoyés au jour le jour et avec qui j'ai pu tisser des liens particuliers. Merci surtout à mes collègues de bureau Amélie, Thomas et Sing pour avoir supporté mon humour Gersois - certes parfois douteux - durant ces trois années. Pour les apéros/pétanques, les soirées Miss France et bien plus, je remercie tous ceux sans qui ces trois années ne se seraient pas aussi bien déroulées : Lubar, Julien, Pablo, Léo, Simon F., Elsa, Etienne, Bernardo, GigaPascal, Jojo, Hakim, Benjamin, Victor, Simon D., Floran, Jean-Séb, Arnaud, Joseph, Steven, Guilhem, Samuel, Bruno et Jean-François. Que Ruben Prieto-Corral, Patricia García-García, Eduardo Martín-Lopez et Thomas Roncen trouvent ici l'expression de ma gratitude pour la contribution qu'ils ont apportée à ce travail durant leur passage au laboratoire.

Enfin, ces dernières lignes s'adressent à ceux « qui se demandent encore et toujours ce que je fais » et qui gardent une place privilégiée dans mon cœur. Il y a mes parents, mes grands-parents et ma petite sœur que je remercie chaleureusement pour leurs encouragements et leur soutien inconditionnel. Sans eux je n'écrirais certainement pas ces quelques lignes aujourd'hui et je suis fier de leur dédier ce mémoire. Il y a aussi tous ceux qui partagent ma vie et qui m'ont permis de m'évader un instant durant ces trois années. Je remercie en particulier mes amis d'enfance et membres éminents de la « Patrouille Pagaille » : Balou, Sylvia, Rib, Nuñes, Pat, Céline, Maître et Dimitri pour les apéros, les parties de pêche, les virées nocturnes et pour tous les bons moments passés ensemble depuis tant d'années. Je n'oublie pas non plus de remercier mes compères du club Arbrakam : la Molle, Cornichon, Tac-Tac, la Dauv, la Tort, la Wharelle, Jérem et Pédro pour tous les instants inoubliables passés sur le campus de Cachan et en dehors.

Une dernière pensée toute particulière est destinée à Sophie, un bonheur rencontré en cours de route et sans qui la fin de cette aventure n'aurait pas été aussi douce. Merci de m'avoir soutenu et supporté, *que t'aimi tan...*





---

# Table des matières

---

Table des matières	i
Table des figures	vii
Liste des tableaux	ix
Introduction générale	1
<b>I Étude bibliographique - Positionnement du travail de recherche</b>	<b>5</b>
I.1 Objectifs de l'étude . . . . .	6
I.2 Mécanismes de rupture des stratifiés composites . . . . .	7
I.2.1 Composites unidirectionnels monolithiques . . . . .	7
I.2.2 Cas des Composites tissés . . . . .	11
I.3 Caractérisation expérimentale de la rupture des matériaux composites . . . . .	14
I.3.1 Enjeux et difficultés . . . . .	14
I.3.2 Élément de mécanique linéaire de la rupture . . . . .	15
I.3.3 Méthodes de mesure en propagation interlaminaire - Essais de délaminage . .	19
I.3.4 Cas de la propagation intralaminaire . . . . .	28
I.3.5 Méthodes expérimentales en propagation translaminaire . . . . .	30
I.3.6 Synthèse - Problématiques liées à la mesure de $G_c$ . . . . .	35
I.4 Analyse quantitative du comportement des structures via la mesure de température	38
I.4.1 Brefs rappels historiques et objectif de l'étude . . . . .	38
I.4.2 Utilisation du couplage thermoélastique . . . . .	39
I.4.3 L'approche calorimétrique locale . . . . .	42
I.5 Conclusion - Choix d'une approche expérimentale . . . . .	46
<b>II Mesures calorimétriques et estimation du taux de restitution d'énergie</b>	<b>49</b>
II.1 Introduction . . . . .	50
II.2 Cadre théorique d'interprétation des expériences . . . . .	50
II.2.1 La thermodynamique des processus irréversibles . . . . .	50
II.2.2 Équation de diffusion de la chaleur . . . . .	55
II.2.3 Problème de diffusion simplifié . . . . .	56
II.2.4 Quantités énergétiques mises en jeu . . . . .	58
II.2.5 Application à l'étude d'un milieu fissuré . . . . .	59
II.3 Dispositif de thermographie infrarouge . . . . .	63
II.3.1 Principe de la mesure de température par radiométrie . . . . .	63
II.3.2 La température réellement mesurée . . . . .	64
II.3.3 La caméra FLIR TITANIUM SC 7200 . . . . .	66
II.3.4 Protocole expérimental . . . . .	70
II.4 Méthode de traitement des images thermiques . . . . .	71
II.4.1 Choix d'une méthode de filtrage . . . . .	71
II.4.2 Procédure de calcul des sources de chaleur . . . . .	72
II.5 Validation de la méthode de traitement . . . . .	76

---

II.5.1	Principe du contrôle numérique . . . . .	76
II.5.2	Champ de source théorique - Résolution du problème thermique . . . . .	76
II.5.3	Analyse de sensibilité . . . . .	79
II.6	Conclusion sur l'approche expérimentale mise en place . . . . .	86
<b>III</b>	<b>Caractérisation de l'endommagement d'un composite tissé verre/époxyde</b>	<b>87</b>
III.1	Introduction . . . . .	88
III.1.1	Problématique et objectifs de l'étude . . . . .	88
III.1.2	Matériau étudié et protocole de fabrication . . . . .	88
III.2	Analyse des phénomènes de dégradation sous sollicitations quasi statiques . . . . .	90
III.2.1	Comportement sous traction quasi statique dans l'axe des renforts . . . . .	90
III.2.2	Comportement et mécanismes d'endommagement en cisaillement . . . . .	105
III.3	Étude de la propagation de coupure translaminaire . . . . .	120
III.3.1	Protocole expérimental et géométrie de l'éprouvette de propagation . . . . .	120
III.3.2	Caractérisation de l'endommagement associé à la propagation de coupure . . . . .	121
III.3.3	Évaluation du taux de restitution d'énergie critique . . . . .	132
III.3.4	Bilan sur les essais de propagation . . . . .	136
III.4	Conclusion . . . . .	137
<b>IV</b>	<b>Étude de la propagation de coupure dans les stratifiés UD</b>	<b>139</b>
IV.1	Introduction . . . . .	140
IV.2	Propagation de coupure dans les stratifiés UD monolithiques . . . . .	141
IV.2.1	Étude expérimentale de la fissuration intralaminaire sous traction QS . . . . .	141
IV.2.2	Mesure locale du $G$ associé à la rupture d'un paquet de fibres en traction . . . . .	149
IV.2.3	Propagation translaminaire sous chargement de compression QS . . . . .	153
IV.3	Étude de la rupture en compression dans les stratifiés quasi isotropes . . . . .	161
IV.3.1	Procédure expérimentale : protocole, matériau et fabrication . . . . .	161
IV.3.2	Description du scénario d'endommagement . . . . .	162
IV.3.3	Estimation du taux de restitution d'énergie $G$ associé à la propagation translaminaire d'une fissure en compression . . . . .	165
IV.3.4	Discussion . . . . .	168
IV.4	Conclusion . . . . .	169
	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>175</b>

---

# Table des figures

---

I.1	Structure d'un matériau composite. . . . .	7
I.2	Rupture en traction d'un stratifié quasi isotrope troué. . . . .	7
I.3	Classification des modes de dégradation d'un stratifié à l'échelle du pli. . . . .	8
I.4	Fissuration transverse d'un pli unidirectionnel. . . . .	8
I.5	Délaminage local engendré par la fissuration intralaminare après un impact basse vitesse. . . . .	9
I.6	Endommagement accompagnant la propagation du délaminage. . . . .	9
I.7	Faciès de rupture en propagation interlaminare en fonction du mode de rupture. . . . .	10
I.8	Rupture translaminare dans les matériaux composites unidirectionnels. . . . .	10
I.9	Mécanisme de flambage à l'échelle microscopique. . . . .	11
I.10	Architecture des tissus composites 2D et 3D. . . . .	11
I.11	Mécanisme de fissuration en traction d'un tissu composite. . . . .	12
I.12	Ruine des tissus en traction. . . . .	13
I.13	Rupture en compression des tissus composites. . . . .	13
I.14	Modes de rupture élémentaires et paramétrage associé à la pointe de fissure. . . . .	16
I.15	Illustration du contour d'intégration pour l'intégrale $J$ . . . . .	17
I.16	Essai Double Cantilever Beam. . . . .	20
I.17	Essais de caractérisation en mode II pur. . . . .	21
I.18	Dispositif expérimental MMB. . . . .	22
I.19	Courbe force/déplacement obtenus via l'essai MMB de la mixité des modes pour un composite carbone/époxyde T700/M21. . . . .	23
I.20	Estimation du $G_{Ic}$ par la méthode des aires. . . . .	23
I.21	Illustration de phénomène de changement de plan de propagation et du phénomène de pontage de fibres. . . . .	26
I.22	Problématiques liées aux essais de délaminage en mode II. . . . .	27
I.23	Courbes R et comparaison des $G_{Ic}$ d'initiation associés à différents critères. . . . .	27
I.24	Essai Compact Tension appliqué à la caractérisation de la fissuration intralaminare. . . . .	29
I.25	Essai de flexion 3 points. . . . .	29
I.26	Configurations expérimentales utilisées pour la mesure du taux de restitution d'énergie translaminare. . . . .	30
I.27	Observation de l'endommagement associé à la fissuration translaminare pour des stratifiés ( $0^\circ$ ) et ( $0^\circ/90^\circ$ ). . . . .	31
I.28	Comparaison des taux de restitution d'énergie translaminare obtenus via différentes méthodes. . . . .	32
I.29	Méthode de corrélation d'images appliquée au calcul de l'intégrale $J$ . . . . .	33
I.30	Configurations utilisées pour propager une rupture par micro-flambage : (a) hors-plan « unclamped specimen » et (b) dans le plan « unclamped specimen ». . . . .	34
I.31	Processus de fissuration translaminare en compression pour un pli à $0^\circ$ . . . . .	34
I.32	Endommagements associés à la fissuration translaminare en compression d'un stratifié ( $0^\circ/90^\circ$ ) <sub>8S</sub> . . . . .	35
I.33	Influence de la vitesse de propagation sur le taux de restitution d'énergie interlaminare et la taille de la zone d'endommagement. . . . .	36

I.34	Influence du rayon d'entaille sur le $G_{Ic}$ d'initiation. . . . .	37
I.35	Couche de résine (« resin rich layer ») formée à la surface d'un stratifié verre/époxyde. . . . .	40
I.36	Illustration de la « non-détectabilité » de la fissuration transverse par la méthode de TSA et déphasage du signal thermoélastique induit par la fissuration d'une mèche transverse. . . . .	41
I.37	Position des points de mesure choisis pour le calcul du $K_{Ic}$ et localisation de la pointe de fissure à l'aide des cartes de phase. . . . .	41
I.38	Observation de la propagation « Lüders band » dans un acier Weldox 700E lors d'un essai de traction monotone. . . . .	43
I.39	Fraction d'énergie plastique convertie en chaleur et comparaison entre le $G$ obtenu par mesure thermique et le $G$ obtenu numériquement. . . . .	46
II.1	Schématisation de la zone utile de l'éprouvette. . . . .	57
II.2	Bilan énergétique pour un composite subissant de la microfissuration et un écoulement inélastique. . . . .	59
II.3	Schématisation d'un milieu fissuré 3D. . . . .	60
II.4	Schématisation du domaine d'intégration des sources de chaleur. . . . .	62
II.5	Illustration de la loi de Planck et détectivité spécifique des détecteurs infrarouges. . . . .	64
II.6	Illustration du rayonnement réellement mesuré par caméra infrarouge. . . . .	64
II.7	Évolution de l'émissivité directionnelle en fonction de l'orientation pour différents matériaux. . . . .	65
II.8	Principe de la chaîne d'acquisition de température. . . . .	67
II.9	Exemple de la réponse d'un pixel en fonction de la température ; image brute en NI et champ de température correspondant obtenu après étalonnage. . . . .	68
II.10	Configuration expérimentale pour l'étude du bruit de mesure. . . . .	68
II.11	Évolution temporelle de la température d'un pixel et distribution du bruit temporel. . . . .	69
II.12	Carte de température relative (image N° 750) et carte des écarts types temporels calculés sur 1500 images. . . . .	69
II.13	Distribution des écarts types et localisation des pixels d'écart type supérieur à 0.0115 °C. . . . .	70
II.14	Approximation locale de la température. . . . .	73
II.15	Exemple d'estimation de la constante de temps. . . . .	75
II.16	Domaine d'intégration pour le calcul de l'énergie dissipée. . . . .	75
II.17	Principe d'évaluation de la méthode de traitement d'images. . . . .	76
II.18	Distribution spatiotemporelle de la source théorique. . . . .	77
II.19	Domaine 3D considéré pour le problème thermique. . . . .	78
II.20	Résultats obtenus au cours des différentes étapes de la procédure de traitement des images thermiques. . . . .	79
II.21	Tracés spatiotemporels du profil vertical $x = x_0$ des différents champs. . . . .	80
II.22	Influence de la taille de la fenêtre de lissage. . . . .	81
II.23	Distribution du bruit obtenu sur les sources de chaleur et sur l'énergie dissipée. . . . .	82
II.24	Contribution énergétique des différents termes de l'équation de la chaleur pour le type de source considéré. . . . .	83
II.25	Influence de la chaleur spécifique sur les sources de chaleur et l'énergie calculées. . . . .	84
II.26	Influence de la chaleur spécifique sur les sources de chaleur et l'énergie calculées. . . . .	85
III.1	Schématisation du motif élémentaire de l'armure de tissage du pré-imprégné utilisé. . . . .	89
III.2	Cycle de polymérisation utilisé pour la fabrication des plaques stratifiées. . . . .	90
III.3	Évolution de la densité de fissures (fissures/mm) dans les plis à 90° pour des stratifiés tissés verre/époxyde à armure satin de 4 et schématisation de l'influence de l'architecture du tissu sur la mise en flexion des mèches. . . . .	91

III.4	Comportement du tissu dans l'axe des renforts. . . . .	92
III.5	Géométrie des éprouvettes de traction (norme EN-ISO14129) et localisation des zones observées au MEB. Courbes contrainte/déformation associées aux différents essais. . . . .	93
III.6	Micrographies des éprouvettes sollicitées en traction dans l'axe des renforts à différents niveaux de déformation. . . . .	94
III.7	Géométrie de l'éprouvette de traction et montage expérimental. . . . .	95
III.8	Champs de variation de température face chaîne et face trame pour différents niveaux de déformation. Évolution de la variation de la température moyenne de la face chaîne et de 4 zones de la face trame. . . . .	97
III.9	Champs de variation de température face trame à l'échelle du motif de tissage et champs de source de chaleur correspondant. . . . .	98
III.10	Champs de source de chaleur cumulés temporellement ( $J.m^{-3}$ ); Évolution de l'énergie dissipée par unité d'épaisseur cumulée sur la surface de l'éprouvette ( $J.m^{-1}$ ). . . . .	99
III.11	Décohésions des interfaces fibre/matrice observées après le processus de polymérisation sur une éprouvette $[0^\circ]_2$ . . . . .	100
III.12	Comparaison du champ de température théorique et expérimental après optimisation des paramètres du champ de source théorique. . . . .	102
III.13	Approximation de la surface fissurée lors de la rupture intralaminare d'un toron. . . . .	103
III.14	Comparaison du taux de restitution d'énergie intralaminare moyen, calculé avec l'approche 2D et l'approche 3D avec les résultats de la littérature. . . . .	104
III.15	Réponse contrainte/déformation d'une éprouvette $[0^\circ]_4$ sollicitée en cisaillement. Évolution des modules normés tangent $GT$ , sécant $GS$ , et des déformations inélastiques. . . . .	106
III.16	Géométrie des éprouvettes de traction $\pm 45^\circ$ et courbes contrainte/déformation associées aux différents essais. . . . .	107
III.17	Micrographies des éprouvettes $\pm 45^\circ$ sollicitées en traction à différents niveaux de déformation. . . . .	108
III.18	Variation de température observée sur la face trame pour une zone située à 15 mm du mors fixe. . . . .	109
III.19	Comparaison de l'évolution de la variation de la température moyenne de la face chaîne et de la face trame, pour deux essais distincts dont les réponses mécaniques macroscopiques sont superposées. . . . .	109
III.20	Comparaison des évolutions : de la variation de température face trame et face chaîne; du champ de sources de chaleur face trame et face chaîne. . . . .	110
III.21	Évolution de la source de chaleur calculée face trame sur un pixel situé au centre de l'éprouvette et distribution verticale des sources de chaleur pour différents niveaux de distorsion. . . . .	111
III.22	Montage de cisaillement au rail installé sur une machine de traction compression et géométrie de l'éprouvette de cisaillement. . . . .	112
III.23	Comparaison de la réponse contrainte/déformation et de l'évolution des températures moyennes obtenues lors des essais de traction $[\pm 45^\circ]_2$ avec celle obtenue pour un essai de cisaillement au rail sur éprouvette $[0^\circ]_4$ . . . . .	113
III.24	Micrographie de la face chaîne pour $\gamma_{lt} \approx 7.2\%$ . . . . .	113
III.25	Champs de variation de température et champs de source de chaleur observés lors d'un essai de cisaillement au rail. . . . .	114
III.26	Bilan énergétique pour un essai de traction $\pm 45^\circ$ observé face chaîne. . . . .	117
III.27	Comparaison des énergies mises en jeu lors des essais de traction désorientée et lors d'un essai de cisaillement au rail. . . . .	118
III.28	Géométrie de l'éprouvette structurale de propagation cyclique. . . . .	120

III.29	Évolution du taux de restitution d'énergie en fonction de l'avancée relative de la coupure et géométrie de l'éprouvette de propagation. . . . .	121
III.30	Parcours de la coupure lors d'essais de fatigue sur stratifiés tissés verre/époxyde. . .	122
III.31	Clichés micrographiques en pointe de coupure et après rupture complète de l'éprouvette. . . . .	123
III.32	Clichés micrographiques obtenus en pointe de coupure lors d'essais de propagation sous MEB. . . . .	123
III.33	Courbe effort/déplacement ; champs de variation de température, champs de source de chaleur $p'_{ch}$ et champs de source de chaleur cumulés $w_d$ face trame pour une éprouvette de propagation $0^\circ$ . . . . .	125
III.34	Courbe effort/déplacement ; champs de variation de température, champs de source de chaleur $p'_{ch}$ et champs de source de chaleur cumulés $w_d$ face chaîne pour une éprouvette de propagation $0^\circ$ . . . . .	126
III.35	Comparaison de la taille des zones endommagées observées face trame et face chaîne avant la propagation de la coupure, pour un drapage $0^\circ$ . . . . .	127
III.36	Face chaîne du motif de tissage orienté dans les directions $0^\circ$ , $90^\circ$ , $+45^\circ$ et $-45^\circ$ . Photographies des éprouvettes $\pm 45^\circ$ après propagation de la coupure. . . . .	127
III.37	Clichés micrographiques de la face chaîne d'une éprouvette de propagation $\pm 45^\circ$ après rupture. . . . .	128
III.38	Zone de refroidissement thermoélastique observée en pointe d'entaille lors d'un essai de propagation $[\pm 45^\circ]_2$ . . . . .	128
III.39	Courbe effort/déplacement ; champs de variation de température, champs de source de chaleur $p'_{ch}$ et champs de source de chaleur cumulés $w_d$ face trame pour une éprouvette de propagation $\pm 45^\circ$ . . . . .	130
III.40	Courbe effort/déplacement ; champs de variation de température, champs de source de chaleur $p'_{ch}$ et champs de source de chaleur cumulés $w_d$ face chaîne pour une éprouvette de propagation $\pm 45^\circ$ . . . . .	131
III.41	Comparaison de la taille des zones endommagées observées face trame et face chaîne avant la propagation de la coupure, pour un drapage $\pm 45^\circ$ . . . . .	132
III.42	Champs de source cumulés $\Delta w_d$ lors d'une avancée de fissure face trame $[0^\circ]_2$ et face trame $[\pm 45^\circ]_2$ . . . . .	133
III.43	Comparaison face trame/face chaîne des évolutions de $G_{ir}$ et $G$ pour les éprouvettes de propagation $[0^\circ]_2$ et $[45^\circ]_2$ . . . . .	134
III.44	Courbe R de rupture translaminaire pour un stratifié carbone/époxyde (T300/913) $[0^\circ/90]_{8S}$ . . . . .	135
III.45	Comparaison des taux de restitution d'énergie $G_{ir}$ et $G$ pour les configurations $[0^\circ]_2$ et $[\pm 45^\circ]_2$ . . . . .	135
IV.1	Géométrie des éprouvettes de propagation monolithiques et photographies après rupture. . . . .	141
IV.2	Résultats de l'essai de propagation sur un stratifié UD $[0^\circ]_8$ . . . . .	144
IV.3	Résultats de l'essai de propagation sur un stratifié UD $[90^\circ]_8$ . . . . .	145
IV.4	Résultats de l'essai de propagation sur un stratifié UD $[45^\circ]_8$ . . . . .	146
IV.5	Comparaison des $G_{ir}$ et $G$ pour les éprouvettes de propagation $[0^\circ]_8$ , $[45^\circ]_8$ et $[90^\circ]_8$ . . . . .	147
IV.6	Géométrie et configuration expérimentale de l'essai de traction sur stratifié UD $[0^\circ]_8$ . . . . .	150
IV.7	Réponse contrainte/déformation de l'essai de traction $[0^\circ]_8$ et champs de variation de température correspondant à l'instant où des ruptures de fibres sont observées. . . . .	150
IV.8	Clichés micrographiques des coupes transverse et longitudinale au niveau de la rupture d'un paquet de fibres. . . . .	151
IV.9	Comparaison du champ de température théorique et expérimental après optimisation des paramètres de la source théorique. . . . .	152

---

IV.10	Configurations expérimentales employées pour la caractérisation de la rupture trans-	
	laminaire en compression. . . . .	154
IV.11	Réponse effort/déplacement des différents essais de propagation sous chargement de	
	compression. . . . .	154
IV.12	Champs de variation de température à l'instant de rupture pour les essais de com-	
	pression étudiés. . . . .	155
IV.13	Coupe micrographique transverse de l'essai DENC1. . . . .	155
IV.14	Dispositif expérimental utilisé par [Vogler et Kyriakides, 1997] pour obtenir la pro-	
	pagation d'une kink band en cisaillement. . . . .	156
IV.15	Essai CC : champs de variations de température et champs de source. . . . .	158
IV.16	Essai DENC : champs de variations de température et champs de source. . . . .	158
IV.17	Essai C-ind : champs de variations de température et champs de source. . . . .	158
IV.18	Faciès de rupture des différentes éprouvettes de compression. . . . .	160
IV.19	Dispositifs expérimentaux utilisés pour l'essai d'indentation quasi statique et pour	
	l'essai de CAI. . . . .	162
IV.20	Évolution de la variation de température avec l'avancée de la fissuration sur la face	
	indentée lors de l'essai d'indentation quasi statique. . . . .	163
IV.21	Évolution de la variation de température avec l'avancée de la fissuration sur la face	
	pré-indentée lors de l'essai de CAI. . . . .	164
IV.22	Micrographies des coupes transverses des stratifiés après l'essai d'indentation et	
	l'essai de CAI. . . . .	164
IV.23	Exemple de la distribution spatiale du champ de source de chaleur associé à la	
	rupture de fibres en compression. . . . .	165
IV.24	Comparaison du champ de température théorique et expérimental après optimisa-	
	tion des paramètres de la source théorique, pour l'essai d'indentation. . . . .	166
IV.25	Comparaison du champ de température théorique et expérimental après optimisa-	
	tion des paramètres de la source théorique, pour l'essai de CAI. . . . .	167



---

# Liste des tableaux

---

II.1	Variables thermodynamiques associées au problème de fissuration. . . . .	60
II.2	Constantes de temps des fuites thermiques pour un stratifié tissé verre/époxyde. . .	75
II.3	Valeurs des paramètres de la source de chaleur théorique. . . . .	77
II.4	Paramètres liés au matériau et paramètres numériques considérés pour le problème thermique. . . . .	78
III.1	Caractéristiques du pré-imprégné verre/époxyde étudié. . . . .	89
III.2	Caractéristiques mécaniques du matériau dans l'axe des renforts. . . . .	93
III.3	Paramètres considérés pour le pli de tissu verre/époxyde étudié. . . . .	96
III.4	Valeurs des paramètres de la source théorique pour les 3 zones considérées. . . . .	103
III.5	Caractéristiques d'un pli unidirectionnel verre/époxyde. . . . .	116
III.6	Valeurs moyennes d'initiation et de propagation pour $G_{ir}$ et $G$ . . . . .	134
IV.1	Caractéristiques mécaniques et thermiques d'un pli UD verre/époxyde (913G-E-5-30%). . . . .	142
IV.2	Valeurs moyennes de $G_{ir}$ et $G$ en propagation intralaminare pour un stratifié monolithique verre/époxyde. . . . .	149
IV.3	Valeurs des paramètres de la source théorique associée à la rupture d'un groupe de fibres. . . . .	152
IV.4	Taux de restitution d'énergie associé à la rupture translaminaire en compression de stratifié monolithique. . . . .	157
IV.5	Caractéristiques mécaniques et thermiques d'un pli UD carbone/époxyde T700GC/M21. . . . .	161
IV.6	Valeurs des paramètres des sources théoriques pour les zones considérées lors de l'essai d'indentation et de CAI. . . . .	168



---

# Introduction générale

---

## Enjeux scientifiques et problématiques

Depuis la seconde guerre mondiale et l'apparition des premières pièces composites dans les avions (ailes des appareils AT-6 - North American Aviation - et BT-15 - Vultee Aircraft -), l'utilisation des matériaux composites dans les structures aéronautiques s'est significativement accrue. Grâce à leur bon rapport rigidité sur masse, ils ont progressivement remplacé les matériaux métalliques dans les parties structurales des avions comme en témoigne aujourd'hui la composition de l'Airbus A350 XWB et du Boeing 787 Dreamliner avec respectivement 53% et 50% en masse de matériaux composites. Ces matériaux présentent toutefois l'inconvénient d'être particulièrement sensibles à la présence d'endommagements, qui réduisent de façon considérable leur résistance résiduelle et leur tenue mécanique dans le temps. Ils sont par exemple particulièrement sensibles aux sollicitations d'impact, dues aux chutes d'outils lors des opérations de maintenance ou lors du processus de fabrication [Abrate, 1998]. Aujourd'hui, bien que les matériaux composites soient massivement utilisés dans les structures aéronautiques, aérospatiales, navales, ..., la communauté scientifique et industrielle s'interroge encore sur bon nombre de points : comment ces structures vont-elles supporter les dommages ? Comment vont-elles vieillir ? Quels critères de dimensionnement utiliser ? Comment détecter et quantifier ces dommages ? Le présent travail a pour principal objectif de répondre - en partie - à cette dernière question.

Compte tenu de leur architecture complexe les processus d'endommagement de ces matériaux impliquent différents modes de dégradation et à différentes échelles (fissurations matricielles, pseudo-plasticité, rupture de fibres, délaminages, ...). Depuis les années 70, beaucoup de travaux se sont donc focalisés sur la caractérisation de l'endommagement des structures composites, initialement composées de plis unidirectionnels [Bailey et Parvizi, 1981 ; Sutcliffe et Fleck, 1994 ; González et Llorca, 2007] et plus récemment de plis tissés [Gao *et al.*, 1999 ; Osada *et al.*, 2003 ; Kim et Sham, 2000]. Classiquement, la nature des endommagements présents aux différentes échelles est identifiée à l'aide d'observations micrographiques. En complément de ces informations, le développement de techniques non-destructives comme le contrôle par ultrasons (C-Scan), l'émission acoustique, la radiographie par rayons X et plus récemment la tomographie aux rayons X, a permis d'améliorer significativement la compréhension des mécanismes d'endommagement. La plupart de ces techniques sont toutefois limitées à une caractérisation qualitative et permettent dans le meilleur des cas d'identifier et de localiser les endommagements. Or des informations quantitatives sont nécessaires pour définir et prédire la capacité d'un matériau à plus ou moins s'endommager, surtout lorsque celui-ci est affaibli par la présence d'une fissure. Ces informations sont en particulier capitales pour la mise au point des modélisations numériques, qui sous l'exigence croissante des organismes de certification constituent un enjeu économique crucial pour les constructeurs.

Afin de caractériser la capacité d'un matériau composite à résister ou non à la fissuration, la mesure du taux de restitution d'énergie critique en initiation et propagation est fondamentale. Ce paramètre, initialement introduit par [Griffith, 1921] dans le cadre de la Mécanique Linéaire de la Rupture, caractérise l'énergie nécessaire à un endommagement pour se propager. Basées sur ce concept, plusieurs stratégies de modélisation ont notamment été développées pour prédire la ré-

sistance des composites stratifiés à certains modes de fissuration [Pinho *et al.*, 2006 ; Wisnom et Hallett, 2009 ; Bouvet *et al.*, 2012]. Cependant, la mesure des taux de restitution d'énergie s'avère plus ou moins problématique en fonction des modes et de la nature des ruptures impliquées dans la fissuration de la structure. Les méthodes expérimentales classiquement employées à cet effet, sont généralement basées sur la réponse mécanique globale du matériau : méthode de la complaisance, méthode des aires, ... Or dans bon nombre de cas, comme par exemple pour une fissuration instable ou impliquant de faibles variations de raideur, ces méthodes sont inutilisables. Par ailleurs, l'aspect global de ces approches ne permet pas de dissocier la contribution énergétique des différents modes de dégradation impliqués lors de la fissuration. Pour cela, une information plus locale sur les énergies dissipées est donc nécessaire, mais comment l'obtenir ?

L'information thermique, liée à la dissipation intrinsèque du matériau, semble en partie pouvoir répondre à cette question. Cependant, la température n'est pas directement reliée au comportement intrinsèque dissipatif du matériau. Son évolution dépend de la distribution et de l'intensité des sources de chaleur, de la diffusion de la chaleur dans le matériau et des conditions aux limites. C'est pourquoi la caractérisation quantitative des phénomènes de dégradation s'appuie généralement sur l'analyse des champs de source de chaleur [Chrysochoos *et al.*, 1989 ; Wattrisse *et al.*, 2002 ; Poncelet, 2007 ; Schlosser, 2008]... L'objectif de ce travail est donc d'utiliser la variation de température afin d'identifier, d'une part les zones d'endommagement et d'autre part, la dissipation mise en jeu lors des processus de dégradation des structures composites, que ce soit en zone homogène ou singulière (pointe d'entaille). Pour cela nous nous appuyons sur l'approche développée par [Chrysochoos *et al.*, 1989 ; Chrysochoos et Louche, 2000], qui à partir de la mesure de champs de température via une caméra infrarouge, permet d'estimer les champs de dissipation dans un matériau supposé homogène à l'échelle de l'étude. À partir de ces résultats, l'objectif est de proposer un protocole expérimental adapté à la mesure de taux de restitution d'énergie dans les structures composites stratifiées.

## Contexte et objectifs

La présente étude s'inscrit dans la continuité des travaux de thèse de Mathieu Bizeul [Bizeul, 2009] et Thomas Rouault [Rouault *et al.*, 2013], qui traitaient de la propagation de coupure dans les revêtements tissés minces de pales d'hélicoptère sous chargement de vol. Ces deux études furent initiées par Eurocopter suite aux exigences des autorités de certification concernant la durée de service minimale d'une pale d'hélicoptère dont le revêtement est affaibli par une coupure traversant son épaisseur. Au cours de ces travaux, [Bizeul, 2009] a été amené à utiliser la radiographie par rayons X, le contrôle par ultrasons (C-Scan), l'émission acoustique ou encore la corrélation d'images, pour détecter et suivre l'évolution de l'endommagement en pointe de coupure. Les résultats ont alors mis en évidence l'insuffisance de ces techniques non destructives à caractériser les endommagements observés au microscope. Suite à ces constatations, l'objectif de ce travail est donc d'apporter - si possible - des précisions sur ces endommagements à partir de la technique de thermographie infrarouge. Dans un premier temps, le but est d'étendre et de valider l'approche développée par [Chrysochoos *et al.*, 1989] à l'étude du tissu composite utilisé comme revêtement dans les pâles d'hélicoptère. Dans un deuxième temps, l'objectif est d'identifier la nature des endommagements et de les localiser, lorsque le tissu composite est soumis à une sollicitation homogène. Cette étude doit notamment nous permettre d'estimer quantitativement les dissipations associées aux différents mécanismes de dégradation du matériau. À partir de cette première étude, le but est d'évaluer la propagation d'une coupure dans les stratifiés tissés minces. Notre tâche consistera alors à développer un protocole expérimental permettant de remonter au taux de restitution d'énergie. Enfin, nous souhaitons également étudier plusieurs cas de propagation pour lesquels l'estimation du taux de restitution d'énergie n'est pas réalisable à partir des méthodes mécaniques globales. La caractérisation de la rupture en compression ou des ruptures plus locales, comme celle d'un paquet de fibres en traction, constituent un challenge qui reste, aujourd'hui, encore à relever. L'objectif

final étant d'évaluer dans quelle mesure la technique de thermographie infrarouge peut être utilisée pour l'évaluation des taux de restitution d'énergie dans les structures composites stratifiées.

L'ensemble de ce travail est réalisé au sein du groupe Matériaux et Structures Composites (MSC) de l'Institut Clément Ader (ICA) de Toulouse, en étroite collaboration avec le groupe Métrologie, Identification, Contrôle et surveillance (MICS).

### Organisation du mémoire

Ce mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier est consacré à une étude bibliographique se focalisant sur les problématiques liées à la mesure du taux de restitution d'énergie dans les composites stratifiés. Les méthodes normalisées et quelques méthodes originales répertoriées dans la littérature sont tout d'abord examinées. Nous nous intéressons ensuite aux approches utilisant la mesure de température pour caractériser les mécanismes d'endommagement des matériaux homogènes et hétérogènes. Les quelques applications aux structures composites recensées sont alors présentées. Enfin, l'intérêt de ces différentes approches pour l'estimation quantitative de l'endommagement dans les matériaux composites, en zone homogène ou singulière, est discuté.

Le deuxième chapitre décrit le cadre théorique de l'approche calorimétrique locale choisie pour l'estimation des énergies dissipées. Nous y explicitons les grandes lignes de cette approche ainsi que les hypothèses simplificatrices relatives à l'étude des structures composites en zone homogène, puis en zone singulière. La méthode de traitement des images thermiques mise en place pour l'estimation locale des champs de dissipation est ensuite exposée. Enfin, ses performances et l'influence des paramètres liés au matériau sont contrôlées au travers d'un cas test représentatif d'une dissipation fortement hétérogène.

Le troisième chapitre est ensuite consacré à la caractérisation de l'endommagement dans plusieurs stratifiés minces constitués de plis tissés en verre/époxyde. Des essais de traction et de cisaillement en zone homogène sont dans un premier temps effectués. En complément des observations micrographiques réalisées, les mesures thermiques sont utilisées pour caractériser les sites d'endommagement et les dissipations associées. Ces dernières doivent en particulier nous renseigner sur la cinétique de l'endommagement et sur la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur, grandeur qui s'avèrera nécessaire pour la mesure du taux de restitution d'énergie. Dans un deuxième temps, un essai de propagation de coupure est développé pour étudier les phénomènes de rupture et d'endommagement en pointe d'entaille à partir des variations de température. Pour les deux drapages considérés, l'évaluation des champs de dissipation, combinée aux mesures mécaniques globales, conduisent à l'estimation du taux de restitution d'énergie et à la proportion globale d'énergie dissipée.

Enfin, le quatrième et dernier chapitre est dédié à la mesure de taux de restitution d'énergie dans les stratifiés composés de plis unidirectionnels. Plusieurs essais de fissuration, pour lesquels les méthodes mécaniques globales sont inexploitablement, sont effectués. La fissuration intralaminare en traction de stratifiés monolithiques en verre/époxyde est tout d'abord étudiée. L'approche expérimentale développée est alors employée pour calculer le taux de restitution d'énergie. Une partie importante de ce chapitre est ensuite focalisée sur la problématique de la rupture de fibres en compression. Plusieurs configurations et matériaux sont testés, et pour chacune d'entre elles une estimation du taux de restitution d'énergie est obtenue à partir de la mesure de température. Enfin, la validité de l'approche expérimentale proposée est discutée au regard de l'ensemble des résultats obtenus lors de ce travail.



# I Étude bibliographique - Positionnement du travail de recherche

## Sommaire

<b>I.1</b>	<b>Objectifs de l'étude</b>	<b>6</b>
<b>I.2</b>	<b>Mécanismes de rupture des stratifiés composites</b>	<b>7</b>
I.2.1	Composites unidirectionnels monolithiques	7
I.2.1.1	Rupture intralaminaire	8
I.2.1.2	Rupture interlaminaire	9
I.2.1.3	Rupture translaminaire	10
I.2.2	Cas des Composites tissés	11
I.2.2.1	Structure	11
I.2.2.2	Mécanismes de fissuration	12
<b>I.3</b>	<b>Caractérisation expérimentale de la rupture des matériaux composites</b>	<b>14</b>
I.3.1	Enjeux et difficultés	14
I.3.2	Élément de mécanique linéaire de la rupture	15
I.3.2.1	Le milieu élastique fissuré	15
I.3.2.2	Approche énergétique ou « globale »	16
I.3.2.3	Approche locale : Facteurs d'intensité de contrainte	17
I.3.3	Méthodes de mesure en propagation interlaminaire - Essais de délaminage	19
I.3.3.1	Configurations expérimentales des essais de délaminage	20
I.3.3.2	Méthodes de caractérisation	23
I.3.3.3	Problématiques inhérentes aux essais de propagation interlaminaire	26
I.3.4	Cas de la propagation intralaminaire	28
I.3.5	Méthodes expérimentales en propagation translaminaire	30
I.3.5.1	Caractérisation de la rupture en traction	31
I.3.5.2	Cas de la compression	33
I.3.6	Synthèse - Problématiques liées à la mesure de $G_c$	35
<b>I.4</b>	<b>Analyse quantitative du comportement des structures via la mesure de température</b>	<b>38</b>
I.4.1	Brefs rappels historiques et objectif de l'étude	38
I.4.2	Utilisation du couplage thermoélastique	39
I.4.3	L'approche calorimétrique locale	42
I.4.3.1	Étude des phénomènes de localisation sous sollicitations homogènes	42
I.4.3.2	Étude énergétique en propagation de fissure	44
<b>I.5</b>	<b>Conclusion - Choix d'une approche expérimentale</b>	<b>46</b>

## I.1 Objectifs de l'étude

L'ensemble des travaux de thèse présentés dans ce mémoire concerne la caractérisation qualitative et quantitative des phénomènes de rupture dans les matériaux composites à matrice therm durcissable et fibres longues. Le Chapitre III se focalise sur l'étude de stratifiés tissés verre/époxyde, et le Chapitre IV présente les travaux réalisés sur des stratifiés unidirectionnels monolithiques en verre/époxyde et des stratifiés composés de plis unidirectionnels en carbone/époxyde. Pour ces types de matériaux l'analyse des mécanismes de dégradation requiert la connaissance de la nature des dommages, de leurs cinétiques ainsi que des énergies mises en jeu. La nature des matériaux composites étant multi-échelle, son endommagement l'est aussi. L'étude des mécanismes de rupture nécessite donc l'utilisation de plusieurs techniques expérimentales afin d'identifier les types de dommages correspondant aux différentes échelles.

De nombreuses études expérimentales ont été conduites afin d'identifier les mécanismes de dégradation liés aux différentes échelles, que ce soit pour les composites à bases de pli unidirectionnel [Bailey et Parvizi, 1981 ; González et LLorca, 2007] ou de pli tissé [Osada *et al.*, 2003 ; Gao *et al.*, 1999 ; Kim et Sham, 2000]. À partir de ces conclusions, plusieurs modèles numériques ont alors été développés [Ladeveze et Ledantec, 1992 ; Wisnom, 2010 ; Bouvet *et al.*, 2012]. La caractérisation de l'énergie dissipée par chaque endommagement constitue un point crucial pour la mise au point de ces modèles, que les mécanismes de dégradation soient modélisés de façon discrète [Bouvet *et al.*, 2012] ou continue [Ladeveze et Ledantec, 1992].

En effet, de nombreux modèles utilisent le concept de la théorie énergétique de la rupture (du taux de restitution d'énergie  $G$ ), initialement introduit par [Griffith, 1921], afin de modéliser l'initiation et la propagation d'une rupture. Ce concept est en particulier largement utilisé dans les éléments cohésifs. Depuis de nombreuses années, la caractérisation de ce taux de restitution d'énergie a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et/ou numériques. Or, le recensement d'une partie de ces études montre que peu d'approches sont aujourd'hui normalisées et que la plupart sont inadaptées à l'étude de certains modes de fissuration des structures composites.

L'objectif de ce chapitre est donc, dans un premier temps, de mettre en évidence les carences actuelles des techniques expérimentales développées pour la mesure des paramètres de rupture (taux de restitution d'énergie, facteur d'intensité des contraintes). Dans un deuxième temps, il s'agit d'établir si l'application de la technique de thermographie infrarouge au problème de fissuration permettrait de pallier certaines de ces difficultés. Une première section rappelle d'abord les principaux modes de rupture observés dans les matériaux composites. L'étude se limite ici aux composites unidirectionnels et aux composites tissés 2D. La deuxième section est ensuite consacrée à la présentation des méthodes expérimentales utilisées dans la littérature pour mesurer les taux de restitution d'énergie, associés aux différents modes de rupture. Enfin la Section I.4 présente diverses approches permettant d'étudier les processus d'endommagement et de déformation des matériaux via la mesure de la température. L'intérêt de la thermographie pour l'analyse quantitative des mécanismes d'endommagement est alors discutée.

## I.2 Mécanismes de rupture des stratifiés composites

### I.2.1 Composites unidirectionnels monolithiques

Un composite est un matériau composé d'un renfort (fibre) et d'un liant (matrice). Le renfort assure la rigidité mécanique du matériau alors que la matrice permet la transmission des contraintes et garantit la géométrie de l'ensemble. Généralement les fibres sont orientées selon la direction de résistance à privilégier, puis noyées dans la matrice afin de constituer un pli unidirectionnel. Les structures composites majoritairement utilisées dans l'industrie sont obtenues par empilement de plusieurs plis et sont communément nommées composites stratifiés. L'assemblage de ces plis, orientés selon les directions principales de chargement, permet ainsi de construire un stratifié optimisé en termes de rigidité et de masse par rapport à une sollicitation donnée. La structure multi-échelle finale ( $\approx 1m$ ) est ainsi composée de fibres et de résine à l'échelle microscopique ( $\approx 10\mu m$ ), constituant à une échelle supérieure des plis ( $\approx 100\mu m$ ), formant à leur tour par empilement une plaque stratifiée ( $\approx 1mm$ ), voir Figure I.1.

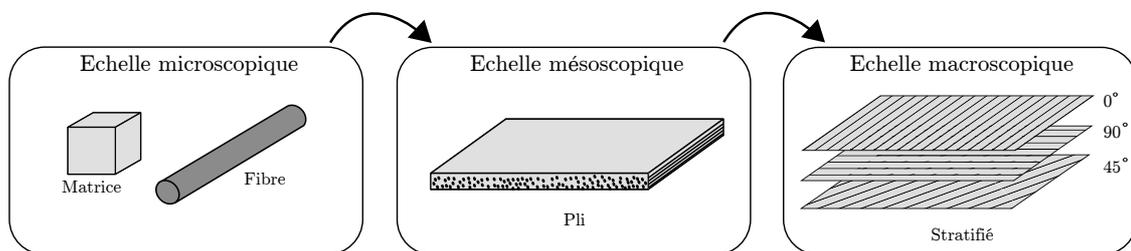


Figure I.1 – Structure d'un matériau composite.

Cette nature multi-échelle complexifie l'analyse et la prédiction de leur comportement. En effet, les processus d'endommagement impliquent différents modes de dégradation et à différentes échelles (fissuration matricielle, pseudo-plasticité, rupture de fibre, délaminage, ...). Ces modes de rupture sont influencés à la fois par la stratification, les propriétés mécaniques des constituants, le type de sollicitation, ... C'est pourquoi dans la plupart des cas, les modes de dégradation conduisant à la ruine de la structure ne sont pas directement identifiables à l'échelle macroscopique (voir exemple Figure I.2).

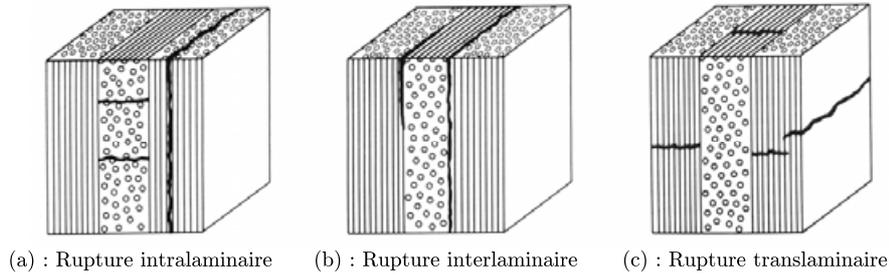


Figure I.2 – Rupture en traction d'un stratifié quasi isotrope troué  $[45_4/90_4/45_4/0_4]_s$  [Wisnom et Hallett, 2009].

En général, les mécanismes mis en jeu lors de l'endommagement débutent à l'échelle microscopique (assemblage fibre/résine) pour ensuite apparaître à l'échelle mésoscopique (pli stratifié) et mener à la ruine du stratifié (échelle macroscopique). La description des modes de rupture est classiquement effectuée à l'échelle du pli (échelle mésoscopique). Les modes de ruine sont alors classés en fonction de l'orientation du plan de rupture par rapport à la direction des renforts. On distingue ainsi trois modes principaux de rupture, illustrés sur la Figure I.3 :

- (a) : La rupture intralaminare : fissuration de la résine à l'intérieur d'un pli, parallèle à la direction des fibres.

- (b) : La rupture interlaminaire : décohésion entre deux plis, couramment appelée délaminage.
- (c) : La rupture translaminaire : rupture transversale des fibres du pli.



**Figure I.3** – Classification des modes de dégradation d'un stratifié à l'échelle du pli [Smith, 1993].

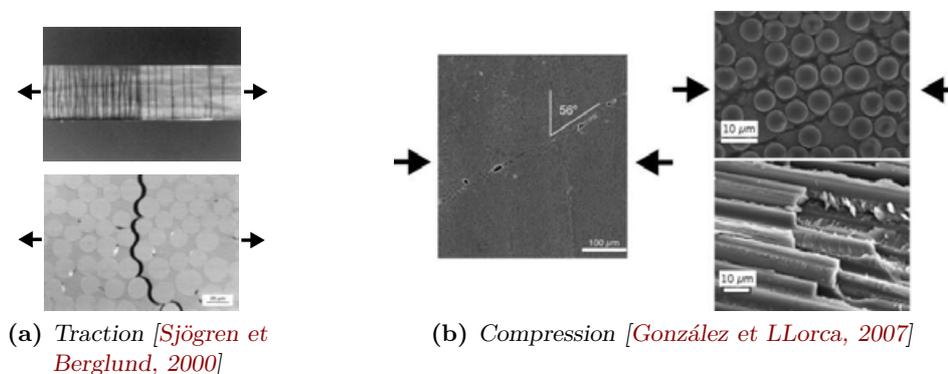
Le comportement des stratifiés et leurs modes de ruine à l'échelle du pli dépendent de la sollicitation, et sont également grandement influencés par les paramètres à l'échelle de la microstructure :

- la nature des fibres et de la résine,
- le taux volumique de fibres,
- ou encore la cohésion de l'interface fibre/matrice.

L'étude suivante se limite à l'analyse phénoménologique des trois modes de rupture énoncés ci-dessus, l'influence des paramètres microstructuraux sur le comportement à rupture n'est pas détaillée.

### I.2.1.1 Rupture intralaminaire

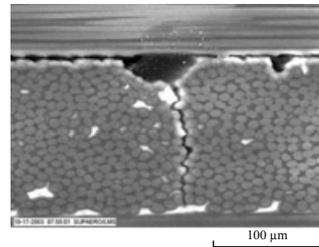
La rupture intralaminaire du pli, ou la fissuration transversale, est le résultat à l'échelle mésoscopique de la coalescence des décohésions fibre/matrice et des fissurations matricielles à l'échelle microscopique [Bailey et Parvizi, 1981]. Ces fissures s'étendent sur toute la hauteur du pli, leurs directions étant fonction de la sollicitation. Pour un chargement de traction, la fissuration est perpendiculaire à la direction de chargement (Figure I.4a), alors que pour un chargement de compression la rupture est inclinée d'un angle généralement compris entre  $50^\circ$  et  $57^\circ$  par rapport à la direction perpendiculaire au plan de chargement [González et LLorca, 2007] (Figure I.4b). Cet angle de fissuration est relié à l'apparition d'une bande de déformation plastique résultant d'un intense cisaillement local. Sous l'augmentation de la déformation, de multiples décohésions fibre/matrice apparaissent alors dans cette zone et conduisent par leurs coalescences à la propagation d'une rupture matricielle de cisaillement.



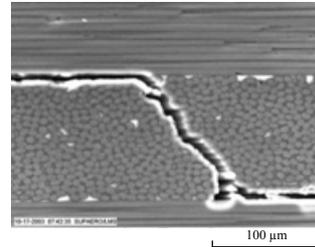
**Figure I.4** – Fissuration transversale d'un pli unidirectionnel.

Pour les composites stratifiés, les fissures transversales apparaissent préférentiellement dans les

plis orientés perpendiculairement à la sollicitation. Ces fissurations résultent de la décohésion des interfaces fibre/matrice et se propagent parallèlement aux fibres. Sous l'accroissement du chargement ces fissures se propagent jusqu'aux interfaces entre plis et entraînent l'initiation de la rupture interlaminaire (voir Figure I.5). Ces deux types de dégradation sont alors en compétition et évoluent jusqu'à ce que la densité de fissure dans les plis arrive à saturation.



(a) Délaminage engendré par une fissure de traction.



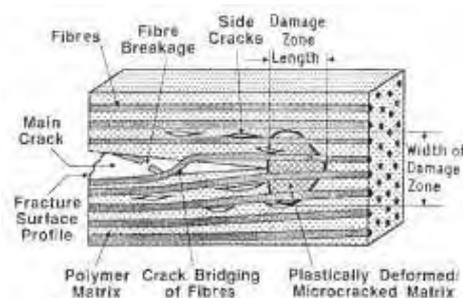
(b) Délaminage engendré par une fissure de cisaillement.

**Figure I.5** – Délaminage local engendré par la fissuration intralaminaire après un impact basse vitesse [Petit, 2005].

### I.2.1.2 Rupture interlaminaire

Le délaminage ou fissuration interlaminaire se développe à l'interface commune entre deux plis adjacents où la fraction volumique de fibre est plus faible (zone « riche » en résine). Il apparaît dans la plupart des cas après la fissuration transverse d'un des plis adjacents, mais cela dépend *a priori* de la répartition des contraintes interlaminaires. [Hosoi *et al.*, 2011] ont par exemple observé, sur les bords d'une éprouvette sollicitée en traction cyclique, l'apparition simultanée d'un délaminage et de fissurations transverses. La rupture interlaminaire est généralement accompagnée par plusieurs endommagements répartis autour du front de fissure (Figure I.6) :

- Microfissures matricielles (« microcrazing ») et déformation plastique en pointe de fissure.
- Propagation des microfissures dans les plis latéraux parallèlement à la direction des fibres.
- Ruptures de fibre reliant les deux surfaces du délaminage, « ponts de fibre ».



**Figure I.6** – Endommagement accompagnant la propagation du délaminage [Friedrich *et al.*, 1989].

Pour une matrice therm durcissable la rupture est de type fragile et peut se produire en mode d'ouverture (mode I), de cisaillement (mode II), de vissage (mode III), ou par combinaison de ces modes. L'étude présentée se limite au mode d'ouverture (mode I) et au mode de cisaillement (II). Comme observé sur la Figure I.7, le faciès de rupture de la surface délaminée dépend du mode de rupture. Rigoureusement, il dépend également de la nature des matériaux en contact (type de résine, interface fibre-résine) et de la vitesse de propagation [Friedrich *et al.*, 1989]. On présente ici les faciès de rupture associés à une propagation stable de fissure (quasi statique) dans les composites à résine

époxyde. Dans le cas d'une rupture en mode I la contrainte maximale de traction est perpendiculaire aux renforts, le plan de rupture est alors parallèle à la direction des fibres et perpendiculaire à la direction de sollicitation. Le faciès de rupture de la matrice présente une surface relativement plane avec des stries caractéristiques en forme de « rivières » (Figure I.7a). Pour une rupture en mode de cisaillement, le plan de traction maximal est incliné de  $45^\circ$  par rapport au plan de délaminage. Il en résulte une série de microfissures matricielles en forme de « cups », qui lorsque la rupture s'est totalement propagée forment des « hackles » voir Figure I.7b. Finalement, dans le cas d'une rupture en mode mixte I/II, les deux types de motif sont plus ou moins observables en fonction de la proportion de chaque mode.

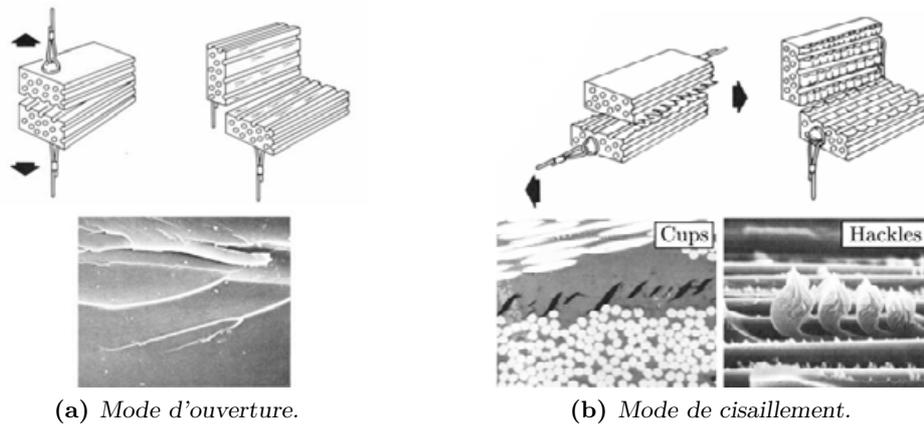


Figure I.7 – Faciès de rupture en propagation interlaminaire en fonction du mode de rupture [Smith, 1993].

### I.2.1.3 Rupture translaminaire

La rupture translaminaire d'un pli se manifeste à l'échelle microscopique par la rupture d'un paquet de fibres. Elle conduit en général à la ruine de la structure. Les deux modes de rupture classiquement observés dans la littérature sont la rupture en traction (Figure I.8a) et la rupture par micro-flambage en compression (Figure I.8b). En traction les fibres rompent par paquet avec un plan de rupture commun. Cette rupture est généralement accompagnée de décohésions fibre/matrice de part et d'autre du plan de rupture résultant de la fissuration de l'interface en cisaillement.

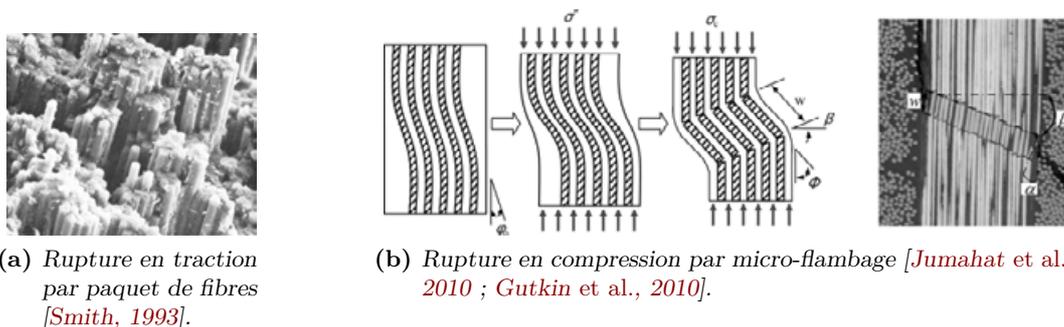


Figure I.8 – Rupture translaminaire dans les matériaux composites unidirectionnels.

La rupture en compression est généralement associée à un micro-flambage provoqué par un désalignement local des fibres, voir Figure I.8b. [Jumahat et al., 2010] expliquent que lorsque la contrainte de compression augmente, le désalignement des fibres s'accroît et génère un cisaillement local dans les zones d'ondulations. D'après [Gutkin et al., 2010] ce cisaillement local est à l'origine de la décohésion fibre/matrice observée dans les zones d'ondulation, car leurs observations microscopiques révèlent la présence de « cups » au niveau de ces interfaces (Figure I.9a). Ensuite,

sous l'accroissement de la compression une instabilité apparaît dans les zones fortement désalignées, conduisant à la rupture des fibres en flexion (Figure I.9a) puis à la propagation d'une « kink band ». [Jumahat *et al.*, 2010] observent que la largeur de cette « kink band » mesure environ 8 à 15 fois le diamètre d'une fibre ( $\approx 7 \mu\text{m}$  dans leur cas). La Figure I.9b présente le faciès caractéristique d'une rupture de fibre en flexion. La surface de la fibre rompue en traction est relativement plane, alors que la partie cassant en compression présente un aspect rugueux révélateur d'une rupture en cisaillement.

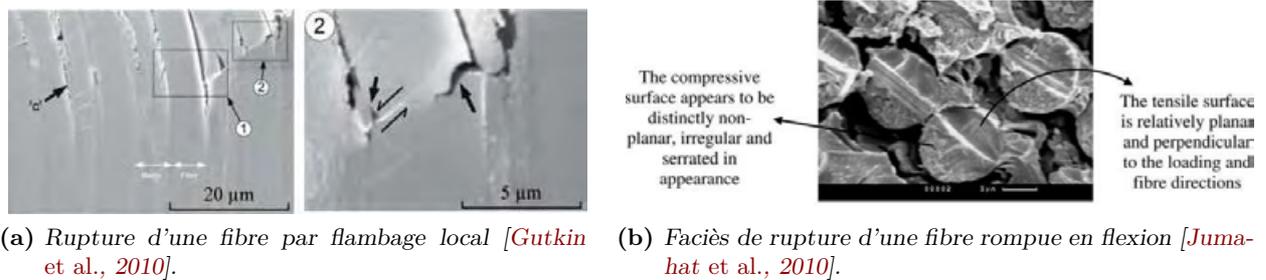


Figure I.9 – Mécanisme de flambage à l'échelle microscopique.

## I.2.2 Cas des Composites tissés

### I.2.2.1 Structure

Les tissus composites sont constitués à l'échelle mésoscopique de groupements de fibres, appelés torons ou mèches, tissés dans le plan (tissu 2D) ou dans l'espace (tissu 3D) afin de former un pli (Figure I.10a). Un pli de tissu possède ainsi plusieurs directions de renfort. Grâce à cette architecture particulière les tissus composites ont, comparativement aux architectures unidirectionnelles, une meilleure tolérance aux dommages mais également une meilleure drapabilité. Les composites tissés peuvent être répertoriés en deux catégories : les tissus 2D (Figure I.10b) et les tissus 3D (Figure I.10c). Conformément aux matériaux composites utilisés dans ces travaux de thèse, seuls les scénarii d'endommagement des tissus 2D sont étudiés ici. Les principaux motifs de tissage utilisés pour les tissus composites 2D sont représentés Figure I.10b.

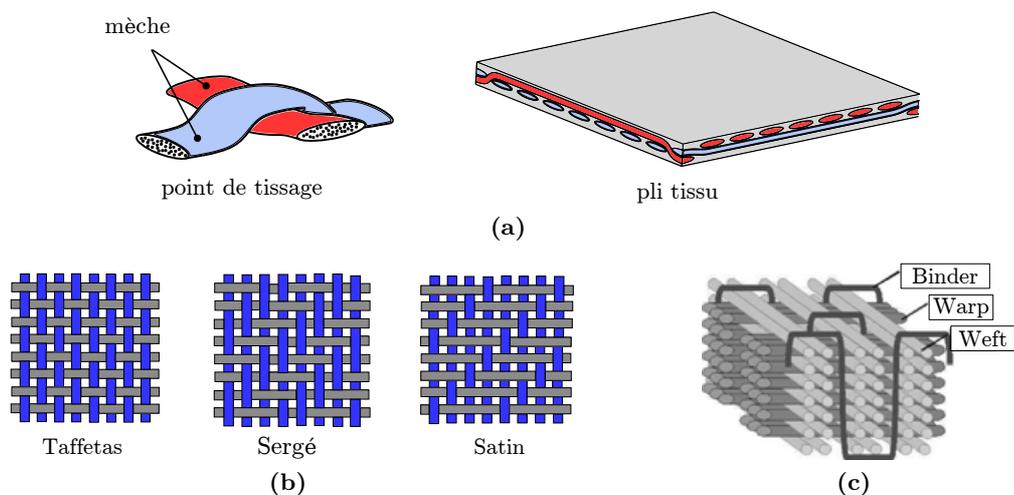


Figure I.10 – (a) Structure d'un tissu composite 2D à armure satin de 8, (b) motifs de tissage usuels des tissus composites 2D et (c) tissu 3D « interlock », extrait de [Rudov-Clark *et Mouritz*, 2008].

### I.2.2.2 Mécanismes de fissuration

Bien qu'ils diffèrent par leurs structures, les composites tissés présentent des modes de ruine comparables à ceux observés dans les composites unidirectionnels, même si les scénarii de dégradation restent différents. Dans le cas des composites unidirectionnels, l'échelle du pli représente l'échelle caractéristique adaptée à la description des mécanismes de dégradation. Pour les composites tissés, les résultats de la littérature montrent que l'échelle de la mèche est l'échelle critique où se développent les endommagements pénalisant pour l'intégrité de la structure. La caractérisation des scénarii et des modes de rupture est donc classiquement effectuée à l'échelle de la mèche.

#### Fissuration intralaminare et délaminage

Plusieurs travaux [Osada *et al.*, 2003 ; Gao *et al.*, 1999 ; Duplessis Kergomard *et al.*, 2010] ont mis en évidence que lorsque le tissu est sollicité en traction le premier endommagement est caractérisé par la fissuration des mèches transverses (mèches perpendiculaires à la direction de sollicitation). Comme pour les matériaux unidirectionnels cette fissuration à l'échelle mésoscopique résulte de la coalescence des décohésions fibre/matrice et des fissurations matricielles à l'échelle microscopique.

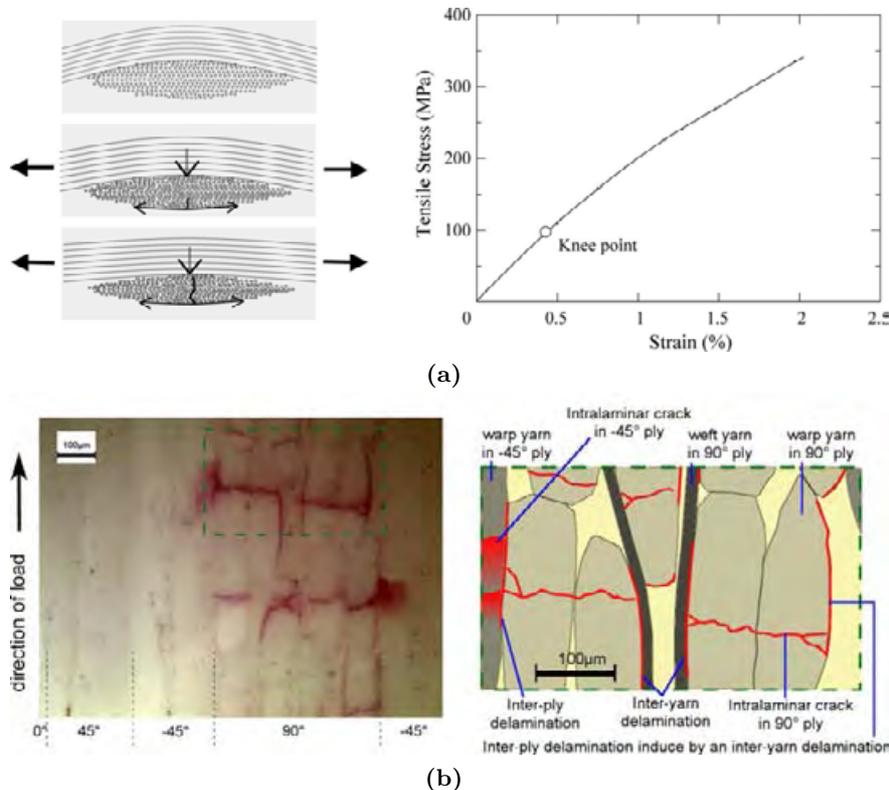


Figure I.11 – (a) Mécanisme de fissuration intralaminare en traction [Osada *et al.*, 2003] et (b) interaction entre fissuration transverse et délaminage [Duplessis Kergomard *et al.*, 2010].

D'après [Osada *et al.*, 2003] la tension générée dans les mèches longitudinales engendre une déformation de flexion dans les mèches transverses, ce qui conduit à l'amorçage de la fissuration transverse de ces dernières sur la partie tendue. Ces fissurations intralaminaires s'initient à partir d'un certain niveau de déformation correspondant au point d'inflexion de la courbe effort/déplacement, généralement appelé « knee point » (voir Figure I.11a). [Gao *et al.*, 1999] et [Duplessis Kergomard *et al.*, 2010] ont également observé que la fissuration intralaminare dans les torons engendre, sous l'accroissement de la déformation, la propagation d'un délaminage à l'interface mèche longitudinale-mèche transversale (également appelé « méta-délaminage »), voir Figure I.11b. Comme observé sur

la Figure I.11b un délaminage peut se produire à l'intérieur d'un même pli entre deux torons de directions différentes ou à l'interface entre deux plis adjacents. Contrairement aux plis unidirectionnels, l'arrangement des torons complique le cheminement des fissures transverses dans le pli et limite ainsi la propagation de fissure d'un pli à l'autre. Les tissus présentent aussi une meilleure résistance à la propagation du délaminage entre plis. [Kim et Sham, 2000] expliquent que cette tendance est due d'une part à la rugosité du tissage (induite par les ondulations des mèches) et d'autre part à la bifurcation de fissures interlaminaires lorsque celles-ci rencontrent une mèche d'orientation différente.

### Rupture translaminaire d'un pli tissé

À l'instar des composites unidirectionnels, la rupture finale d'un pli de tissu est généralement causée par la coalescence de multiples ruptures de fibres. Dans le cas d'une sollicitation de traction, les ruptures de fibre s'accumulent dans les torons alignés avec la direction de chargement après l'apparition des premières fissurations transverses [Osada *et al.*, 2003]. Ces ruptures de fibres s'accumulent dans les mèches longitudinales avec l'augmentation de la déformation causant parfois la propagation de fissures aux interfaces fibre/matrice d'un même toron, voir Figure I.12. À partir d'un certain niveau de déformation les torons rompent sous l'accumulation des ruptures de fibres, ce qui provoque la ruine du pli.

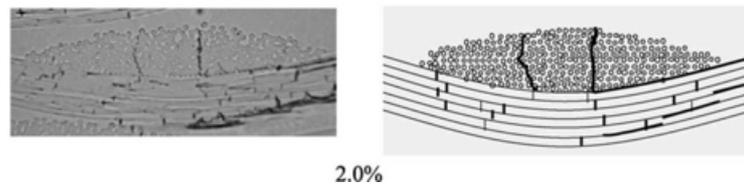


Figure I.12 – Ruine des tissus en traction : observation de l'accumulation des ruptures de fibres dans les mèches longitudinales après 2% de déformation [Osada *et al.*, 2003].

Pour un chargement de compression, l'endommagement est principalement caractérisé par de la rupture de mèche en « kink band » (Figure I.13a). En testant deux architectures de tissu différentes, [Carvalho *et al.*, 2011] démontrent que les mèches alignées avec la direction de compression cassent par micro-flambage aux points de tissages, quelle que soit l'architecture du tissage. Les « kink band » formées dans les mèches longitudinales sont alors reliées par un réseau d'endommagement incluant fissuration matricielle et délaminage entre torons, voir Figure I.13b.

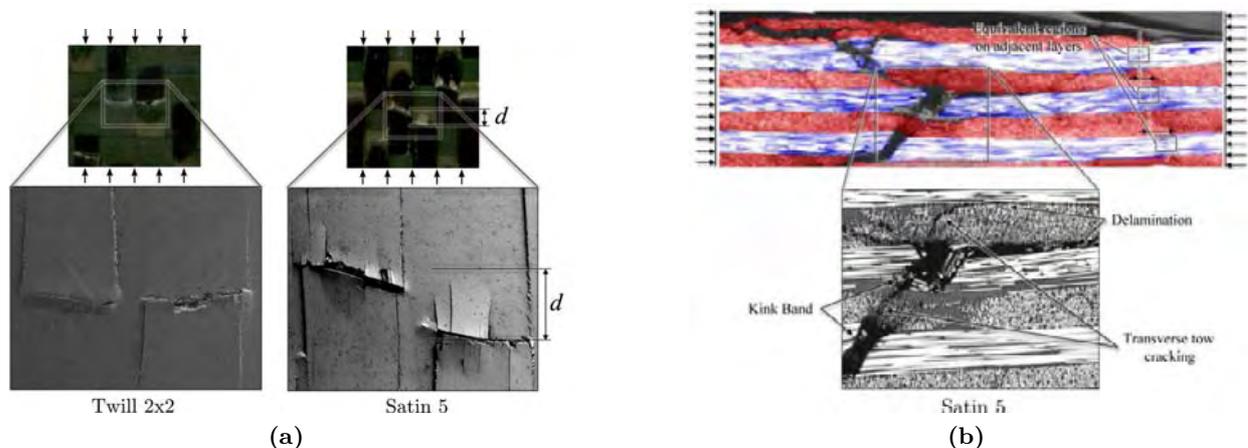


Figure I.13 – Endommagement des tissus composites sous compression : (a) rupture des mèches et (b) fissurations matricielles dans l'épaisseur [Carvalho *et al.*, 2011].

Les auteurs soulignent également l'influence de l'arrangement des torons dans l'épaisseur, déterminé par la séquence d'empilement, sur les mécanismes d'endommagement. En effet, lorsque les zones d'ondulations (points de tissage) sont alignées dans l'épaisseur, les déplacements hors plan des points de tissage, engendrés par la compression, sont « compatibles » (dans la même direction). Ceci n'est plus le cas si les points de tissages sont en opposition. Dans ce dernier cas les déplacements hors plan des points de tissage deviennent opposés. La structure possède alors une meilleure résistance à la compression puisque le micro-flambage local des mèches est retardé.

### I.3 Caractérisation expérimentale de la rupture des matériaux composites

#### I.3.1 Enjeux et difficultés

Le phénomène de fissuration touche, à différentes échelles, toutes les structures industrielles en service et ce quel que soit le type de matériau : matériaux granulaires, composites, métalliques, ... L'évolution des techniques non destructives a permis de révéler la présence en grand nombre des fissures dans les structures industrielles (ponts, avions, rails ferroviaires,...). Depuis le milieu du XX<sup>e</sup> siècle, suite aux ruptures brutales de plusieurs structures industrielles (fissuration de la coque des bateaux « liberty ships »), scientifiques et ingénieurs se sont penchés sur l'étude et la modélisation des phénomènes de propagation de fissures dans les matériaux métalliques. Dès lors, le concept de la mécanique de la rupture, introduit par Griffith (1920) puis développé en grande partie par Irwin (1950) et Rice (1968), a permis de démontrer que dans certains cas la présence de fissures n'était pas dommageable alors que dans d'autres cas, elle pouvait au contraire conduire à la ruine de la structure. L'objectif de cette discipline est de caractériser le comportement à la fissuration des structures à l'aide de paramètres directement mesurables : résistance à la fissuration du matériau (taux de restitution d'énergie, facteur d'intensité de contrainte, ...), taille de la fissure.

A l'heure actuelle, dans l'optique de réduire le nombre d'essais nécessaires à la certification de leurs structures, les industriels tendent à développer des modélisations numériques pour prédire la durée de vie de leurs structures. Dans le domaine aéronautique, l'introduction importante des matériaux composites au sein des structures primaires et l'exigence croissante des organismes de certification font de la modélisation numérique un enjeu économique capital pour les constructeurs. Depuis les travaux précurseurs de Griffith, de nombreuses approches ont été développées dans le but de prédire la durée de service des structures fissurées. Quelques-unes de ces concepts, pour la plupart établis dans le cadre des matériaux isotropes, sont depuis une vingtaine d'années repris et appliqués aux matériaux composites pour modéliser l'initiation et la propagation de fissures (mécanique de l'endommagement, critère de rupture, seuil de plasticité, surface de charge, taux de restitution d'énergie,...). Parmi les approches basées sur la mécanique de la rupture, plusieurs stratégies de modélisation peuvent être répertoriées :

- éléments cohésifs [Wisnom et Hallett, 2009], [Bouvet *et al.*, 2012], ... ;
- modèle à longueur interne (« smeared crack model ») [Iannucci et Ankersen, 2006] ;
- éléments finis étendus, X-FEM [Moës et Belytschko, 2002] ;

Pour chacune de ces approches, la simulation de la propagation de fissures au sein d'un milieu quelconque, requiert la connaissance de paramètres associés à la rupture : taux de restitution d'énergie critiques, facteurs d'intensité des contraintes critiques, ... Pour les matériaux composites, le taux de restitution d'énergie dépend, entre autres, du mode de sollicitation (mode I, ...) ainsi que du type de rupture (intralaminare, ...). Sachant qu'en plus, la valeur d'initiation est différente de celle de la propagation et que celle en traction peut différer de celle en compression [Laffan *et al.*, 2012b], un nombre important d'essais de caractérisation est *a priori* nécessaire. Hormis cette contrainte, liée à la détermination d'un grand nombre de valeurs, la difficulté majeure réside dans

la mise en place de ces essais. En effet, comme l'a montré l'étude précédente (cf. Section I.2), la plupart des modes de fissuration des matériaux composites sont corrélés les uns aux autres et il n'est pas chose aisée de faire propager une fissure selon un mode précis sans générer un autre type de fissuration. De plus, la caractérisation de l'initiation et de la propagation d'une fissure, nécessite la conception de configurations expérimentales assurant une propagation stabilisée de la rupture. À l'heure actuelle, peu d'essais sont normalisés : l'essai « Double Cantilever Beam » (DCB) [ISO, 2001 ; ASTM International, 2007], l'essai « End Notch Flexure » (ENF) [Kyōkai, 1994] ou encore l'essai « Extended Compact Tension » [ASTM International, 2004]. La partie qui suit, présente premièrement quelques éléments de théorie sur la mécanique de la rupture linéaire, puis discute des approches expérimentales utilisées pour caractériser les taux de restitution d'énergie liés aux différents modes de propagation et de rupture.

### I.3.2 Élément de mécanique linéaire de la rupture

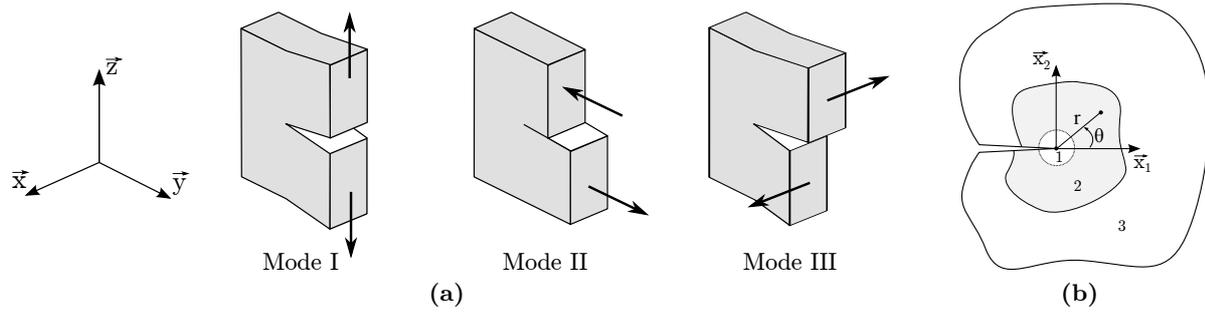
La mécanique de la rupture est une approche dédiée à l'étude de la propagation de fissure macroscopique au sein d'un matériau quelconque. Historiquement, cette discipline est née sous l'impulsion des travaux de [Griffith, 1921] qui montrent que la rupture d'un milieu élastique-fragile peut être caractérisée par un paramètre global appelé taux de restitution d'énergie  $G$ . La discipline s'est ensuite développée autour des années 1950 avec l'introduction du facteur d'intensité des contraintes  $K$  par [Irwin, 1957], puis avec les travaux de Rice sur les intégrales de contour (intégrale  $J$ ) autour des années 1970 [Rice, 1968]. Ces trois paramètres sont aujourd'hui les trois principaux paramètres utilisés pour l'étude de la rupture des matériaux.  $K$  est un paramètre résultant d'une approche locale, alors que  $G$  et  $J$  sont les paramètres issus d'une approche globale.

Dans le cas où le comportement macroscopique du matériau considéré est purement élastique, ou si la plasticité reste très confinée en pointe de fissure, la théorie de la mécanique linéaire de la rupture est utilisée pour étudier le comportement du solide fissuré. L'hypothèse d'une rupture élastique-fragile, utilisée dans le raisonnement initial de Griffith, est particulièrement adaptée à l'étude des structures composites puisque les zones de déformation plastique restent confinées en pointe de fissures et le comportement global du matériau demeure élastique. Pour les matériaux présentant une rupture ductile, où la taille de la zone plastique en pointe de fissure est non négligeable et modifie la répartition locale des contraintes, l'approche macroscopique (Griffith, intégrale  $J$ , ...) n'est plus valable puisqu'il advient nécessaire de considérer une échelle plus fine faisant apparaître un volume autour de la pointe de fissure dans lequel se développent les mécanismes de plasticité. Plusieurs de ces approches locales basées sur l'étude des micromécanismes de plasticité ont été développées [Leblond, 2003] mais ne seront pas abordées ici.

#### I.3.2.1 Le milieu élastique fissuré

La propagation d'une fissure au sein d'un milieu continu se manifeste par une séparation irréversible en deux nouvelles surfaces, appelées bords ou lèvres de fissure, introduisant une discontinuité dans le champ des déplacements. Les modes de fissuration sont séparés en fonction des déplacements relatifs des lèvres selon les trois directions de l'espace (Figure I.14a). Dans un milieu élastique fissuré, la région proche de la pointe de fissure peut être décomposée, d'un point de vue mécanique, en trois zones distinctes Figure I.14b :

1. La zone d'élaboration : située au voisinage direct de la pointe de fissure, l'étude de cette zone reste très délicate dans la mesure où les contraintes tendent, d'un point de vue théorique, vers l'infini en pointe de fissure. En mécanique élastique linéaire de la rupture cette zone est réduite à un point pour les problèmes bidimensionnels et à une ligne pour les problèmes tridimensionnels.



**Figure I.14** – (a) Illustration des modes élémentaires de rupture. Mode I : ouverture; Mode II : glissement plan; Mode III : glissement antiplan; (b) zones des champs mécaniques et paramétrage associé à la pointe d'entaille.

2. La zone singulière : dans cette zone, les champs des contraintes, des déformations et des déplacements y sont continus. On démontre que dans cette zone le champ des contraintes présente une singularité en  $r^{-1/2}$  au voisinage de la pointe de fissure.
3. La zone des champs lointains : elle raccorde la zone singulière aux conditions limites de chargement et de déplacement.

### I.3.2.2 Approche énergétique ou « globale »

#### Le taux de restitution d'énergie

L'approche énergétique introduite par [Griffith, 1921] consiste à écrire un bilan d'énergie appliqué au processus d'accroissement de fissure. Sous l'hypothèse d'un matériau élastique linéaire, Griffith écrit le bilan d'énergie relatif au solide fissuré après l'accroissement d'une fissure  $dS$  et suppose l'existence d'une énergie de liaison positive par unité de surface  $\gamma$  :

$$dW_{ext} = dU_e + dU_{cin} + 2\gamma dS \quad (I.1)$$

$$\text{avec } \begin{cases} dW_{ext} : \text{variation du travail des forces extérieures} \\ dU_e : \text{variation de l'énergie de déformation élastique} \\ dU_{cin} : \text{variation de l'énergie cinétique} \end{cases}$$

En considérant une propagation quasi statique de la fissure, le taux de restitution d'énergie  $G$  est défini par :

$$G = -\frac{\partial U_p}{\partial S} = \frac{\partial}{\partial S}[W_{ext} - dU_e] \quad (I.2)$$

$G$  représente donc par définition, l'opposé de la dérivée de l'énergie potentielle totale  $U_p$  par rapport à l'accroissement de surface fissurée  $dS$ . En d'autres termes c'est l'énergie nécessaire pour propager d'une longueur unitaire la fissure. Le bilan d'énergie peut alors se réécrire :

$$(G - 2\gamma)dS = dU_{cin} \quad (I.3)$$

$G$  est donc un paramètre caractérisant les conditions de propagation de la fissure, qui peuvent être déduites par simple raisonnement à partir de l'Équation (I.3) :

- $G < 2\gamma$  : la fissure ne peut pas s'étendre  $dS = 0$ ;
- $G > 2\gamma$  : l'énergie cinétique augmente ( $dU_{cin} > 0$ ) et se dissipe à son tour dans l'accroissement de nouvelles surfaces. La propagation est instable;
- $G = 2\gamma$  : la propagation de la fissure est stable (pas d'accroissement de l'énergie cinétique).

Il existe donc une valeur seuil,  $G_c = 2\gamma$ , à partir de laquelle la fissure se propage. Physiquement l'énergie dissipée par la rupture ne correspond pas réellement à une énergie ponctuelle concentrée en pointe de fissure mais provient essentiellement du travail irréversible effectué dans une zone située devant la pointe de fissure. [Irwin, 1957] proposa alors la modification du critère de Griffith, afin de tenir compte de la dissipation plastique en pointe de fissure pour les matériaux ductiles. Il rajoute un terme de dissipation plastique à l'énergie de création de surface dans la définition du taux de restitution d'énergie critique  $G_c$  :  $G_c = 2\gamma + G_p$ . Dans le cas d'une propagation stable, la forme de cette zone de dissipation est supposée constante<sup>1</sup>, et  $G_c$  est alors considéré comme une constante matérielle macroscopique au même titre que le module d'élasticité.

### Intégrale de contour

Une autre méthode permettant d'étudier la singularité en pointe d'entaille est l'utilisation d'intégrale de contour. La plus utilisée est l'intégrale de contour  $J$  introduite par [Rice, 1968]. On montre qu'elle est égale au taux de restitution d'énergie et indépendante du contour. Elle est définie sur un contour  $\Gamma$  incluant les bords de la fissure, Figure I.15, par la relation :

$$G = J = \int_{\Gamma} (\omega_e n_1 - \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_1}) ds \quad (I.4)$$

avec  $\omega_e$  la densité d'énergie de déformation élastique,  $s$  l'abscisse curviligne le long du contour  $\Gamma$  de normale  $\vec{n}$  et où  $n_1 ds = dx_2$ . Même si elle possède la propriété d'invariance par rapport au contour, en pratique il est recommandé d'utiliser un contour suffisamment éloigné de la pointe d'entaille afin d'éviter les imprécisions liées aux erreurs de calcul des champs mécaniques singuliers. Basées sur ce type d'intégrale de contour, plusieurs formulations ont été développées pour l'étude des milieux fissurés, voir par exemple les travaux de [Bouchard, 2000] qui en recensent une grande partie.

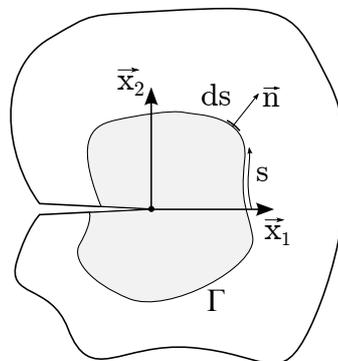


Figure I.15 – Illustration du contour d'intégration pour l'intégrale  $J$ .

#### I.3.2.3 Approche locale : Facteurs d'intensité de contrainte

À la suite des travaux de Griffith, de nombreux auteurs ont travaillé sur le développement d'approches locales analytiques [Westergaard, 1939 ; Muskhelishvili, 1953 ; Irwin, 1957]. Ces approches ont permis d'explicitier les expressions des champs de contraintes et de déplacements au voisinage de la pointe d'entaille. Pour un problème d'élasticité plane et un matériau isotrope, Irwin a montré que le champ des contraintes  $\sigma_{ij}$  dans la zone singulière peut être exprimé en fonction des facteurs

1. Sous la condition que cette région reste suffisamment éloignée des bords.

d'intensité de contrainte :

$$\begin{cases} \sigma_{11} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \theta \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) - \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}\right) \\ \sigma_{22} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \theta \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\ \sigma_{12} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \theta \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

avec  $K_I$ ,  $K_{II}$  respectivement les facteurs d'intensité de contrainte en mode I et II, voir Figure I.14a,  $r$  et  $\theta$  étant les paramètres relatifs au repérage cylindrique présenté Figure I.14b. L'expression du champ de déplacements  $u_i$  s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{cases} u_1 = \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (k - \cos \theta) + \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (k + 2 + \cos \theta) \\ u_2 = \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (k - \cos \theta) - \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (k - 2 + \cos \theta) \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

avec  $\mu$  le module de cisaillement (également noté  $G$ ) et  $\nu$  le coefficient de Poisson.  $k = 3 - 4\nu$  en déformations planes et  $k = \frac{3-\nu}{1+\nu}$  en contraintes planes. Dans le cas d'une sollicitation hors plan le champ de contraintes et le déplacement dans la zone singulière sont exprimés par :

$$\begin{cases} \sigma_{13} = -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \\ \sigma_{23} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \\ u_3 = \frac{8(1+\nu) K_{III}}{E} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

Les Équations (I.5), (I.6) et (I.7) montrent qu'en pointe de fissure le champ de contraintes est singulier en  $r^{-1/2}$  et que les déplacements tendent vers zéro. Pour les milieux fissurés plans isotropes, les facteurs d'intensité de contraintes sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \sqrt{2\pi r} \sigma_{22}(\theta = 0) \right) = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \frac{E'}{8} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \llbracket u_2 \rrbracket \right) \\ K_{II} = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \sqrt{2\pi r} \sigma_{12}(\theta = 0) \right) = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \frac{E'}{8} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \llbracket u_1 \rrbracket \right) \\ K_{III} = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \sqrt{2\pi r} \sigma_{23}(\theta = 0) \right) = \lim_{r \rightarrow 0} \left( \frac{E}{8(1+\nu)} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \llbracket u_3 \rrbracket \right) \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

avec  $E' = E$  en contraintes planes et  $E' = \frac{E}{1-\nu^2}$  en déformations planes. Les facteurs d'intensité de contrainte  $K_i$  sont proportionnels au déplacement des lèvres de la fissures dans la direction  $i$ ,  $\llbracket u_i \rrbracket$  [Lemaitre *et al.*, 1985]. La propagation de rupture est alors conditionnée par une valeur critique du facteur d'intensité de contrainte  $K_{ic}$ , appelée ténacité. Différents auteurs ont proposé des expressions analytiques approchées pour des cas de référence idéalisés, reliant les facteurs d'intensité de contraintes aux paramètres géométriques et aux conditions de chargement, voir par exemple [Tada *et al.*, 1985]. D'une manière générale l'expression du facteur d'intensité des contraintes pour un milieu bidimensionnel élastique est de la forme  $K = \alpha \sigma \sqrt{\pi a}$ , avec  $a$  la demi-longueur de la fissure,  $\alpha$  un facteur de correction dépendant de la nature de la fissure et des sollicitations et  $\sigma$  la contrainte normale au plan de fissure pour un milieu non fissuré. Pour un chargement combiné, en utilisant la description analytique du champ de contraintes et sous une hypothèse de linéarité

du comportement, le taux de restitution d'énergie  $G$  peut être relié aux facteurs d'intensité de contraintes par la relation :

$$G = \frac{K_I^2}{E'} + \frac{K_{II}^2}{E'} + \frac{1+\nu}{E} K_{III}^2 = G_I + G_{II} + G_{III} \quad (\text{I.9})$$

En utilisant un raisonnement similaire, [Sih *et al.*, 1965] étendent les résultats aux matériaux orthotropes pour lesquels les taux de restitution d'énergie associés à chaque mode de rupture sont donnés par :

$$\begin{cases} G_I = K_I^2 \sqrt{\frac{S_{11} S_{22}}{2}} \sqrt{\sqrt{\frac{S_{22}}{S_{11}} + \frac{2 S_{12} + S_{66}}{2 S_{11}}}} \\ G_{II} = K_{II}^2 \frac{S_{11}}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\frac{S_{22}}{S_{11}} + \frac{2 S_{12} + S_{66}}{2 S_{11}}}} \\ G_{III} = K_{III}^2 \frac{S_{11}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{S_{44} S_{55}}{2}} \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

où les  $S_{ij}$  sont les termes de la matrice de souplesse du stratifié homogénéisé. Lorsque les forces agissant sur les lèvres de la fissure sont équilibrées et que la fissure se propage dans un des plans d'orthotropie du matériau, [Sih *et al.*, 1965] démontrent que les expressions des  $K_i$  en fonction des contraintes restent identiques à celles des matériaux isotropes.

### I.3.3 Méthodes de mesure en propagation interlaminaire - Essais de délaminage

La propagation de la fissuration interlaminaire dans les matériaux composites à matrice thermoscurcissable (résine fragile : époxyde, phénolique, ...) est généralement considérée comme un mode de rupture élastique fragile, car la zone de déformation plastique en pointe de fissure reste confinée à l'interface et n'introduit pas de non linéarité dans le comportement macroscopique de la structure [Friedrich *et al.*, 1989 ; Hashemi *et al.*, 1990]. La théorie de la mécanique linéaire de la rupture est donc, depuis une trentaine d'années, largement employée pour la caractérisation des essais de délaminage [ISO, 2001 ; Sham Prasad *et al.*, 2011].

Cependant, l'inhomogénéité inhérente à la nature anisotrope des matériaux composites rend complexe la répartition des champs de déformations et de contraintes à l'intérieur du matériau. La présence d'une entaille introduit en plus une discontinuité locale qui complique d'autant plus la caractérisation de ces champs, même sous l'hypothèse de linéarité du comportement. En conséquence, la caractérisation des facteurs d'intensité de contrainte est plus ou moins complexe à mettre en place en fonction de la stratification et du mode de rupture, puisqu'elle nécessite *a priori* la mesure locale du champ de contraintes ou du champ de déplacements au voisinage de la pointe de fissure [Hild et Roux, 2006 ; Zhang et He, 2012]. C'est pourquoi, la majorité des méthodes expérimentales utilisées pour les matériaux composites sont basées sur les approches globales. Elles sont principalement employées afin de mesurer les taux de restitution d'énergie critique  $G_{ic}$  associés aux différents modes de rupture.

En général les interfaces d'un matériau composite sont soumises simultanément à plusieurs sollicitations et leurs ruptures résultent d'une combinaison des modes élémentaires. Pour caractériser cette fissuration interlaminaire, il est usuel de mesurer séparément les taux de restitution d'énergie associés aux modes élémentaires de rupture. Des études complémentaires sous sollicitations combinées peuvent éventuellement être effectuées afin de déterminer les couplages entre les modes et de mettre au point des critères de rupture généraux [Prombut, 2007]. Cette section présente principalement les essais en mode I, II, et en mode mixte I+II. Les méthodes de caractérisation les plus

utilisées pour le dépouillement de ces essais sont également abordées.

Concernant la rupture en mode III, plusieurs essais sont aujourd'hui étudiés dans l'optique d'une standardisation, par exemple l'essai « Edge Cracked Torsion (ECT) » [Li *et al.*, 2004] ou l'essai « Shear Torsion Bending » (STB) [Davidson et Sediles, 2011]. Cependant les résultats expérimentaux obtenus restent difficiles à exploiter et les valeurs de  $G_{IIIc}$  déduites sont encore trop imprécises pour être prédictives. Les études menées sur la mixité des modes incluant une proportion de mode III (I+III, II+III et I+II+III) sont plutôt récentes et dénotent elles aussi que l'interprétation des résultats est délicate. Dans la plupart des cas, le dépouillement des données expérimentales nécessite l'utilisation d'un modèle éléments finis [de Morais et Pereira, 2008 ; Davidson et Sediles, 2011]. Ces méthodes sont généralement dérivées de celles utilisées pour les modes I et II, et ne présentent donc pas d'intérêt particulier à être présentées dans ce mémoire.

### I.3.3.1 Configurations expérimentales des essais de délaminage

#### Mode I pur : l'essai DCB

L'essai DCB est l'unique essai normalisé par l'« International Organisation for Standardisation » pour l'étude de la fissuration interlaminaire des matériaux composites unidirectionnels sous chargement quasi statique [ISO, 2001]. Il permet de caractériser la propagation du délaminage en mode I, considéré comme le mode le plus critique car il est moins énergétique comparativement aux autres modes de rupture. La géométrie de l'éprouvette DCB est présentée Figure I.16a.

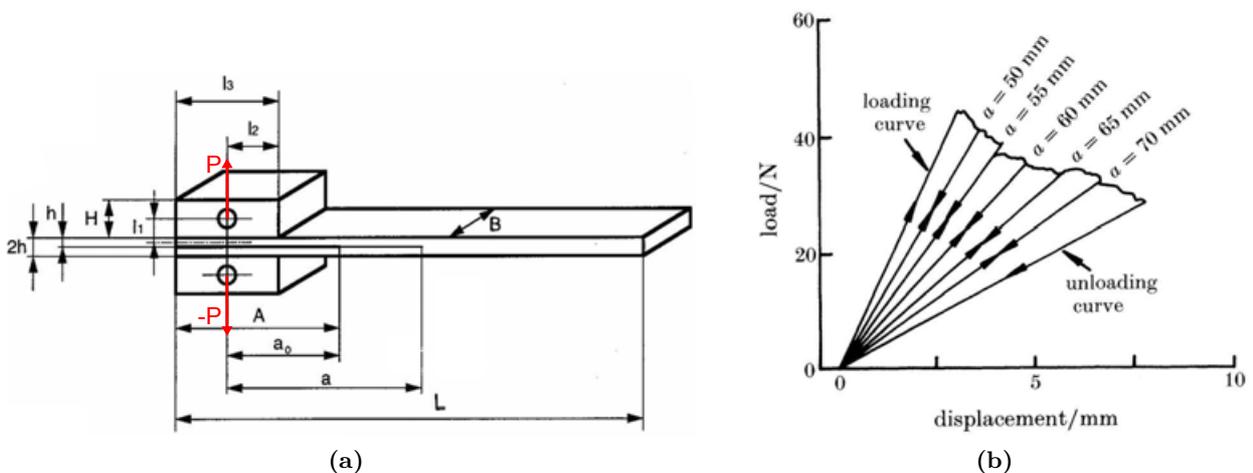


Figure I.16 – (a) Éprouvette Double Cantilever Beam, d'après [ISO, 2001]; (b) courbe force / déplacement correspondante pour un composite carbone/époxyde [Hashemi *et al.*, 1990]

Elle consiste en un composite stratifié dont l'interface médiane est pré-fissurée (sur une longueur  $a_0$ ) à l'aide d'un film anti-adhésif introduit avant polymérisation de l'éprouvette. Un effort de traction est appliqué via les blocs collés sur chaque face de l'éprouvette afin de provoquer la propagation de la pré-fissure en mode I. L'avantage de cette configuration est de produire une propagation stable. Les grandeurs mesurées sont le déplacement d'ouverture, l'effort appliqué au niveau des blocs, et l'avancée de la fissure. Un exemple de courbe force/déplacement, obtenue au cours d'un essai DCB, est présentée Figure I.16b. La propagation de la fissure est suivie soit de manière visuelle, soit à l'aide d'un microscope mobile [de Morais et Pereira, 2007], ou encore via l'utilisation de lignes conductrices [Tsai *et al.*, 2001]. L'essai DCB, initialement conçu et normalisé pour la caractérisation du délaminage dans les composites unidirectionnels, est aussi largement employé

pour la caractérisation des interfaces multidirectionnelles<sup>2</sup> et des tissus [Gill *et al.*, 2009 ; Pereira *et al.*, 2005 ; Andersons et König, 2004].

### Mode II pur

Différents dispositifs expérimentaux ont été développés afin de caractériser le délaminage des interfaces en cisaillement plan pur. Les trois plus répandus sont présentés sur la Figure I.17a. Le principe consiste à solliciter en flexion une poutre stratifiée dont l'interface médiane est pré-

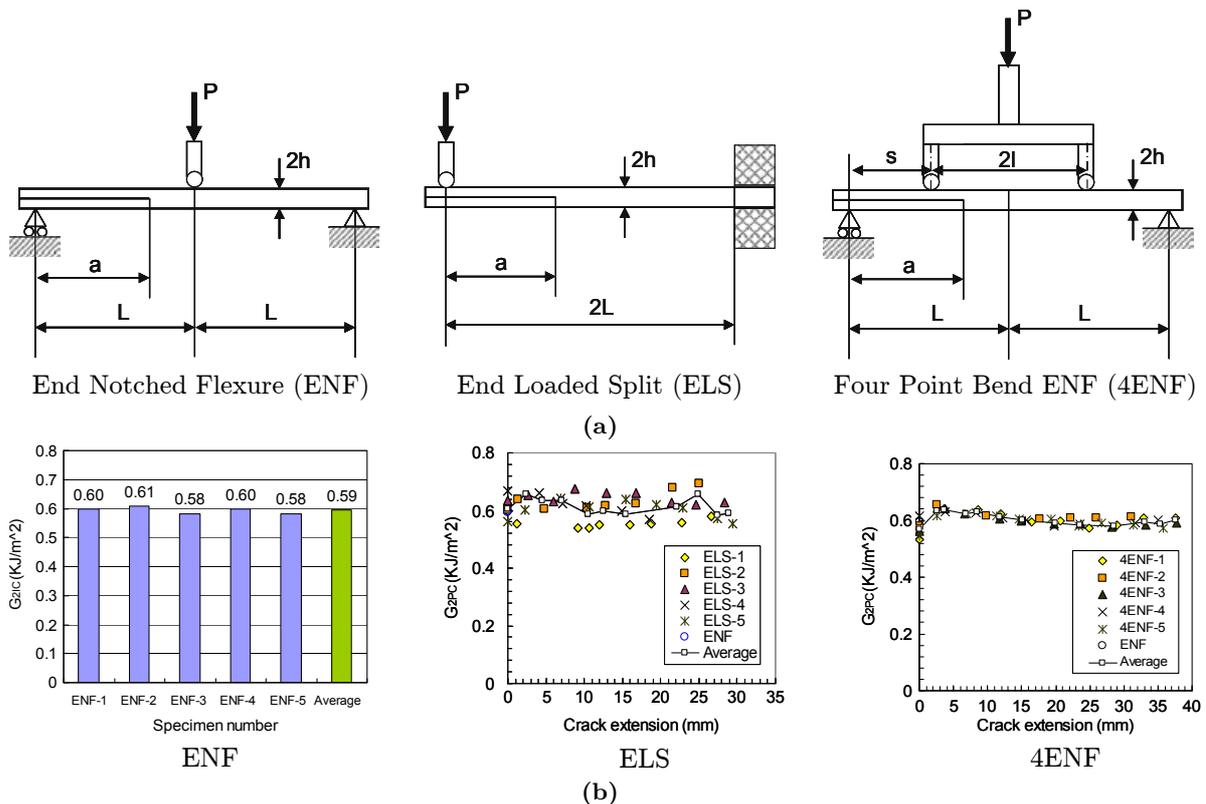


Figure I.17 – (a) Essais de caractérisation en mode II pur et (b) taux de restitution associés aux différents essais, d'après [Wang *et al.*, 2009].

fissurée, afin d'introduire un mode de cisaillement en pointe de coupure. Les grandeurs mesurées sont la flèche de la poutre au niveau du point d'application de la charge, l'intensité de l'effort appliqué et l'avancée de la fissure. Parmi ces essais, seul l'essai ENF est normalisé par la « Japanese Standards Association » [Kyōkai, 1994]. Cependant son utilisation ne fait pas l'unanimité et il n'est toujours pas certifié par les organisations internationales de standardisation, principalement car il a tendance à provoquer une propagation instable. Seule la valeur d'initiation du taux de restitution d'énergie peut alors être mesurée. Comparativement, l'essai ELS présente l'avantage de produire une propagation stable du délaminage. Cependant, la réalisation pratique de la liaison encastrement est complexe et peut engendrer des variations sur la mesure du taux de restitution d'énergie [Blackman *et al.*, 2005]. L'essai 4ENF semble être un bon compromis puisqu'il permet d'obtenir une propagation stable tout en étant relativement facile à mettre en œuvre. [Wang *et al.*, 2009] ont cependant montré que les valeurs de taux de restitution d'énergie en mode II restent très proches pour les configurations ENF, ELS et 4ENF pour un matériau composite carbone/époxyde, voir Figure I.17b. Ces configurations ont également été étendues à la caractérisation des interfaces tissu/tissu [Kim et Sham, 2000].

2. Interfaces dont les plis unidirectionnels adjacents ont une orientation différente.

Deux problèmes majeurs restent cependant inhérents aux essais de délaminage en mode II. Le premier est le suivi de la longueur de la fissure pendant l'essai. En effet, puisque la fissure ne s'ouvre pas, l'estimation de la longueur fissurée par mesure visuelle est imprécise [Blackman *et al.*, 2005] et les mesures par ligne conductrice complexes à mettre en œuvre [Tsai *et al.*, 2001]. Le deuxième problème récurrent concerne l'effort de cisaillement introduit au niveau des lèvres de la fissure responsable d'une perte énergétique par friction pendant l'essai. Cet effort de friction engendre, en fonction des matériaux, des variations plus ou moins négligeables sur la mesure des taux de restitutions d'énergie en mode II [Blackman *et al.*, 2005].

#### Mode mixte I+II

En réalité la propagation d'une rupture interlaminaire résulte généralement de la combinaison de plusieurs modes de rupture. Il est donc important de caractériser l'influence de la mixité des modes sur la résistance des interfaces, afin de définir des critères de rupture représentatifs. La majorité des travaux de la littérature sont focalisés sur le mode mixte I-II et ont mené à la normalisation d'un dispositif expérimental : l'essai « Mixed Mode Bending » (MMB) [ASTM International, 2006b]. Le dispositif est présenté Figure I.18. Le principe de l'essai consiste à appliquer un effort sur le levier de chargement afin d'obtenir simultanément en pointe de fissure une sollicitation en mode I et en mode II. La Figure I.19a présente un exemple de courbe force/déplacement obtenue au cours d'un essai MMB. Un des avantages de cette configuration est de générer une propagation stable tout en conservant un rapport modal raisonnablement constant. La variation de ce rapport est obtenue par le déplacement du point d'application de la charge (distance notée  $c$  sur la Figure I.18).

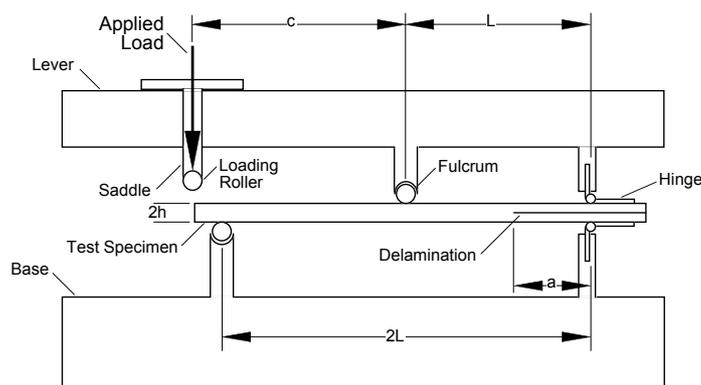


Figure I.18 – Dispositif expérimental MMB [Reeder, 1992].

En pratique il est cependant difficile d'atteindre des rapports à fort pourcentage de mode I compte tenu de l'encombrement que cela générerait (distance  $c$  importante). Un inconvénient inhérent à ce dispositif est la tendance à provoquer une propagation instable lorsque le pourcentage de mode II devient important. L'augmentation de la longueur pré-fissurée permet alors de stabiliser la propagation. Les résultats obtenus via l'essai MMB (Figure I.19b) permettent l'établissement de critères de rupture généralisés [Reeder, 1992] tenant compte de la mixité des modes. Comme pour les essais DCB et ENF, l'essai MMB est largement utilisé pour l'étude du délaminage des interfaces multidirectionnelles [Pereira et de Moraes, 2006], bien que la norme le borne à l'étude des interfaces unidirectionnelles.

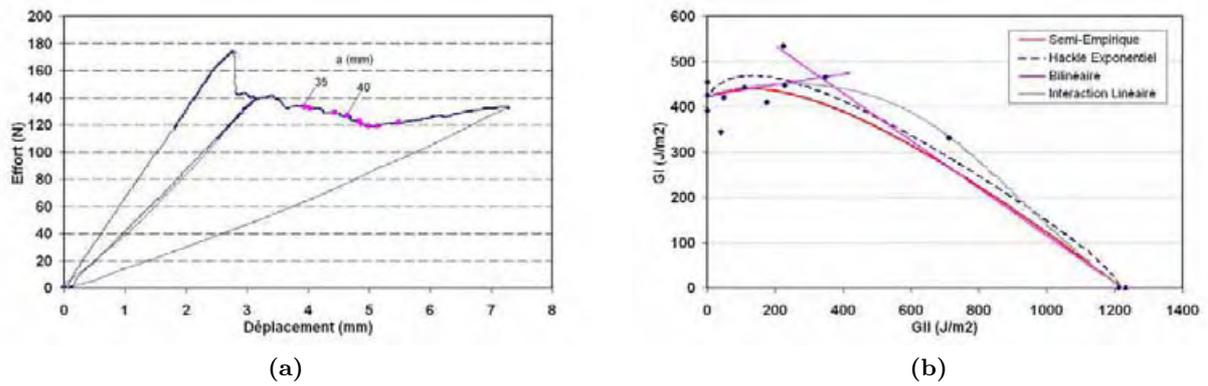


Figure I.19 – (a) Courbe force/déplacement résultant d’un essai MMB et (b) influence de la mixité des modes pour un composite carbone/époxyde T700/M21 [Prombut, 2007].

### I.3.3.2 Méthodes de caractérisation

#### Méthode des aires simplifiées

La méthode des aires fait partie des premières méthodes employées pour la caractérisation des essais de propagation. Elle consiste à évaluer l’énergie dissipée au cours d’un accroissement de fissure à partir de la courbe globale effort  $P$ /déplacement  $\delta$  et de la mesure de la longueur fissurée  $a$ . L’énergie dissipée correspond à l’aire comprise entre la ligne de charge et celle de décharge après une avancée de fissure, voir Figure I.20. Pour un accroissement de fissure rectiligne de longueur  $\Delta a$ , en supposant que le solide se fissure sur toute sa largeur  $B$ , le taux de restitution d’énergie critique  $G_c$  est donné par la relation suivante :

$$G_c = \frac{1}{B} \left[ \frac{\Delta W_{ext}}{\Delta a} - \frac{\Delta U_e}{\Delta a} \right] \implies G_c = \frac{\text{aire } OAA'}{B \Delta a} \quad (\text{I.11})$$

Cette méthode conserve notamment l’avantage de ne pas nécessiter la connaissance des propriétés

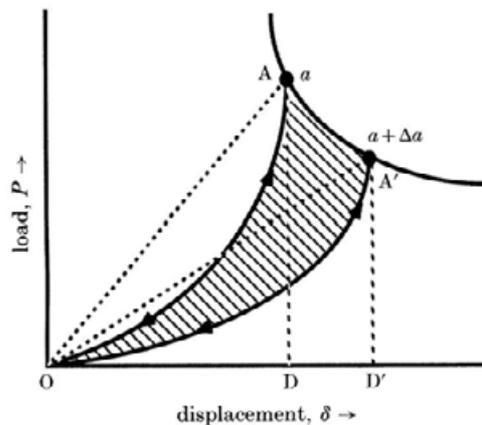


Figure I.20 – Estimation du taux de restitution d’énergie critique par la méthode des aires [Hashemi et al., 1990].

du matériau et d’être applicable aux matériaux anélastiques (viscoélastiques) et élastiques [Hashemi et al., 1990]. Cependant, pour un matériau au comportement anélastique, le calcul de l’aire dissipée nécessite d’effectuer un cycle de charge/décharge pour différentes avancées de la fissure, afin d’éviter la prise en compte des phénomènes d’hystérésis. L’aire est alors estimée à partir des deux

courbes successives de charge ou de décharge. Pour un comportement inélastique, une déformation résiduelle subsiste lors de la décharge. La méthode des aires entraîne alors une surestimation du taux de restitution d'énergie, à cause de la prise en compte de l'énergie plastique. Si au contraire, le comportement global reste parfaitement élastique, la charge et la décharge suivent une évolution linéaire et il n'est alors pas nécessaire d'effectuer un cycle de chargement pour chaque avancée de fissure. Le taux de restitution d'énergie critique est dans ce cas simplement exprimé par la relation :

$$G_c = \frac{1}{2B \Delta a} (P_a \delta_{a+\Delta a} - P_{a+\Delta a} \delta_a) \quad (\text{I.12})$$

Cette approche, basée sur l'hypothèse d'un comportement élastique linéaire est généralement nommée comme la « méthode des aires simplifiées ». La valeur estimée du taux de restitution d'énergie reste cependant approximative car elle est moyennée sur une longueur de propagation donnée.

### Méthode de la complaisance

La méthode de la complaisance permet, toujours dans le cadre de l'élasticité linéaire, de relier le taux de restitution d'énergie à la variation de souplesse (ou complaisance) de l'éprouvette par rapport à l'avancée de la fissure. L'expression du taux de restitution d'énergie est alors ramenée à [Hashemi *et al.*, 1990] :

$$G_c = \frac{P^2}{2B} \cdot \frac{dC}{da} \quad \text{avec} \quad C = \frac{\delta}{P} \quad (\text{I.13})$$

Cette méthode nécessite l'évaluation de la loi d'évolution de la complaisance en fonction de la longueur de fissure. Ces « lois de complaisances » sont généralement déterminées empiriquement à partir des mesures expérimentales. Pour l'essai DCB il est usuel d'utiliser la relation suivante [Ducept *et al.*, 1997] :

$$C = k \cdot a^n \quad (\text{I.14})$$

et pour l'essai ENF [Ducept *et al.*, 1997] :

$$C = C_0 + m a^3 \quad (\text{I.15})$$

Les paramètres  $(k, n)$  pour le mode I et  $(C_0, m)$  pour le mode II, sont identifiés par approximation des courbes expérimentales  $C = f(a)$ .

### Méthode analytique - Théorie des poutres « corrigée »

Une autre possibilité consiste à exprimer, à partir de théories analytiques (théorie des poutres, des plaques stratifiées, ...), le taux de restitution d'énergie en fonction des paramètres mesurés expérimentalement  $(P, \delta, a)$ . Pour une configuration DCB, l'analyse par la théorie des poutres conduit à l'expression suivante pour  $G_c$  [Hashemi *et al.*, 1990] :

$$G_c = \frac{3P\delta}{2B(a + \chi h)} \quad (\text{I.16})$$

avec :

$$\chi = \sqrt{\frac{E_{11}}{11G_{12}} \left[ 3 - 2 \left( \frac{\Gamma}{\Gamma + 1} \right)^2 \right]} \quad \text{et} \quad \Gamma = \sqrt{1.18 \frac{E_{11} E_{22}}{G_{12}}} \quad (\text{I.17})$$

où  $h$  correspond à la demi-largeur de l'éprouvette DCB (voir Figure I.16a).  $E_{11}$ ,  $E_{22}$  sont respectivement le module d'élasticité longitudinal et transversal, et  $G_{12}$  le module de cisaillement de l'éprouvette. Cette expression a ensuite été modifiée afin de prendre en compte les grands déplacements et le cisaillement, via l'utilisation de coefficients correctifs  $(\Delta$  et  $F)$ .  $G_c$  s'écrit alors :

$$G_c = \frac{3P\delta}{2B(a + |\Delta|)} \cdot \frac{F}{N} \quad (\text{I.18})$$

$\Delta$  vient remplacer ici le terme  $\chi$ , ce qui permet de s'affranchir de la connaissance des paramètres du matériau. Il est défini comme l'intersection de la droite  $C^{1/3} = f(a)$  avec l'axe des abscisses.  $N$  est un facteur de correction tenant compte de la rigidification de l'éprouvette due à l'utilisation de talons métalliques. Les expressions de  $F$  et  $N$  sont données par les relations suivantes :

$$F = 1 - \frac{3}{10} \left( \frac{\delta}{a} \right)^2 - \frac{3}{2} \frac{l_1 \delta}{a^2} \quad (\text{I.19})$$

$$N = 1 - \frac{3}{10} \left( \frac{l_2}{a} \right)^3 - \frac{9}{8} \left( 1 - \left( \frac{l_2}{a} \right)^2 \right) \frac{\delta l_1}{a^2} - \frac{9}{35} \left( \frac{\delta}{a} \right)^2 \quad (\text{I.20})$$

où  $l_1$  et  $l_2$  sont les dimensions des talons définies Figure I.16a. Cette théorie des poutres « modifiée » conduit à des expressions similaires pour les essais en mode II et mode mixte I-II, voir par exemple [Hashemi *et al.*, 1990 ; Kyōkai, 1994 ; Ducept *et al.*, 1997 ; Blackman *et al.*, 2006]. L'avantage principal de la méthode des poutres simplifiée et de la méthode de la complaisance est de permettre un calcul « ponctuel » du taux de restitution d'énergie. En effet, comparativement à la méthode des aires qui donne une valeur du taux de restitution d'énergie moyennée sur un accroissement de fissure, ces méthodes fournissent une valeur pour une longueur de fissure donnée. Ce sont aujourd'hui les deux méthodes majoritairement utilisées dans la littérature pour la caractérisation des taux de restitution d'énergie interlaminaires.

### Méthodes numériques

De nombreuses méthodes numériques basées sur l'approche des éléments finis ont été proposées dans la littérature afin d'évaluer les taux de restitution d'énergie, on peut citer de manière non exhaustive les travaux de [Krueger, 2002 ; Park et Sankar, 2002 ; Shindo *et al.*, 2005] ou encore ceux de [de Moura *et al.*, 2008]. Les plus employées pour l'analyse de la fissuration des matériaux composites sont les méthodes nommées « Virtual Crack Closure Technique » (VCCT) et « Virtual Crack Extension » (VCE) [Krueger, 2002]. Le principe consiste à déterminer la variation d'énergie potentielle  $E_p$  d'une structure fissurée, engendrée par l'extension virtuelle  $\Delta a$  de la fissure initiale de longueur  $a$ . La méthode VCCT suppose que l'énergie libérée lors de l'avancée d'une fissure est identique à l'énergie nécessaire pour refermer celle-ci. L'avancée virtuelle de la fissure est réalisée par duplication du nœud à la pointe de la fissure où les efforts sont relâchés, le détail de la méthode est présenté dans [Krueger, 2002]. Pour la méthode VCE le nœud au front de fissure est également dupliqué en deux nœuds distincts, mais qui sont cette fois reliés par une liaison assurant la transmission des efforts. On vient ensuite perturber la position de ces nœuds afin de calculer la variation d'énergie potentielle associée. Dans les deux cas, le taux de restitution d'énergie est alors calculé à partir de la relation suivante :

$$G_c = \frac{E_p(a + \Delta a) - E_p(a)}{\Delta a} \quad (\text{I.21})$$

On trouve également des méthodes basées sur l'utilisation d'éléments cohésifs. Par exemple, le principe développé par [de Moura *et al.*, 2008] repose sur l'identification des paramètres de la loi de comportement de l'élément cohésif, via une méthode inverse basée sur un algorithme génétique. L'objectif est dans ce cas de minimiser l'écart entre la courbe force/déplacement expérimentale et celle numérique. Une fois les paramètres de la loi identifiés, l'essai peut être simulé et le taux de restitution d'énergie calculé. Des méthodes basées sur le calcul d'intégrale de contour ou sur l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes, généralement implémentés dans les codes de calcul standards sont aussi utilisées [Shindo *et al.*, 2005].

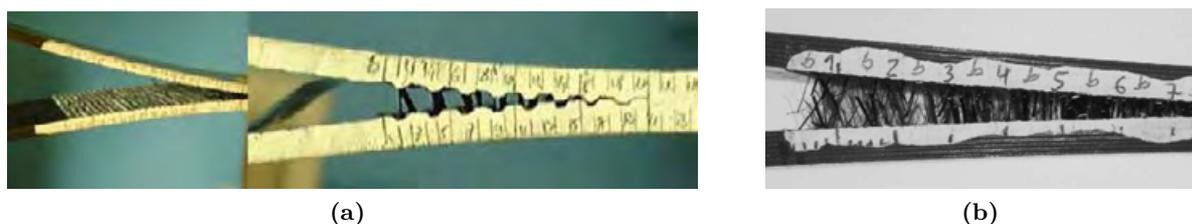
Ces méthodes numériques ont pour principal avantage de pouvoir calculer indépendamment la contribution de chaque mode élémentaire de rupture. Elles sont d'ailleurs la plupart du temps utilisées pour calculer les taux de restitution d'énergie en mode mixte, ou pour estimer la répartition modale dans certaines configurations expérimentales [Prombut, 2007]. Comme nous le verrons

dans la suite, on emploie également ces méthodes pour l'analyse des configurations instables de fissuration. Finalement, elles possèdent le désavantage majeur de nécessiter la connaissance de la loi de comportement du matériau et des critères de rupture, ce qui conditionne quelque peu les résultats.

### I.3.3.3 Problématiques inhérentes aux essais de propagation interlaminaire

#### Caractérisation des interfaces multidirectionnelles

Lorsque le délaminage se propage à l'interface entre 2 plis d'orientation identique, dont les fibres sont orientées dans la direction de propagation (interface  $0^\circ//0^\circ$ ), la fissure reste dans le même plan au cours de la propagation. *A contrario*, si l'orientation d'un des deux plis diffère de la direction de propagation, la fissure a tendance à changer de plan de propagation et à se propager dans les interfaces voisines. Ce phénomène est illustré en Figure I.21a pour une propagation de fissure dans une interface ( $0^\circ//90^\circ$ ) [Brunner *et al.*, 2008]. Le délaminage initial se propage en oscillant entre les plis à  $0^\circ$  adjacents, ce qui entraîne un chemin de fissuration en « dent de scie ». Ce mode de propagation engendre à la fois une fissuration intralaminaire des plis à  $90^\circ$  et un délaminage des interfaces ( $0^\circ//90^\circ$ ). Ce phénomène a également été observé sur des interfaces ( $0^\circ//45^\circ$ ) et ( $-45^\circ//+45^\circ$ ) [Pereira *et al.*, 2005]. D'une manière générale les valeurs des taux de restitution d'énergie associées au délaminage des interfaces multidirectionnelles sont supérieures à celles obtenues pour des interfaces unidirectionnelles. [Brunner *et al.*, 2008] expliquent cependant que cette augmentation n'est pas en relation avec l'augmentation de la surface fissurée liée à l'oscillation de la fissuration.



**Figure I.21** – (a) *Changement de plan de fissuration* [Brunner *et al.*, 2008] et (b) *phénomène de pontage de fibres* [Pereira *et de Morais*, 2004a] au cours d'un essai DCB dans un stratifié ( $0^\circ//90^\circ$ ).

Ajouté à cela, le phénomène de pontage de fibres, illustré Figure I.21b, apparaît généralement lors du délaminage des interfaces multidirectionnelles. [Pereira *et de Morais*, 2004a] ont même observé ce phénomène sur une interface unidirectionnelle ( $0^\circ//0^\circ$ ). Ces phénomènes perturbateurs s'établissent à partir d'une certaine longueur de fissuration et par conséquent ils ne perturbent pas l'initiation de la rupture [Brunner *et al.*, 2008]. Les auteurs précédents concluent donc que l'essai DCB, appliqué aux interfaces multidirectionnelles, permet de quantifier uniquement les valeurs d'initiation. Les valeurs de propagation sont trop influencées par le pontage de fibres et la fissuration intralaminaire résultant du changement de plan de fissuration. Ces phénomènes sont aussi observés en mode II. La Figure I.22a illustre le phénomène de pontage de fibres sur une interface ( $0^\circ//0^\circ$ ) survenant lors d'un essai de propagation en mode II [Friedrich *et al.*, 1989]. Cependant comparativement au mode d'ouverture, les ponts de fibres sont beaucoup moins nombreux et leur influence est considérée comme négligeable.

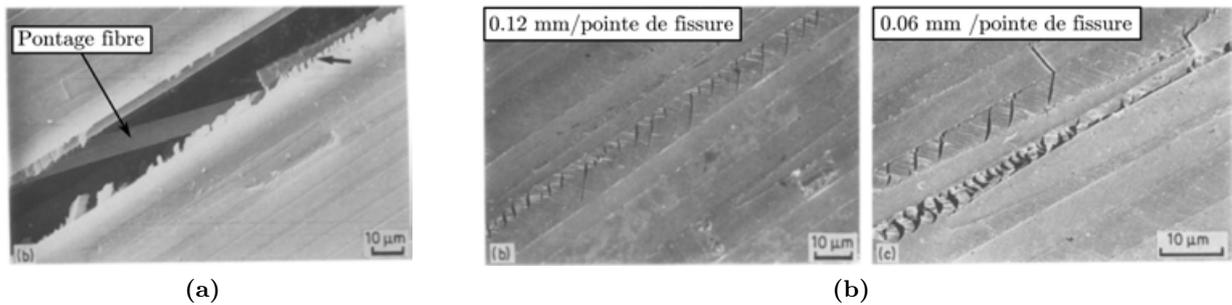


Figure I.22 – (a) Pontage de fibres et (b) endommagement observé (« cups ») en pointe de fissure, pour une propagation en mode II sur un stratifié carbone/peek  $[0^\circ]_{26}$  [Friedrich et al., 1989].

### Estimation du $G_c$ d'initiation

L'estimation du taux de restitution d'énergie relatif à l'initiation est un sujet capital puisque l'initiation est considérée comme un paramètre critique pour le dimensionnement des structures composites. La valeur du  $G_c$  d'initiation est généralement bien inférieure à celle de la propagation. La courbe R, présentée Figure I.23a, illustre cette tendance pour un stratifié carbone/époxyde. Cependant, la détermination de l'initiation du délaminage reste problématique que ce soit pour les essais en mode I ou en mode II. En effet, la difficulté principale est de détecter le début de

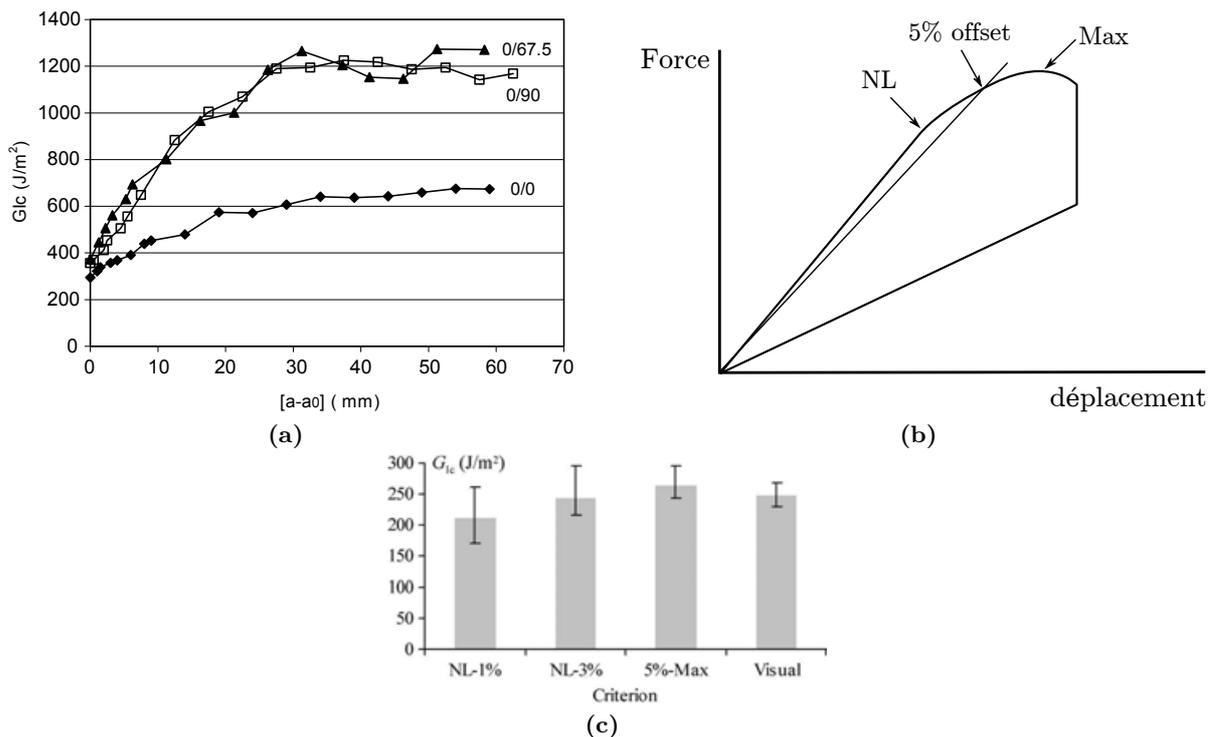


Figure I.23 – (a) Courbes R associées aux différentes interfaces (mode I) et (b) définition des critères d'initiations [Pereira et de Moraes, 2004a]. (c) Comparaison des  $G_{Ic}$  associés aux différents critères [de Moraes et Pereira, 2007].

l'initiation de la fissuration. [Kalbermatten et al., 1992] montrent, lors d'essai DCB, que l'apparition du premier évènement acoustique correspond au début de la non-linéarité observée sur la courbe force/déplacement. L'évènement acoustique est associé à un endommagement en pointe de coupure situé au centre de l'éprouvette. Le début de la fissuration est observé sur un des bords de l'éprouvette peu après le pic d'effort maximal. Une mesure visuelle de l'initiation à partir du

bord de l'éprouvette est donc trop tardive et peut dépendre de la largeur de l'éprouvette. Pour la propagation de fissure en cisaillement plan, l'initiation est encore plus problématique à définir. Premièrement la fissure ne s'ouvre pas, la position de la pointe est donc difficile à évaluer. Deuxièmement la zone d'endommagement en pointe de fissure est relativement importante et compliquée d'autant plus la détermination du front de fissure.

Pour les deux modes de propagation, l'initiation de la fissuration est classiquement déterminée via un des critères illustrés en Figure I.23b. Cependant la Figure I.23c montre une variation importante sur la valeur du  $G_{Ic}$  d'initiation en fonction du critère utilisé. Ajouté à ça, cette valeur d'initiation est fortement sensible au procédé utilisé pour la réalisation de la pré-fissure [Pereira et de Morais, 2004a ; Pereira et de Morais, 2004b].

En conclusion, les méthodes expérimentales présentées permettent difficilement à l'heure actuelle de caractériser avec précision les taux de restitution d'énergie associés aux délaminages des interfaces, en particulier des interfaces multidirectionnelles. D'une part car elles ne permettent pas de dissocier les différents mécanismes de dégradation mis en jeu, et d'autre part car la longueur de fissure et la taille de la zone d'endommagement restent difficiles à estimer, surtout pour les essais de propagation en mode II.

### I.3.4 Cas de la propagation intralaminare

Aucun essai n'est aujourd'hui normalisé pour la caractérisation de la fissuration intralaminare. En conséquence un certain nombre de dispositifs expérimentaux ont été testés dans la littérature. Les configurations les plus utilisées sont les essais de flexion 3 points [Canal *et al.*, 2012] ou 4 points [Pinho *et al.*, 2009] et les essais nommés « Compact Tension » (CT) [Cowley et Beaumont, 1997 ; Truss *et al.*, 1997 ; Jose *et al.*, 2001]. On relève également de manière plus marginale l'utilisation d'essais DCB<sup>3</sup> [Iwamoto *et al.*, 1999 ; de Moura *et al.*, 2010] et des essais « wedge insert fracture » [Humer *et al.*, 1998]. Cette partie est restreinte à la description des deux configurations majoritairement utilisées, à savoir : les essais de flexion et l'essai CT .

#### Essai CT

L'essai compact tension, schématisé sur la Figure I.24a, fut d'abord développé pour l'étude de la propagation de fissure dans les matériaux métalliques [ASTM International, 2006a]. Des éprouvettes épaisses sont utilisées afin d'obtenir un état de déformations planes. Il est aujourd'hui largement appliqué aux matériaux composites. Les études se limitent principalement à l'estimation de la résistance intralaminare longitudinale en mode d'ouverture, via l'utilisation d'un drapage monolithique orienté perpendiculairement à la direction de la charge (direction 1 sur Figure I.24a). Cette configuration provoque une propagation plus ou moins stable en fonction du matériau étudié [Cowley et Beaumont, 1997 ; Truss *et al.*, 1997 ; Jose *et al.*, 2001].

Le taux de restitution d'énergie est généralement calculé à partir de l'Équation (I.10), qui nécessite la connaissance des paramètres du matériau. Le facteur d'intensité des contraintes est lui estimé expérimentalement via l'Équation (I.22), établie pour les matériaux isotropes [ASTM International, 2006a] :

$$K_{Ic} = \frac{P_c}{t\sqrt{w}} f(a/w) \quad (I.22)$$

avec  $P_c$  la charge critique provoquant l'accroissement de la fissure,  $t$  et  $w$  sont les paramètres géométriques de l'éprouvette définis Figure I.24a, et  $f(a/w)$  est un facteur de correction fonction de la géométrie étudiée. Pour un matériau isotrope, il est exprimé par l'équation suivante :

$$f(a/w) = \frac{2 + (a/w)}{(1 - a/w)^{3/2}} \left[ 0.886 + 4.64 (a/w) - 13.32 (a/w)^2 + 14.72 (a/w)^3 - 5.6 (a/w)^4 \right] \quad (I.23)$$

3. L'éprouvette est réalisée par empilement de plis dans la direction de la largeur.

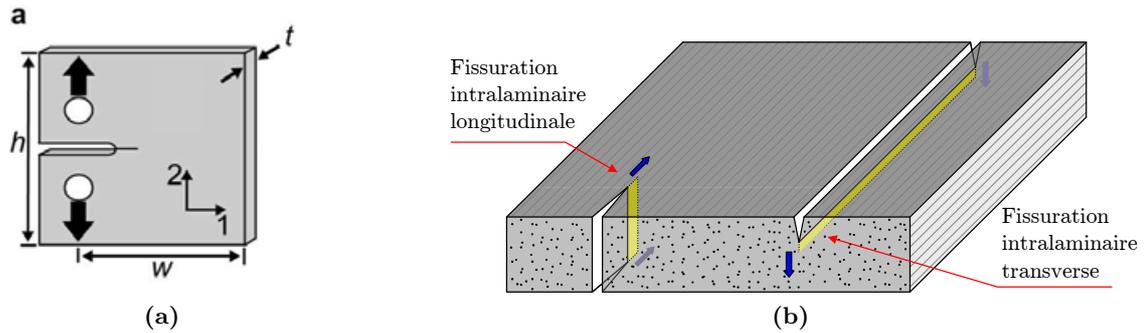


Figure I.24 – (a) Configuration expérimentale de l'essai Compact Tension [Laffan et al., 2012b] et (b) fissuration intralaminaires transverse et longitudinale [Pinho et al., 2009].

Bien que la méthode soit à la base définie pour un matériau isotrope, la majorité des travaux de la littérature utilise cette approche pour les matériaux composites. [Jose et al., 2001] ont comparé les valeurs d'initiation obtenues avec une méthode numérique. Ils ont observé une différence d'environ 17% entre les valeurs expérimentales et numériques. Cet écart est principalement attribué à l'hypothèse d'isotropie utilisée pour établir l'expression analytique du  $K_{Ic}$ . D'autres méthodes comme la méthode des aires ou la méthode de la complaisance peuvent également être appliquées à l'étude de l'essai CT [Truss et al., 1997].

### Essai de flexion 3 et 4 points

Des essais de flexion 3 points et 4 points ont également été développés par [Canal et al., 2012] et [Pinho et al., 2009] afin de caractériser la fissuration intralaminaires transverse des matériaux composites unidirectionnels. Ils sont classiquement réalisés sur des poutres épaisses monolithiques pré-fissurées et dont les fibres sont orientées dans la direction de l'épaisseur. La configuration de l'essai de flexion 3 points est présentée en Figure I.25. Cet essai présente l'avantage de procurer une propagation stable contrairement à l'essai de flexion 4 points étudié [Pinho et al., 2009]. Comme pour la configuration CT, ces essais se limitent à la mesure du taux de restitution d'énergie en mode d'ouverture. Pour ce type de propagation, une des difficultés est de définir la localisation de

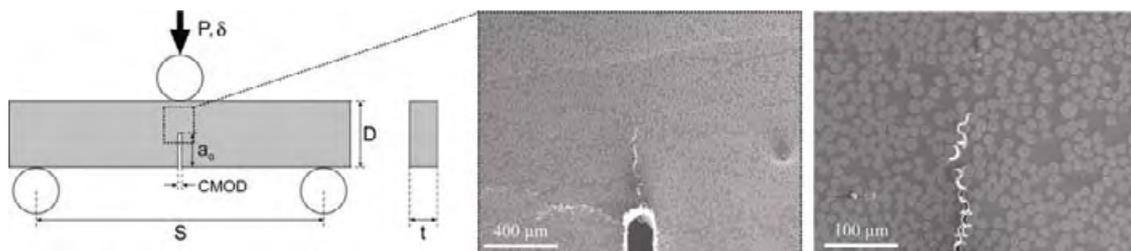


Figure I.25 – Configuration de l'essai de flexion 3 points et endommagement associé pour un stratifiés verre/époxyde  $[0^\circ]_{14}$  [Canal et al., 2012].

la pointe de l'entaille puisque la fissuration se propage de manière discontinue sous la forme de multiples décohésions fibres/matrice, voir Figure I.25. De plus ce mode de dégradation génère un chemin de fissuration fortement tortueux à l'échelle microscopique dont la longueur est complexe à déterminer. [Canal et al., 2012] proposent alors de calculer un taux de restitution d'énergie moyen associé à la rupture totale de l'éprouvette.  $G_{Ic}$  est alors défini comme l'énergie totale dépensée pour la fissuration divisée par la section résistante de l'éprouvette :

$$G_{Ic} = \frac{\int_0^\infty P \delta}{(D - a_0) t} \quad (I.24)$$

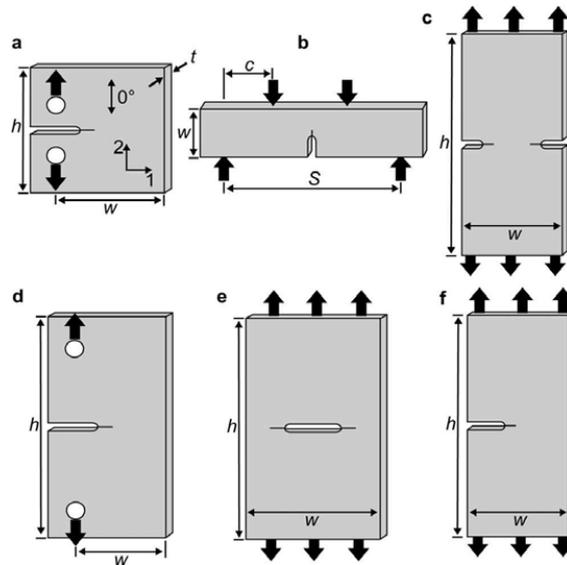
où  $P$  et  $\delta$  sont respectivement l'effort appliqué au centre de la partie supérieure de la poutre et le déplacement correspondant. Les paramètres géométriques  $a_0$ ,  $D$  et  $t$  sont définis sur la Figure I.25. Pour l'essai de flexion 4 points, [Pinho *et al.*, 2009] utilisent une méthode identique à celle présentée pour l'essai CT afin de déterminer le  $G_{Ic}$  associé à l'initiation de la rupture. L'utilisation de cette approche s'avère pertinente dans cette configuration puisque les composites unidirectionnels monolithiques sont transversalement isotropes. L'expression du facteur d'intensité des contraintes, établie pour les matériaux isotropes, peut alors être utilisée et le taux de restitution d'énergie calculé via l'équation suivante :

$$G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2}{E_2} \quad (I.25)$$

où  $E_2$  correspond au module transverse de l'éprouvette. [Pinho *et al.*, 2009] montrent que la valeur de  $G_{Ic}$  est sensible au protocole utilisé pour la réalisation de la pré-fissure. Finalement la plupart des auteurs s'accordent à dire que la valeur intrinsèque du  $G_{Ic}$  pour la fissuration intralaminare est similaire à celle observée pour le délaminage, bien que les mécanismes de dégradation soient différents [Iwamoto *et al.*, 1999 ; Pinho *et al.*, 2009 ; de Moura *et al.*, 2010].

### I.3.5 Méthodes expérimentales en propagation translaminaire

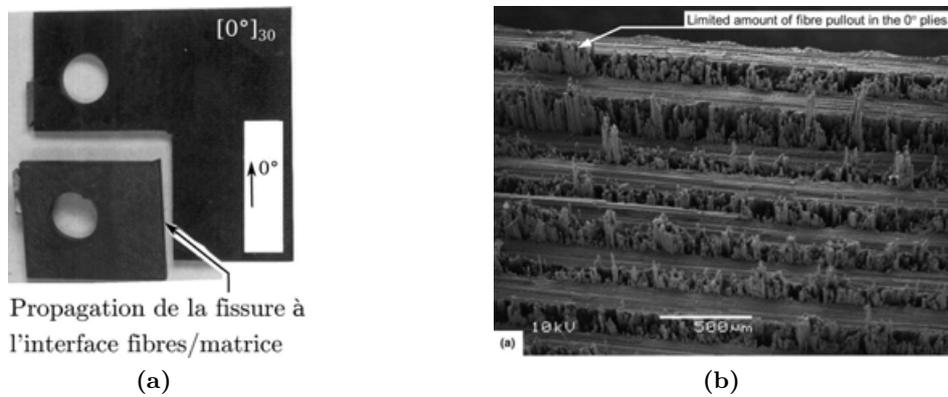
Un nombre conséquent de travaux a été consacré à l'étude de la propagation translaminaire. Les configurations expérimentales les plus utilisées sont recensées dans [Laffan *et al.*, 2012b] et présentées en Figure I.20. Parmi celles-ci, les essais présentant une propagation stable sont les essais CT, « Extended CT » (ECT) et l'essai de flexion 4 points. L'essai ECT est aujourd'hui le seul normalisé pour les essais de ruptures translaminaires [ASTM International, 2004]. Cependant, la norme régit uniquement la caractérisation de l'initiation de la rupture à partir d'une méthode établie pour les matériaux isotropes [ASTM International, 2006a]. L'essai CT, pour des raisons de coût de fabrication (usinage, quantité de matière) et de facilité de mise en place expérimentale, reste le plus utilisé dans la littérature.



**Figure I.26** – Configurations expérimentales utilisées pour la mesure du taux de restitution d'énergie translaminaire : (a) CT, (b) Flexion 4 points, (c) « Double Edge Notched Tension » (d) « Extended CT » (ECT), (e) « Centre Notched Tension » et (f) « Single Edge Notched Tension » [Laffan *et al.*, 2012b].

La majorité des travaux publiés portent sur la caractérisation des stratifiés ( $0^\circ/90^\circ$ ) à base de plis unidirectionnels ou de plis tissés 2D. Ce choix est en partie contraint par la difficulté à faire propager une rupture translaminaire en traction dans un stratifié monolithique dont les fibres sont

orientées perpendiculairement à la direction de propagation ( $0^\circ$ ). En effet, ce phénomène est *a priori* physiquement peu probable. [Jose *et al.*, 2001] ont par exemple observé, lors d'un essai CT sur un drapage monolithique  $[0^\circ]_{30}$ , que la fissuration se propage en cisaillement à l'interface fibre/matrice jusqu'à la rupture d'une partie de l'éprouvette, voir Figure I.27a. Aucune propagation dans la direction initiale de la pré-fissuration n'est observée. On retrouve également cette problématique pour une propagation sous chargement de compression. Certains auteurs ont cependant réussi à étudier l'initiation de la fissuration dans un drapage monolithique via l'utilisation d'un essai CT modifié [Gutkin *et al.*, 2010] et d'un essai de flexion 4 points [Laffan *et al.*, 2012a]. Que ce soit pour un chargement de traction ou de compression, l'étude de la propagation nécessite l'utilisation d'une stratification multidirectionnelle [Catalanotti *et al.*, 2010]. Or pour les stratifiés ( $0^\circ/90^\circ$ ), plusieurs mécanismes de dégradation sont impliqués dans la propagation de la rupture macroscopique. [Pinho *et al.*, 2006] démontrent, pour des stratifiés carbone/époxyde, que la rupture translaminaire implique de la fissuration intralaminare longitudinale dans les plis à  $90^\circ$  ainsi que des ruptures de fibres accompagnées de fissurations matricielles intralaminaires et de décohésions fibre/matrice dans les plis à  $0^\circ$  (Figure I.27b). Des délaminages apparaissent également aux interfaces ( $0^\circ/90^\circ$ ).



**Figure I.27** – (a) Résultat d'un essai CT sur un stratifié  $[0^\circ]_{30}$  [Jose *et al.*, 2001] et (b) observations du faciès de rupture associé à un essai CT sur un stratifié  $[0^\circ/90^\circ]_{8S}$  [Pinho *et al.*, 2006].

La caractérisation énergétique de la fissuration translaminaire d'un pli en traction apparaît donc délicate à mener puisque cela nécessite, *a priori*, de dissocier les taux de restitution associés aux différents modes de fissuration. De plus, il faut également être capable d'estimer la surface totale fissurée associée à la propagation de la rupture macroscopique. La partie suivante discute des méthodes employées dans la littérature pour caractériser les taux de restitution en propagation translaminaire sous chargement de traction puis de compression.

### I.3.5.1 Caractérisation de la rupture en traction

Le défi scientifique est donc de caractériser le taux de restitution d'énergie associé à l'initiation et à la propagation d'une rupture translaminaire d'un pli sollicité en traction,  $G_{Ic}^0$ . Or, comme évoqué précédemment, faire propager une fissure translaminaire en traction dans un drapage monolithique est difficilement réalisable. Dans le but de caractériser  $G_{Ic}^0$ , [Laffan *et al.*, 2010a] ont alors mis en place un essai CT sur un stratifié carbone/époxyde avec un drapage particulier :  $[(90^\circ/0^\circ)_8/90^\circ]_S$ . Pour estimer  $G_{Ic}^0$  les auteurs supposent que le taux de restitution d'énergie du stratifié  $G_{Ic}^{lam}$  peut être partitionné via une loi des mélanges en séparant la contribution des plis à  $0^\circ$  ( $G_{Ic}^0$ ) et celle des plis à  $90^\circ$  ( $G_{Ic}^{90}$ ). Le taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  est alors calculé [Pinho *et al.*, 2006 ; Laffan *et al.*, 2010a] :

$$G_{Ic}^0 = \frac{t_{lam}}{t_0} G_{Ic}^{lam} - \frac{t_{90}}{t_0} G_{Ic}^{90} \quad (I.26)$$

où  $t_{lam}$  correspond à l'épaisseur du stratifié,  $t_0$  et  $t_{90}$  représentent respectivement l'épaisseur cumulée des plis à  $0^\circ$  et à  $90^\circ$ . Les auteurs considèrent que  $G_{Ic}^{90}$  correspond au taux de restitution

d'énergie associé à la fissuration intralaminare d'un pli, ce qui suppose qu'une seule fissuration parallèle à la pré-fissure apparaît dans les plis à 90° et que cette rupture se produit en mode I. De plus, l'hypothèse de partition des modes de rupture néglige la contribution énergétique du délaminage ainsi que l'interaction entre la fissuration matricielle et les ruptures de fibres. Or, les travaux de [Honjo, 2003] montrent que le taux de restitution d'énergie critique associé à la rupture d'une fibre de carbone (T300) seule est autour de 8.6 J/m<sup>2</sup>, ce qui est 10<sup>5</sup> inférieur au taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  d'un pli. Les endommagements accompagnant la rupture de fibre (décohésion, fissuration matricielle, pseudo-plasticité,...) sont donc la source principale de la dissipation énergétique. Le taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  serait donc plutôt un paramètre du pli qu'un paramètre du matériau. Cette considération est soutenue par [Laffan *et al.*, 2010b] qui démontrent que la valeur  $G_{Ic}^0$  augmente avec l'épaisseur des plis orientés à 0°. Selon les auteurs cet accroissement est principalement causé par l'augmentation du nombre d'arrachement de fibres à l'intérieur du pli (« fiber pull-out »). En conclusion, l'hypothèse de partition des modes de rupture pour les stratifiés conduit à sous-estimer les valeurs de  $G_{Ic}^0$ .

[Laffan *et al.*, 2010a] ont ensuite comparé les valeurs de  $G_{Ic}^0$  obtenues avec différentes méthodes de caractérisation. Les résultats de l'étude sont présentés en Figure I.28. Les méthodes comparées sont :

- la méthode des aires simplifiée ;
- une méthode numérique basée sur la technique VCCT [Pinho *et al.*, 2006] ;
- la méthode utilisant l'expression analytique de  $K_{Ic}$  établie pour les matériaux isotropes, selon la norme ASTM E399 ;
- la méthode de la complaisance « Compliance Calibration » (CC) ;
- et une méthode de la complaisance modifiée MCC utilisant deux manières différentes de mesurer la longueur fissurée. La première est basée sur une estimation visuelle  $a_{vis}$  et la seconde sur la mesure de la complaisance associée à différentes longueurs de pré-fissures connues  $a_{eff}$  [Laffan *et al.*, 2010a].

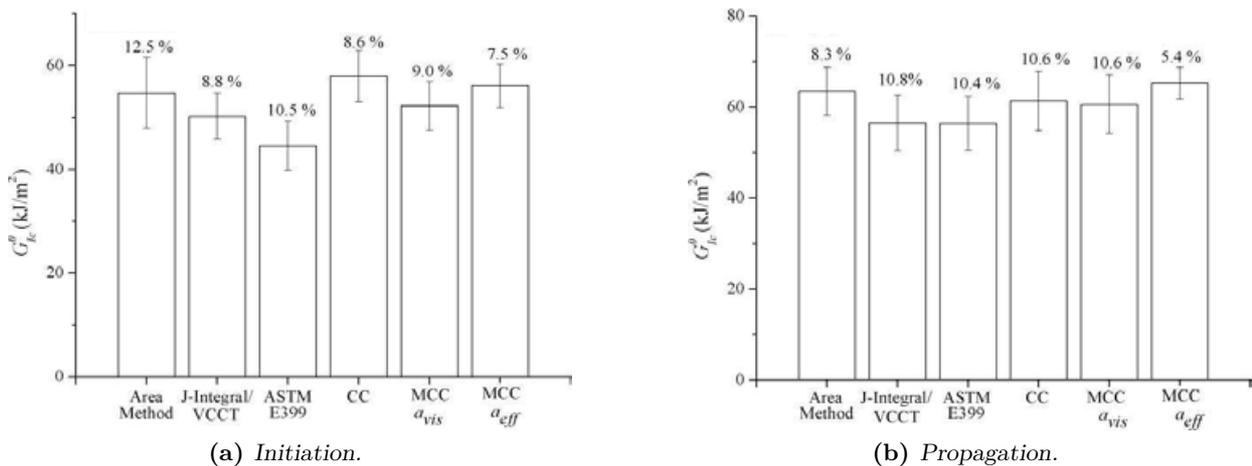


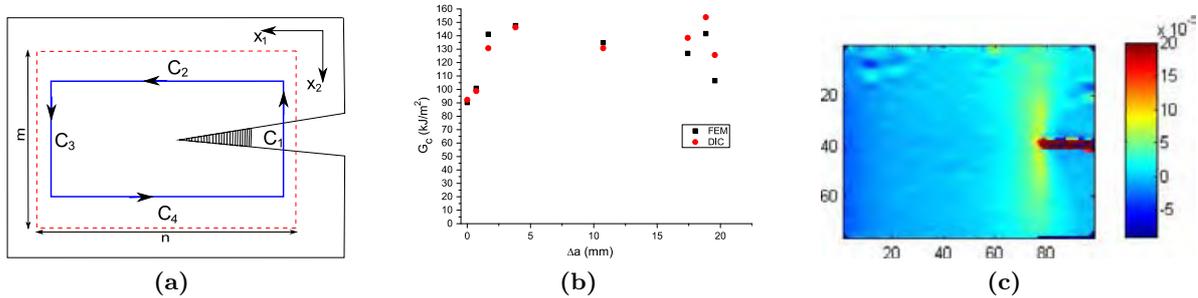
Figure I.28 – Comparaison des taux de restitution d'énergie translaminaire obtenus via différentes méthodes [Laffan *et al.*, 2010a].

Les auteurs concluent que la meilleure cohérence est obtenue avec la méthode de la complaisance modifiée utilisant la mesure  $a_{eff}$ , même si les valeurs obtenues avec les différentes méthodes restent très proches que ce soit pour l'initiation ou la propagation. La méthode basée sur la norme ASTM E399 [ASTM International, 2006a] valable uniquement pour les matériaux isotropes, est

certainement la méthode introduisant l'erreur la plus importante. Par comparaison des résultats avec un modèle numérique, [Laffan *et al.*, 2010a] expliquent que plus l'orthotropie du drapage augmente, plus cette erreur est conséquente. Plus récemment, [Catalanotti *et al.*, 2010] ont proposé une méthode alternative basée sur la technique de corrélation d'images. Le principe repose sur l'estimation de l'intégrale  $J$  à partir de la relation suivante :

$$J = \frac{1}{2} \int_{\Gamma_0} \left( \bar{\sigma} n_1 : \epsilon - 2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_1} \cdot [\bar{\sigma} \cdot \bar{n}] \right) ds \quad (\text{I.27})$$

où pour un stratifié  $[90/0]_{8S}$ ,  $\bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma^0 + \sigma^{90})$  représente la contrainte moyenne dans le stratifié calculée par :  $\bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\bar{C}^0 + \bar{C}^{90}) : \epsilon$  où  $\bar{C}^0$  et  $\bar{C}^{90}$  correspondent aux matrices de rigidité homogénéisées de chaque pli. Les champs de déformation  $\epsilon$  et de déplacements  $\bar{u}$  sont mesurés expérimentalement par corrélation d'images. L'utilisation d'un contour simplifié, illustré sur la Figure I.29a, permet d'exprimer le vecteur normal  $\bar{n}$  de manière simple et facilite le calcul des différents membres de l'Équation (I.27). La Figure I.29b présente une comparaison entre les résultats obtenus par une méthode éléments finis [Pinho *et al.*, 2006] et ceux obtenus via la corrélation d'images. La bonne corrélation entre les deux études illustre que la zone d'endommagement en pointe de fissure reste relativement petite et perturbe peu les champs mesurés, voir Figure I.29c. Un des avantages de cette méthode est de pouvoir s'affranchir de la mesure de la longueur fissurée, puisque la position de la pointe de fissure peut être détectée via la mesure des champs de déplacements [Catalanotti *et al.*, 2010]. Cette méthode présente cependant l'inconvénient de ne pas prendre en compte les énergies dissipées par les endommagements se développant à cœur des plis à  $0^\circ$  du stratifié (fissuration intralaminare, décohésions fibre/matrice, délaminages, ...), puisque les résultats sont obtenus à partir de la mesure des champs surfaciques, ce qui conduit *a priori* à une sous-estimation du  $G_{Ic}^0$ .



**Figure I.29** – (a) Contour utilisé pour le calcul de  $J$ , (b) comparaison des résultats obtenus par corrélation d'images et EF, et (c) champ de déformations  $\epsilon_{22}$  obtenu lors d'un essai CT [Catalanotti *et al.*, 2010].

L'approche la plus pertinente pour la construction des courbes R semble être la méthode de la complaisance modifiée [Laffan *et al.*, 2012b ; Laffan *et al.*, 2010a], même si les méthodes éléments finis et la méthode utilisant la corrélation d'images sont également des alternatives efficaces.

### I.3.5.2 Cas de la compression

Tout comme en traction, la rupture translaminaire en compression a surtout été étudiée via une configuration de type CT [Laffan *et al.*, 2012b]. L'essai est d'ailleurs nommé « Compact Compression » (CC). Les stratifications utilisées pour les essais CC sont généralement multidirectionnelles ( $0^\circ/90^\circ$ ) afin d'obtenir une propagation stable de la rupture. Cependant, [Sutcliffe et Fleck, 1994] ont réussi à faire propager une rupture par micro-flambage (« kink band ») dans un stratifié monolithique  $[0^\circ]_{24}$  carbone/époxyde (T800/924C), en utilisant deux configurations basées sur l'essai « Centre Notched Compression » (Figure I.30).

Pour chacune de ces deux configurations une pré-fissure longitudinale est réalisée au milieu de la pré-fissure initiale afin de favoriser la propagation en « kink band » dans la direction transverse.

Sur une des deux configurations, les extrémités de la pré-fissure initiale sont pincées afin d'assurer la propagation d'une rupture en « kink band » dans le plan de l'éprouvette en mode II. Dans l'autre cas la propagation survient par micro-flambage hors plan en mode I. Les auteurs observent cependant que les valeurs de  $G_{Ic}^0$  obtenues pour les deux configurations restent comprises entre 10 et 17 kJ.m<sup>-2</sup>.

Récemment, [Laffan *et al.*, 2012a] ont employé un essai de flexion 4 points pour caractériser le taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  associé à l'initiation de la rupture dans un stratifié monolithique  $[0^\circ]_{40}$  carbone/époxyde (IM7/8552). Seule l'initiation est caractérisée à cause de la nature instable de la propagation obtenue pour cette configuration. Les auteurs observent que l'initiation de la rupture résulte d'un mode de cisaillement induit par la compression plutôt que d'une rupture par micro-flambage. Ce scénario est également confirmé par les observations de [Gutkin *et al.*, 2010] sur un stratifié  $[90^\circ_2, 0^\circ_8, [90^\circ, 0^\circ]_5]_S$  voir Figure I.31. Les auteurs indiquent notamment que la rupture translaminaire en compression peut être divisée en 3 zones. La zone d'initiation où la fissure est générée par un mode de cisaillement, la zone de transition, et une zone de propagation où la fissure se propage par micro-flambage formant ainsi une « kink band ». La valeur moyenne du taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  d'initiation déduite par [Laffan *et al.*, 2012a] via la méthode numérique développée par [Pinho *et al.*, 2006] est égale à 25,9 kJ.m<sup>-2</sup>.

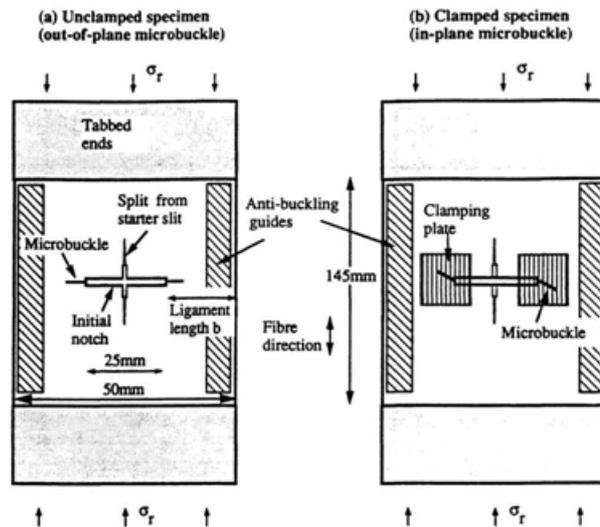


Figure I.30 – Configurations utilisées par [Sutcliffe *et Fleck*, 1994] pour propager une rupture par micro-flambage : (a) hors-plan « unclamped specimen » et (b) dans le plan « unclamped specimen ».

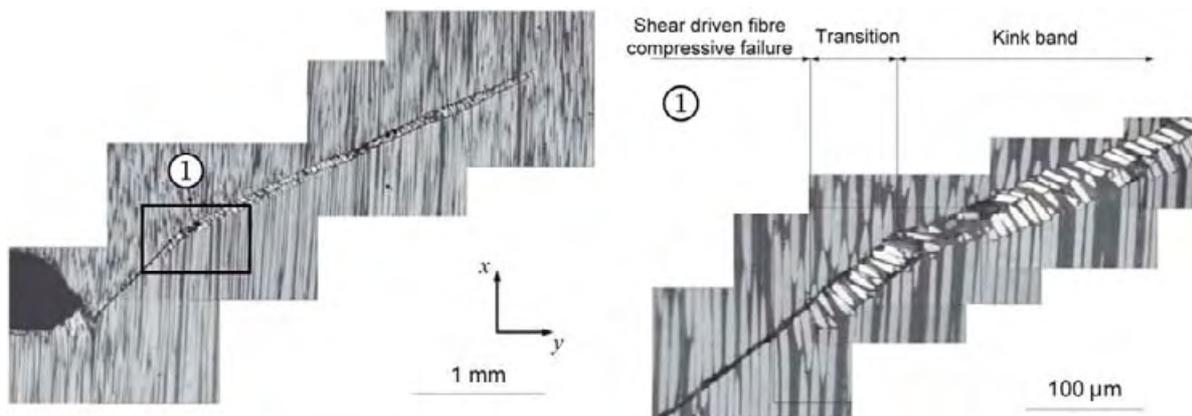


Figure I.31 – Processus de fissuration translaminaire en compression pour un pli à 0° [Gutkin *et al.*, 2010].

D'une manière générale, les méthodes employées pour calculer  $G_{Ic}^0$  en compression sont identiques à celles utilisées pour les essais de traction : éléments finis, corrélation d'images, facteur d'intensité des contraintes, méthode de la complaisance. Cependant [Catalanotti *et al.*, 2010] et [Pinho *et al.*, 2006] soulignent leurs inaptitudes à prendre en compte les effets engendrés par les contraintes de contact au niveau des bords de la « kink band » au cours de la propagation. Jusqu'à présent, seuls les essais CC sur stratifiés multidirectionnels ont permis la mesure d'une courbe R associée à la propagation d'une rupture par micro-flambage. Or, la complexité des endommagements mis en jeu (voir Figure I.32), la non prise en compte du contact par les méthodes classiquement utilisées et la difficulté liée à la mesure de la longueur fissurée font que les valeurs obtenues restent délicates à relier directement au  $G_{Ic}^0$ . Finalement, à notre connaissance, aucune valeur précise du  $G_{Ic}^0$  associé à la propagation d'une « kink band » n'est aujourd'hui établie. Seules des valeurs d'initiation ont été estimées et semblent valables. Cependant elles correspondent *a priori* à une rupture en cisaillement et non à une rupture par micro-flambage. Le challenge associé à ce mode de propagation reste aujourd'hui encore à relever, principalement pour deux raisons. Premièrement il faut réussir à faire propager une « kink band » de manière stable dans un drapage monolithique et deuxièmement il est nécessaire de définir une méthode permettant une mesure correcte du taux de restitution d'énergie critique  $G_{Ic}^0$  associé.

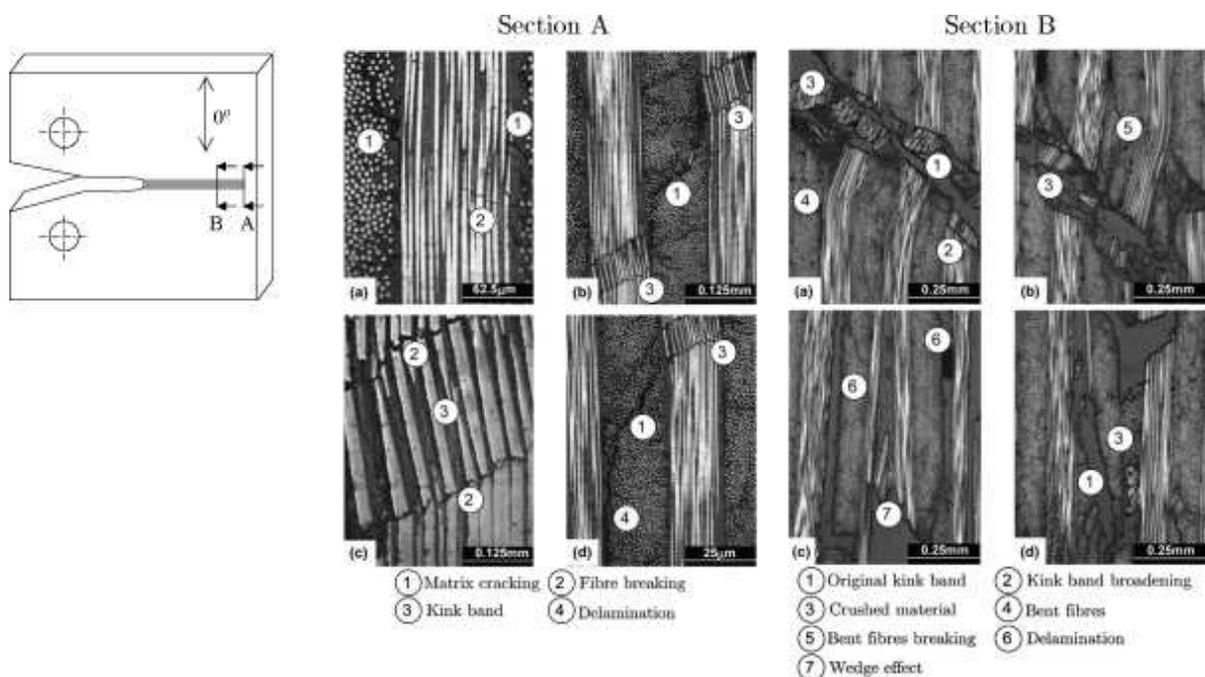


Figure I.32 – Endommagements associés à la fissuration translaminaire en compression d'un stratifié  $[0^\circ/90^\circ]_{SS}$  [Pinho *et al.*, 2006].

### I.3.6 Synthèse - Problématiques liées à la mesure de $G_c$

L'ensemble de l'investigation menée dans cette partie, même si elle n'est pas exhaustive, a permis de mettre en évidence la complexité des mécanismes de fissuration des stratifiés composites, et de souligner les principales lacunes des méthodes expérimentales développées pour les caractériser. Le délaminage des interfaces ( $0^\circ/0^\circ$ ) en mode I semble être aujourd'hui le seul mode d'endommagement dont la caractérisation est maîtrisée et les résultats reproductibles. L'étude des autres modes de rupture reste problématique. Les difficultés expérimentales concernent principalement les points suivants :

1. Faire propager une fissuration stable sans générer d'autres modes d'endommagement polluant les mesures ou influençant le scénario de rupture. La stabilité de la propagation est un point important car elle conditionne en partie la taille de la zone d'endommagement en pointe d'entaille et influe donc sur les valeurs de  $G_c$ , voir Figure I.33. Or la mise en place d'essais de propagation stable dans les stratifiés monolithiques reste délicate, en particulier pour la propagation translaminaire. Les configurations utilisant des stratifications multidirectionnelles permettent généralement d'obtenir des propagations stabilisées, mais impliquent simultanément plusieurs types de dégradation, ce qui complique le post-traitement des résultats. De nouvelles configurations expérimentales et/ou méthodes de caractérisation doivent donc être développées en vue de pallier ces difficultés.

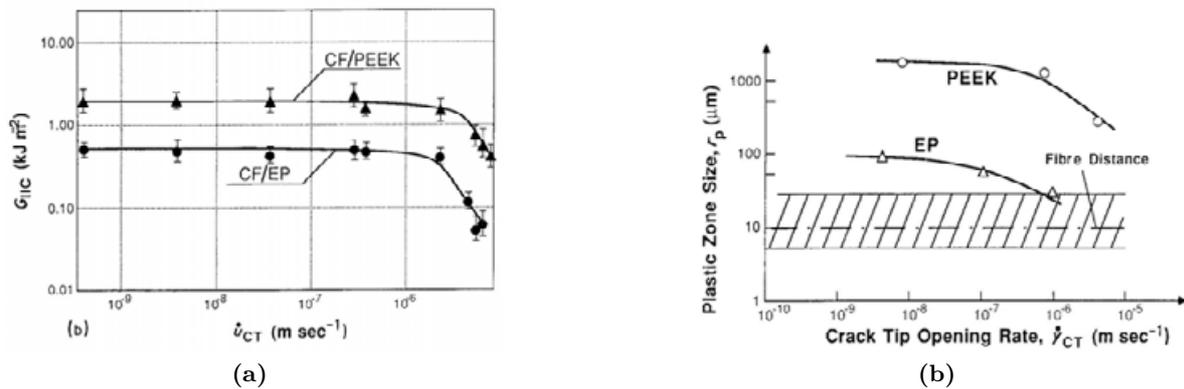
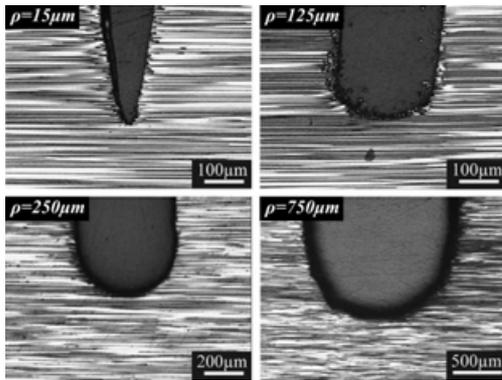


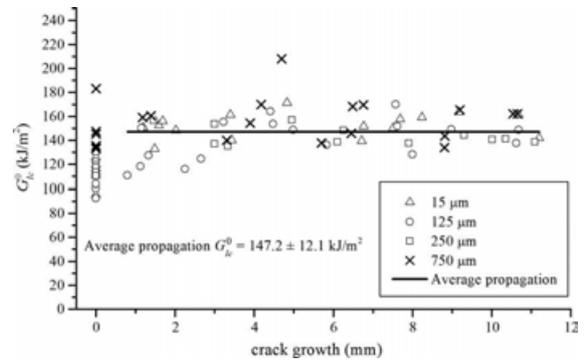
Figure I.33 – Influence de la vitesse de propagation (a) sur le taux de restitution d'énergie interlaminaire et (b) sur la taille de la zone d'endommagement [Friedrich et al., 1989].

2. L'évaluation de la longueur fissurée. La mesure est particulièrement délicate dans les cas où la zone d'endommagement en pointe de fissure est importante et pour les configurations où les lèvres de la fissure restent en contact. Le problème est en partie résolu par la construction de la courbe de complaisance en fonction de l'avancée de fissure via plusieurs éprouvettes pré-fissurées d'une longueur connue [Laffan et al., 2010a], il reste cependant ouvert pour la propagation translaminaire sous chargement de compression. En effet, même avec l'utilisation de la corrélation d'images, la position de la pointe d'entaille reste difficilement identifiable [Catalanotti et al., 2010].
3. Le calcul des contraintes de contact et de l'énergie dissipée par frottement pour les configurations où les bords de la fissure restent en contact lors de la propagation. La contribution de ces phénomènes sur la mesure du taux de restitution d'énergie est encore mal cernée par les études, essentiellement numériques, de la littérature [Blackman et al., 2005].
4. L'estimation du taux de restitution d'énergie associé à l'initiation de la rupture. L'étude précédente montre que la définition de l'instant d'initiation et la caractérisation de l'endommagement associé sont encore mal établies. L'utilisation de l'émission acoustique a permis d'améliorer la détection du début de l'endommagement et des événements associés au début de la propagation [Laffan et al., 2012a ; Gutkin et al., 2011]. Cependant cette technique ne permet, ni de localiser ces dommages, ni de déterminer leurs tailles. [Laffan et al., 2011] observent que le taux de restitution d'énergie  $G_{IC}^0$  d'initiation est invariant pour un rayon d'entaille inférieur à 250 µm, voir Figure I.34. Au delà sa valeur augmente principalement à cause de l'augmentation de la taille de la zone endommagée en pointe d'entaille. L'idéal serait donc de pouvoir quantifier l'évolution de cette zone d'endommagement en pointe d'en-

taille (types d'endommagements et dimensions) afin de caractériser précisément l'initiation de la rupture du stratifié.



(a)



(b)

Figure I.34 – Influence du rayon d'entaille sur  $G_{Ic}$  translaminaire d'initiation [Laffan et al., 2011].

## I.4 Analyse quantitative du comportement des structures via la mesure de température

### I.4.1 Brefs rappels historiques et objectif de l'étude

La thermographie infrarouge est une technique de mesure sans contact permettant d'obtenir, sous forme d'images thermiques, la cartographie spatio-temporelle des températures d'une scène thermique. Plus précisément, l'état thermique d'une scène est obtenue par la mesure des rayonnements électromagnétiques émis par la scène observée. Depuis 1830 et les premières thermopiles, les méthodes de détection des rayonnements thermiques ont beaucoup évolué. L'apparition des capteurs matriciels numériques autour des années 90 a permis d'augmenter les résolutions spatiales et temporelles des dispositifs de thermographie et a ainsi démocratisé l'utilisation des caméras thermiques dans divers domaines (médical, génie civil, aéronautique, électronique,...).

Dans le domaine du génie mécanique, la thermographie a été largement employée pour étudier le comportement des matériaux et des structures. En fonction de la façon dont la variation thermique au sein de la structure est induite, on distingue deux catégories : les techniques de thermographie dites actives et les techniques passives. Le principe de la thermographie active consiste à exciter thermiquement la structure via une source externe, le plus souvent d'origine thermique ou ultrasonore. On peut citer par exemple la vibro-thermographie où l'excitation de la structure, à l'aide d'ultrasons modulés, génère des variations thermiques au sein de la structure permettant ainsi de révéler d'éventuels défauts internes. Les différentes techniques de thermographie actives, recensées dans [Bagavathiappan *et al.*, 2013], sont principalement appliquées à la détection de défauts dans les structures. Les techniques de thermographie dites passives étudient les variations de températures induites par les sollicitations mécaniques appliquées à la structure. Ce sont *a priori* celles qui nous intéressent dans ces travaux. Parmi les premières applications dans ce domaine, on recense les travaux de [Belgen, 1967] à qui l'on attribue les prémices de la « Thermoelastic-Stress Analysis » (TSA). Cette technique permet l'estimation de la trace du tenseur des contraintes ou des déformations par l'intermédiaire du couplage thermoélastique. Si les premiers travaux concernent l'étude des matériaux métalliques, la TSA a par la suite été étendue à l'étude des matériaux composites [Stanley et Chan, 1988]. Environ à la même époque, la thermographie infrarouge a été employée pour la caractérisation des phénomènes dissipatifs associés aux mécanismes de plasticité dans les matériaux métalliques [Chrysochoos *et al.*, 1989]. Ces travaux ont notamment permis l'élaboration de modèles de comportement thermodynamiques associés aux processus de déformation plastique. Dans la continuité de ces travaux, la technique de thermographie infrarouge est appliquée à l'étude des phénomènes de localisation, comme la formation de bandes de cisaillement dans les aciers [Louche et Chrysochoos, 2001] ou la striction des polymères [Wattrisse *et al.*, 2002]. L'ensemble des travaux recensés sur le sujet, reste cependant limité à l'étude des phénomènes dissipatifs dans les matériaux homogènes isotropes. Finalement, on peut également citer les travaux de [Luong, 1995] portant sur l'estimation rapide de la limite de fatigue des métaux à partir de la thermographie infrarouge. Cette technique développée au début du XX<sup>e</sup> siècle, utilise les effets d'auto-échauffement générés au cours d'une sollicitation cyclique pour évaluer empiriquement la limite de fatigue. Cette technique a depuis été appliquée à la prévision de la durée de vie des structures composites [Rosa et Risitano, 2000].

L'objectif de cette section est d'établir dans quelle mesure les techniques de thermographie passive, répertoriées dans la littérature, pourraient être utilisées afin de résoudre les problèmes liés à la mesure d'un taux de restitution d'énergie dans les structures composites. Après quelques brefs rappels historiques, nous nous intéressons aux approches expérimentales employées pour caractériser les processus de déformation sous sollicitation monotone. L'étude se focalise dans un premier temps sur les méthodes utilisant le couplage thermoélastique, puis dans un deuxième temps, sur les travaux s'appuyant sur une approche calorimétrique locale. Finalement l'intérêt potentiel de la

thermographie infrarouge est discuté vis-à-vis des problématiques exposées dans la section précédente.

#### I.4.2 Utilisation du couplage thermoélastique

Les premières analyses quantitatives réalisées à partir de la mesure des champs de température portaient sur l'estimation de contraintes via l'effet thermoélastique. En 1967, les travaux de M. H. Belgen sur l'étude des champs de température thermoélastiques dans une structure sollicitée en dynamique sont considérés comme les prémices de la technique baptisée « Thermal Stress Analysis » (TSA) [Belgen, 1967]. Ces travaux ont conduit par la suite à la standardisation de cette technique pour l'analyse du champ des contraintes. La TSA est aujourd'hui une méthode utilisée dans l'industrie via des déclinaisons commerciales comme la technique dite du « Stress Pattern Analysis by Thermal Emission » SPATE [Mountain et Webber, 1979]. L'effet thermoélastique traduit le fait que si l'on chauffe un matériau, il se dilate et *vice versa*. Une expression théorique de ce couplage a été publiée par [Thomson, 1853] pour un matériau homogène élastique sollicité sous des conditions adiabatiques. La relation traduisant la variation de température  $\Delta T$  induite par la variation des contraintes  $\sigma_i$  est proposée par [Stanley et Chan, 1988] sous la forme suivante :

$$\Delta T = -\frac{T}{\rho C_p} \sum_{i=1}^6 \alpha_i \Delta \sigma_i \quad (\text{I.28})$$

où  $\alpha_i$  et  $C_p$  sont respectivement les coefficients de dilatation thermique et la chaleur spécifique à pression constante,  $\sigma_i$  est le tenseur des contraintes noté sous forme contractée. L'Équation (I.28) est valable pour un matériau isotrope ou anisotrope. À partir de la mesure du champ de température par caméra infrarouge, il est donc possible d'obtenir une information sur la variation de la somme des contraintes. Pour un matériau isotrope le signal mesuré par radiométrie ( $S$ ) est relié à la variation de la trace des contraintes par la relation [Stanley et Chan, 1985] :

$$S = -4R \varepsilon \sigma_{SB} T^4 \frac{\alpha}{\rho C_p} (\Delta \sigma_{11} + \Delta \sigma_{22} + \Delta \sigma_{33}) \quad (\text{I.29})$$

où  $R$  est défini comme un facteur de réponse du détecteur et  $\varepsilon$  l'émissivité de la surface observée. Classiquement cette équation est simplifiée par l'introduction d'une constante d'étalonnage  $A$  :

$$A S = (\Delta \sigma_{11} + \Delta \sigma_{22} + \Delta \sigma_{33}) \quad (\text{I.30})$$

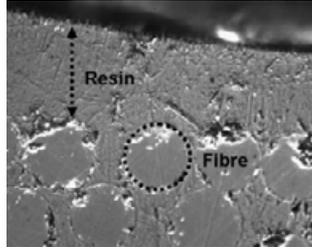
Cette constante est généralement déterminée via des essais où le champ des contraintes est connu, de manière théorique (expression analytique, modélisation numérique,...) ou par mesure expérimentale. Cette méthode présente l'avantage de dispenser de la mesure directe de la température et de la connaissance des paramètres du matériau. Une caméra non étalonnée<sup>4</sup> peut être utilisée puisque seule la variation du flux rayonné est d'intérêt. Il faut cependant noter que  $A$  n'est pas une valeur absolue pour un matériau donné mais dépend des paramètres de la caméra, de la température et de l'émissivité de la surface. Cette approche a été ensuite appliquée à l'étude des matériaux composites [Stanley et Chan, 1988 ; Pitarresi *et al.*, 2005 ; Emery *et al.*, 2008]. Cependant l'étalonnage basé sur l'approche en contrainte nécessite de calculer le champ des contraintes en surface. Or les variations de contrainte étant différentes d'un pli à l'autre pour une même déformation, l'équation d'étalonnage est généralement formulée en fonction des déformations<sup>5</sup> exprimées dans le repère global du stratifié (L,T) [Potter, 1987 ; Emery *et al.*, 2008] :

$$\begin{aligned} A^* S = & \{(\alpha_1 Q_{11} + \alpha_2 Q_{12})m^2 + (\alpha_1 Q_{12} + \alpha_2 Q_{22})n^2\} \Delta \epsilon_L \\ & + \{(\alpha_1 Q_{11} + \alpha_2 Q_{12})n^2 + (\alpha_1 Q_{12} + \alpha_2 Q_{22})m^2\} \Delta \epsilon_T \\ & + \{(\alpha_1 Q_{11} + \alpha_2 Q_{12})mn - (\alpha_1 Q_{12} + \alpha_2 Q_{22})mn\} \Delta \gamma_{LT} \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

---

4. Un dispositif non étalonné ne permet pas de faire la relation entre le flux mesuré et la température.  
5. Les déformations sont homogènes dans l'épaisseur du stratifié pour un chargement plan.

où  $m = \cos \theta$  et  $n = \sin \theta$  ( $\theta$  étant l'angle entre le repère local associé au pli de surface et le repère global associé au stratifié (L,T)). Les coefficients  $Q_{ii}$  correspondent aux termes de la matrice de raideur du stratifié conformément à la théorie des plaques stratifiées. Le comportement mécanique dépend de la stratification et le signal thermoélastique est lui principalement lié au pli en surface. La constante d'étalonnage  $A^*$  doit donc être établie quasiment pour chaque configuration. Cependant, les matériaux composites, qu'ils soient composés de plis tissés ou unidirectionnels, possèdent une mince couche de résine en surface (voir Figure I.35) dont l'épaisseur dépend du matériau et du processus de fabrication. Les travaux de [Emery *et al.*, 2008] et [Pitarresi *et al.*, 2005] montrent que



**Figure I.35** – Couche de résine (« resin rich layer ») formée à la surface d'un stratifié verre/époxyde [Emery *et al.*, 2008].

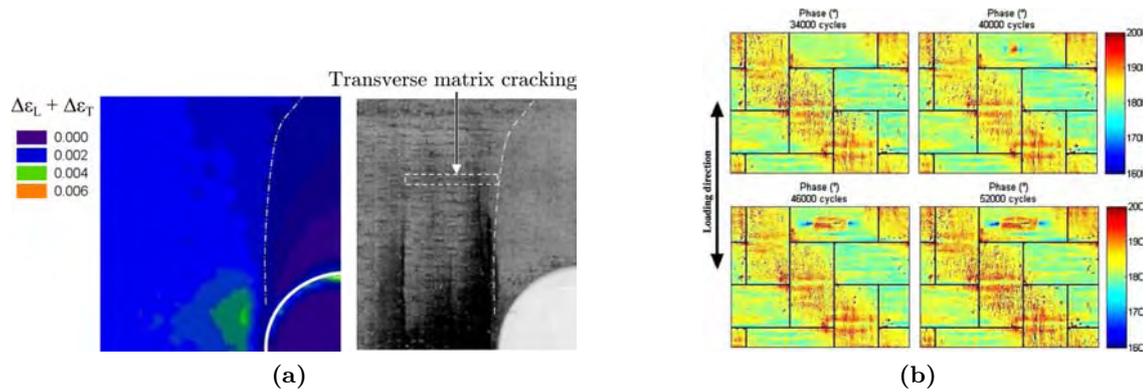
le signal thermoélastique mesuré est relié au comportement de cette couche de résine et non à celui du pli orthotrope de surface. Selon [Emery *et al.*, 2008] ce résultat est valable pour les stratifiés carbone/époxyde dont la couche de résine en surface a une épaisseur supérieure à  $25 \mu\text{m}$ . Dans ce contexte, en supposant que la couche de résine se déforme de manière identique à celle du stratifié, l'équation d'étalonnage est simplifiée comme suit [Emery *et al.*, 2008] :

$$B^* \cdot S = \Delta\epsilon_L + \Delta\epsilon_T \quad (\text{I.32})$$

où  $B^*$  est le nouveau facteur d'étalonnage. Cette méthode a par la suite été appliquée à l'étude du développement de l'endommagement dans plusieurs stratifiés troués sollicités en fatigue<sup>6</sup> [Emery et Dulieu-Barton, 2010]. Or dans cette configuration, les conditions d'adiabaticité ne sont plus valables en bord de trou à cause des sources de chaleur induites par les endommagements localisés dans cette zone. Les auteurs utilisent alors un facteur de correction [Dulieu-Barton *et al.*, 2006] afin de prendre en compte les élévations de température induites par les effets dissipatifs (viscoélasticité, endommagement,...). Les résultats obtenus montrent que cette méthode permet uniquement de mettre en évidence les endommagements impliquant une variation de raideur significative du stratifié et donc de la source thermoélastique (rupture de fibres ou délaminage). Les endommagements comme la fissuration matricielle ne peuvent pas être détectés via cette approche, voir Figure I.36a. Une autre procédure basée sur la TSA, consiste à étudier le déphasage entre le signal mécanique et le signal thermoélastique. En effet, le déphasage entre les signaux thermique et mécanique est de  $180^\circ$  pour un comportement thermoélastique pur, c'est-à-dire qu'un état de traction s'accompagne d'un refroidissement et vice-versa. Ainsi toutes variations du déphasage autour de  $180^\circ$  témoignent de l'apparition d'une source de chaleur de nature dissipative (viscoélasticité, fissuration,...) ou d'un transfert de chaleur (diffusion de la chaleur à l'intérieur du matériau). [Fruehmann et Dulieu-Barton, 2010] ont ainsi mis en évidence le phénomène de fissuration matricielle des mèches transverses lors d'essais de fatigue sur deux sergés verre/époxyde en utilisant un objectif à fort grossissement, voir Figure I.36b.

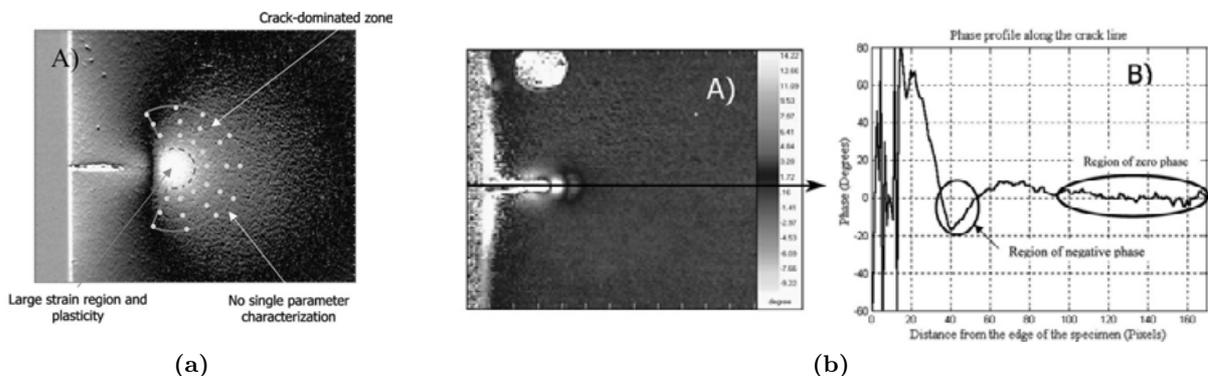
La méthode de TSA a également été appliquée à la mesure des facteurs d'intensité des contraintes, comme par exemple lors d'études de propagation de fissures en fatigue dans des joints de sou-

6. Cette technique a majoritairement été utilisée pour l'étude du comportement des structures sollicitées en fatigue. Même si la fatigue sort du cadre de notre étude, quelques résultats illustrant l'application de la TSA à l'étude de l'endommagement des matériaux composites sont brièvement présentés.



**Figure I.36** – (a) Illustration de la « non-détectabilité » de la fissuration transverse par la méthode de TSA [Emery et Dulieu-Barton, 2010]. (b) Déphasage du signal thermoélastique induit par la fissuration d'une mèche transverse [Fruehmann et Dulieu-Barton, 2010].

ture [Díaz, 2004 ; Cavaliere *et al.*, 2009] ou dans les structures composites [Haj-Ali *et al.*, 2008]. Comme il a été établi, le signal thermoélastique est proportionnel à la variation de la trace des contraintes sous des conditions de linéarité et d'adiabaticité. Dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture, le champ des contraintes en pointe de fissure est lui exprimé à partir des facteurs d'intensité des contraintes. Par conséquent, en mesurant le signal thermoélastique dans la zone singulière en pointe de fissure, une estimation des facteurs d'intensité des contraintes peut alors être obtenue. Plusieurs approches basées sur ce principe ont été développées dans la littérature [Lin *et al.*, 1997 ; Lesniak *et al.*, 1997 ; Díaz, 2004]. En pratique, l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes nécessite l'identification de plusieurs constantes (résolution d'un problème d'optimisation) et donc plusieurs points de mesure. [Díaz, 2004] sélectionne des points de mesures situés en dehors de la zone plastique en pointe de fissure (Figure I.37a) afin de limiter les perturbations dues aux effets dissipatifs (pertes de linéarité et des conditions adiabatiques).



**Figure I.37** – (a) Position des points de mesure choisis par [Díaz, 2004] pour calculer  $K_{Ic}$  et (b) localisation de la pointe de fissure à l'aide des cartes de phase.

Ces méthodes présentent l'avantage de pouvoir estimer avec précision la position de la pointe de fissure, soit par l'étude de la phase du signal thermoélastique, soit en utilisant la description analytique du champ des contraintes<sup>7</sup>. Dans ses travaux, [Díaz, 2004] définit la position de la pointe de fissure comme le lieu où la valeur de la phase passe de positive à négative, voir Figure I.37b. Finalement, comparativement à la théorie de [Westergaard, 1939], cette méthode donne une estimation

7. En s'appuyant sur le cadre de la mécanique linéaire de la rupture, l'expression du champ des contraintes peut être obtenue en fonction de la distance par rapport à la pointe de la fissure. Il suffit alors d'inclure cette distance comme inconnue dans le problème d'optimisation pour obtenir, après résolution, une estimation de la position de la pointe d'entaille [Díaz, 2004].

du facteur d'intensité de contrainte critique  $K_{Ic}$  avec une erreur inférieure à 6 %.

L'étude menée par [Haj-Ali *et al.*, 2008] sur la fissuration translaminaire en fatigue de plusieurs stratifiés montre que l'application de cette technique aux matériaux composites reste délicate. Les auteurs comparent les valeurs obtenues par TSA avec celles obtenues via un modèle éléments finis (VCCT). En fonction de la configuration testée, l'écart entre les deux mesures varie entre 1 et 20 % pour  $K_{Ic}$  et jusqu'à 450% pour  $K_{IIc}$ . Les auteurs relient ces écarts aux erreurs d'estimation de la position de la pointe de fissure et de la taille de la zone endommagée.

En conclusion, l'utilisation de la TSA pour l'analyse quantitative de l'endommagement dans les matériaux composites s'avère délicate, particulièrement en présence de singularité. Les sources de chaleur induites par le développement d'endommagements perturbent le champ de température thermoélastique et les effets transitoires ne peuvent plus être négligés même pour des matériaux faiblement conducteurs. Si l'on souhaite obtenir des résultats quantitatifs, l'étude de l'endommagement par thermographie infrarouge requiert donc la caractérisation des effets dissipatifs (sources de chaleur) et des transferts de chaleur (conduction, convection). Certains auteurs ont ainsi étudié les processus de déformation via une approche calorimétrique locale fondée sur la thermodynamique des milieux continus. Le principe de cette méthode, ainsi que certains résultats sont présentés dans la partie suivante.

### I.4.3 L'approche calorimétrique locale

[Taylor et Quinney, 1934] sont considérés dans la littérature comme les pionniers de l'approche calorimétrique. Ils ont conçu les premières études expérimentales visant à déterminer la quantité de chaleur produite pendant la déformation plastique d'éprouvettes cylindriques en acier et en cuivre. En réalisant un bilan d'énergie global, combinant mesure thermique (par calorimètre) et mesure mécanique, ils ont alors montré qu'environ 90 % de l'énergie de déformation plastique était convertie en énergie calorifique et que par conséquent une partie de l'énergie était stockée par le matériau. Par la suite, de nombreux auteurs ont employé cette approche pour quantifier les énergies dissipée et stockée par les matériaux métalliques, en utilisant diverses techniques de mesure [Bever *et al.*, 1973].

#### I.4.3.1 Étude des phénomènes de localisation sous sollicitations homogènes

Depuis, le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles a été utilisé pour déterminer la dissipation intrinsèque<sup>8</sup> induite par le processus de plasticité, ainsi que pour la validation de loi de comportement thermomécanique, voir par exemple [Chrysochoos *et al.*, 1989]. Plus récemment, le développement des techniques de mesure de champ (corrélation d'images et thermographie infrarouge) a permis l'élaboration de bilans d'énergie locaux. En combinant mesures de champs thermiques par caméra infrarouge et mesures de champs cinématiques par caméra optique [Chrysochoos *et al.*, 2000] ont réalisé des bilans d'énergie locaux sur des éprouvettes plates en acier sollicitées en traction. L'estimation de l'énergie mécanique locale est obtenue à partir de la mesure du champ des déplacements et de l'effort appliqué, moyennant quelques hypothèses sur le champ local des contraintes [Chrysochoos *et al.*, 2000 ; Wattrisse *et al.*, 2001]. Les quantités de chaleur mises en jeu sont elles évaluées à partir de l'équation de la chaleur. Cependant, le problème thermique est mal posé puisque la mesure par caméra infrarouge fournit au mieux une information surfacique, tandis que le champ des sources de chaleur recherché est lui *a priori* 3D. Plutôt que de résoudre le problème 3D complet, une approche simplifiée 2D est généralement utilisée [Chrysochoos et Louche, 2000 ; Wattrisse *et al.*, 2002 ; Berthel, 2007 ; Pastor, 2007 ; Poncelet, 2007 ; Schlosser, 2008]. Cette approche bidimensionnelle est basée sur une hypothèse d'homogénéité des champs de température et de source de chaleur dans l'épaisseur. Sous ces conditions<sup>9</sup> la densité volumique des sources de

---

8. La dissipation intrinsèque correspond à l'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur.

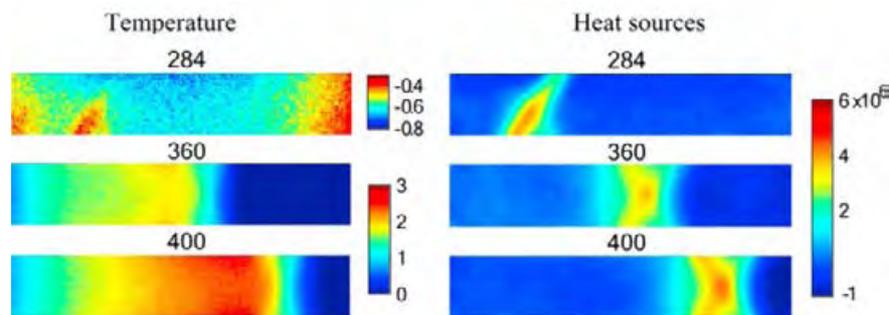
9. On verra dans le Chapitre II que d'autres hypothèses sont en réalité nécessaires.

chaleur  $\dot{w}'_{ch}$ <sup>10</sup> est déterminée à partir de l'équation de diffusion 2D suivante :

$$\rho C \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{grad}(\theta) + \frac{\theta}{\tau_{th}^{2D}} \right) - k \Delta \theta = \dot{w}'_{ch} \quad (I.33)$$

où  $\theta$  représente la variation de température moyennée dans l'épaisseur,  $\vec{v}$  la vitesse de déplacement et  $\tau_{th}^{2D}$  une constante caractérisant les fuites thermiques.  $\rho$ ,  $C$ , et  $K$  sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et le coefficient de conduction (la conduction est dans ce cas supposée isotrope). À cause de la nature bruitée des mesures thermiques, l'estimation des sources de chaleur ne peut pas être effectuée directement à partir de l'Équation (I.33). Plusieurs méthodes de posttraitement ont alors été développées par différents auteurs afin de limiter les erreurs inhérentes à l'estimation des opérateurs différentiels à partir de données bruitées (analyse spectrale de l'équation de la chaleur [Chrysochoos et Louche, 2000 ; Doudard *et al.*, 2010], filtrage passe-bas appliqué par transformée de Fourier directe [Louche et Chrysochoos, 2001], lissage par fonction polynomiale [Berthel, 2007 ; Pastor, 2007]). Cependant aucune méthode n'est aujourd'hui « normalisée ».

Cette approche 2D a essentiellement été dédiée à l'étude des processus dissipatifs (plasticité, changement de phase,...) associés à la déformation des matériaux métalliques [Chrysochoos et Louche, 2000 ; Berthel, 2007 ; Pastor, 2007 ; Poncelet, 2007 ; Schlosser, 2008 ; Dumoulin *et al.*, 2010] ou des matériaux polymères [Wattrisse *et al.*, 2002]. [Dumoulin *et al.*, 2010] ont par exemple étudié les phénomènes de localisation et de stockage énergétique dans diverses tôles d'acier sollicitées en traction monotone. Ils mettent en évidence la propagation d'une bande de cisaillement (« Lüders band ») à partir des cartographies de sources de chaleur volumiques obtenues expérimentalement, voir Figure I.38. Le bilan local des puissances démontre également que la proportion de travail plastique convertie en chaleur varie légèrement autour de 0.7 en fonction du type d'acier testé et de la déformation plastique.



**Figure I.38** – Observation de la propagation « Lüders band » dans un acier Weldox 700E lors d'un essai de traction monotone [Dumoulin *et al.*, 2010].

L'approche locale s'avère d'un grand intérêt pour étudier les processus de déformation des matériaux puisqu'elle permet d'établir des cartographies d'énergies dissipées. Celles-ci sont particulièrement utiles pour la mise au point de loi de comportement, mais également pour l'étude des scénarii de ruine des matériaux. Cependant l'hypothèse d'homogénéité des champs de source et de température restreint l'approche énergétique locale aux éprouvettes minces dont les processus d'endommagement sont homogènes dans l'épaisseur. C'est en partie à cause de cette limitation que cette technique n'a pas encore été appliquée à la caractérisation du comportement des matériaux composites.

10. La notation ( $\circ'$ ) indique que la quantité  $\circ$  dépend du trajet de chargement suivi.

### I.4.3.2 Étude énergétique en propagation de fissure

L'élévation de température associée à la propagation de fissure au sein d'un matériau a fait l'objet de nombreuses études. Les premières mesures de température relevée lors de la propagation d'une fissure étaient obtenues via l'utilisation de thermocouples positionnés approximativement sur le chemin hypothétique de fissuration [Döll, 1973]. Cependant, la mesure par thermocouples donne seulement une information ponctuelle et une extrapolation mathématique était généralement effectuée afin d'obtenir un profil supposé de température en pointe de coupure [Weichert et Schönert, 1974]. Le développement des dispositifs de thermographie infrarouge et l'apparition des caméras thermiques a permis par la suite de pallier ce problème. [Bui *et al.*, 1981] ont utilisé un dispositif infrarouge pour suivre l'élévation de température associée à la fissuration d'une plaque en acier de faible épaisseur pour une vitesse de propagation quasi statique (2 mm/s). Ils ont relevé une élévation de température d'environ 10°C en pointe de fissure. Leurs résultats mettent également en évidence l'existence de deux zones de dissipation dont les isothermes sont des ovales. La première est localisée juste devant la pointe de coupure et associée par les auteurs à la chaleur résultant d'une striction locale du matériau. La deuxième plus étendue correspond à l'apparition d'une source de chaleur diffuse générée par la déformation plastique observée autour de la première zone. Par la suite les mêmes auteurs [Bui *et al.*, 1987] comparent leurs résultats expérimentaux avec des résultats obtenus via deux approches théoriques : la première dite thermoélastique et la deuxième thermo-plastique. Ils concluent que la zone la plus chaude observée expérimentalement résulte de la dissipation plastique en amont de la pointe de coupure et non d'une source ponctuelle localisée en pointe<sup>11</sup>. L'apparition d'une dissipation thermique en pointe d'entaille est alors majoritairement liée à l'endommagement se développant au front de la fissure. Ces résultats sont en accord avec ceux de [Döll, 1973] et [Weichert et Schönert, 1974] qui démontrent que l'énergie nécessaire à l'avancée de la fissuration est majoritairement consommée en amont de la pointe de fissure par les mécanismes irréversibles. [Weichert et Schönert, 1974] observent également que, pour un matériau fragile (verre), l'énergie dissipée en chaleur est proche de l'énergie totale consommée lors de la propagation d'une fissure. Ils concluent alors que l'énergie de création de surface ( $\gamma$ ) est négligeable devant les quantités énergétiques mises en jeu par les phénomènes irréversibles, même pour les matériaux fragiles.

À partir de ces considérations, plusieurs auteurs ont développé des modèles analytiques et numériques en vue de la prédiction du champ de température en pointe de fissure [Weichert et Schönert, 1974 ; Li *et al.*, 1996]. Cependant, peu de travaux [Bhalla *et al.*, 2003 ; Soumahoro, 2005] utilisent l'approche inverse, c'est-à-dire étudier de manière énergétique la propagation de fissure à partir de la température mesurée. Les auteurs précédents utilisent une approche développée par [Freund et Hutchinson, 1985 ; Moran et Shih, 1987], qui est basée sur le calcul du flux d'énergie dans un contour infinitésimal entourant la pointe de la fissure et se déplaçant avec elle à vitesse constante. Le travail plastique, effectué en avant de la pointe de fissure, est ainsi relié au taux de restitution d'énergie lors de la propagation d'une fissure dans un milieu bi-dimensionnel (plaque mince). Si l'énergie de création de surface  $\gamma$  et l'énergie de déformation élastique résiduelle (contenue dans les bords de la fissure) sont négligeables devant l'énergie de déformation plastique, le taux de restitution d'énergie  $G$  peut être exprimé par la relation suivante [Freund et Hutchinson, 1985 ; Bhalla *et al.*, 2003] :

$$G = \frac{1}{v} \int_{A_p} \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p dA_p \quad (\text{I.34})$$

où  $A_p$  représente la surface dans laquelle la dissipation plastique se développe et  $v$  la vitesse constante de propagation de la fissure,  $\sigma_{ij}$  et  $\dot{\epsilon}_{ij}^p$  sont respectivement les composantes du tenseur des contraintes et du tenseur des taux de déformations plastiques. Le taux de travail plastique

11. En thermoélasticité linéaire, la singularité des champs en pointe de fissure conduit à l'introduction d'une source de chaleur ponctuelle.

est ensuite relié à la chaleur dissipée (donc aux sources de chaleur dissipatives) via un paramètre  $\beta$  (également nommé coefficient de Taylor-Quinney) traduisant la proportion de travail plastique convertie en chaleur. L'équation locale de la chaleur 2D s'écrit alors sous la forme [Bhalla *et al.*, 2003] :

$$\rho C \frac{dT}{dt} - k\Delta T + \frac{2}{l} \dot{H}_{loss} = \beta \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p + \dot{w}_{ctm} \quad (I.35)$$

où  $l$  représente l'épaisseur,  $T$  la température absolue,  $\dot{H}_{loss}$  les pertes par convection et rayonnement et  $\dot{w}_{ctm}$  les sources de chaleur dues au couplage thermomécanique. En supposant ces deux dernières négligeables il vient :

$$G = \frac{1}{v\beta} \int_{A_p} \left( \rho C \frac{dT}{dt} - k\Delta T \right) dA_p \quad (I.36)$$

En remplaçant maintenant la surface  $A_p$  par une surface d'intégration  $S$  constante au cours du temps, suffisamment grande pour englober la zone de dissipation et considérer négligeable les gradients thermiques sur les bords, l'Équation (I.36) devient [Bhalla *et al.*, 2003 ; Soumahoro, 2005] :

$$G = \frac{1}{v\beta} \left[ \frac{d}{dt} \int_S \rho C T dS \right] \quad (I.37)$$

Cette dernière hypothèse revient à négliger les pertes de chaleur sur le contour de la surface  $S$ . Or, comme les pertes - par convection et rayonnement - normales à  $S$  ont précédemment été négligées, cela revient en définitive à considérer le processus comme adiabatique. À partir de cette équation et d'une caméra thermique (Amber Raytheon Galileo IR), [Bhalla *et al.*, 2003] ont calculé le taux de restitution d'énergie associé à la propagation stable d'une fissure dans une plaque mince en acier inoxydable (AISI 302). La valeur du paramètre  $\beta$  est déterminée via un modèle éléments finis implémenté avec une loi d'évolution  $\beta = f(\epsilon^p)$  issue des résultats expérimentaux de [Zehnder *et al.*, 1998], voir Figure I.39a.  $\beta$  est alors calculé numériquement par la relation suivante :

$$\beta = \frac{\left[ \int \rho C \dot{T} dA \right]}{\left[ \int \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p dA \right]} \quad (I.38)$$

Dans ce cas, le paramètre  $\beta$  représente le rapport entre les puissances calorifique et plastique dissipées de manière globale, c'est-à-dire intégrées sur le volume de l'éprouvette. Les taux de restitution d'énergie obtenus expérimentalement par [Bhalla *et al.*, 2003] diffèrent légèrement de ceux obtenus numériquement sous condition d'adiabaticité, voir Figure I.39b. Les auteurs démontrent que l'hypothèse d'adiabaticité n'est pas la source de cette différence puisque le taux de chaleur perdue par convection et rayonnement est de deux ordres de grandeur inférieur aux sources de chaleur générées. L'utilisation d'une valeur constante de  $\beta \approx 0.86$  pour l'estimation expérimentale du taux de restitution d'énergie  $G$  pourrait alors expliquer cet écart.

À la vue des résultats précédents, cette approche possède un potentiel intéressant pour estimer directement le taux de restitution d'énergie à partir de la technique de thermographie infrarouge. Cependant, un des inconvénients majeur de cette méthode est la connaissance de la fraction de travail irréversible convertie en chaleur  $\beta$ . En effet, la valeur de ce paramètre conditionne directement l'intensité des sources de chaleur et donc du taux de restitution d'énergie. Or, l'estimation de ce coefficient reste à l'heure actuelle problématique en particulier car, en fonction du matériau,  $\beta$  est plus ou moins sensible à la vitesse de déformation, à la déformation plastique (Figure I.39a) et à la pression hydrostatique [Zaera *et al.*, 2013]. [Rosakis *et al.*, 2000] ont introduit un modèle thermodynamique pour étudier, entre autres, la dépendance du paramètre  $\beta$  au taux de déformation plastique. En comparant résultats numériques et expérimentaux, ils ont établi que la valeur de  $\beta$  reste indépendante du taux de déformation plastique pour un matériau dont le comportement (contrainte-déformation) reste insensible à la vitesse de déformation. Les valeurs de  $\beta$  relevées dans

la littérature varie principalement entre 0.7 et 1 pour les métaux [Kapoor et Nemat-Nasser, 1998 ; Dumoulin *et al.*, 2010 ; Zaera *et al.*, 2013], entre 0.4 et 1 pour les matériaux polymères [Li et Lambros, 2001 ; Rittel, 1999] et entre 0.5 et 1 pour des matériaux énergétiques [Vivier *et al.*, 2009 ; Vivier *et al.*, 2013]

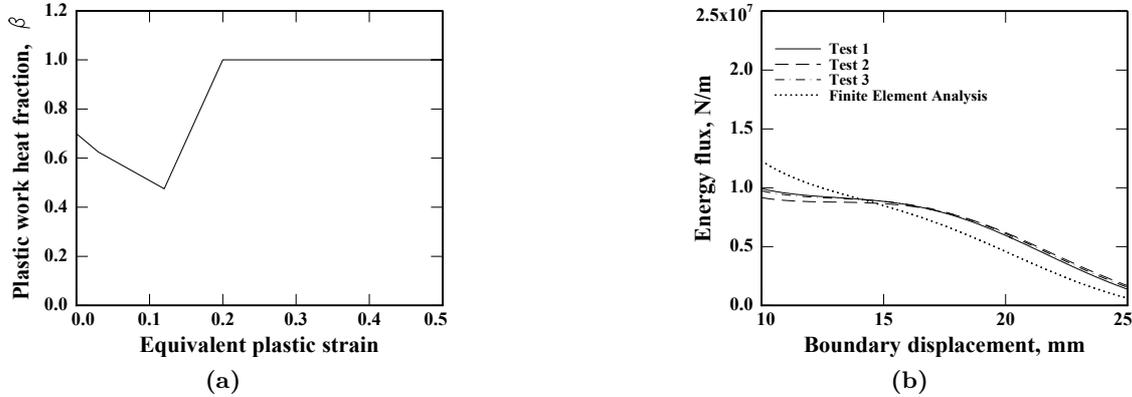


Figure I.39 – (a) Fraction d'énergie convertie en chaleur d'après [Zehnder *et al.*, 1998] et (b) comparaison entre le  $G$  obtenu par mesure thermique et  $G$  obtenu numériquement [Bhalla *et al.*, 2003].

Finalement, compte tenu de la nature surfacique de la mesure de température, cette approche, comme la précédente, reste limitée à la propagation de coupure dans les milieux bidimensionnels homogènes. Cette limitation peut expliquer pourquoi, à notre connaissance, cette méthode n'a pas encore été appliquée à l'étude de la propagation de coupure dans les matériaux composites.

## I.5 Conclusion - Choix d'une approche expérimentale

Les travaux présentés dans cette partie mettent en évidence les difficultés expérimentales liées à la caractérisation quantitative de la fissuration des matériaux composites. Tout d'abord, les différentes études recensées montrent qu'il est très difficile de faire propager un type de rupture (intra-laminaire, trans-laminaire ou inter-laminaire) sans en solliciter un autre, que ce soit dans les stratifiés tissés ou à base de plis unidirectionnels. La mesure des grandeurs caractéristiques associées à la propagation de coupure pour un mode élémentaire ( $K_{Ic}$ ,  $G_{Ic}$ , ...) est alors plus ou moins complexe en fonction du mode de sollicitation (traction, cisaillement, compression), de la stratification et du type de rupture. De plus, la localisation de la pointe de coupure (nécessaire à l'estimation de la longueur fissurée) s'avère difficile à mettre en place, en particulier pour les essais où les lèvres de la fissure restent en contact lors de la propagation (mode II, compression en mode I, ...). Enfin l'estimation des paramètres d'initiation ( $G_c^{init}$  ou  $K_c^{init}$ ) reste aussi problématique principalement car les techniques développées permettent difficilement de dissocier le début de l'endommagement avec l'initiation de la rupture, qui semble plutôt reliée à une taille critique de la zone d'endommagement en pointe de coupure.

Plusieurs techniques expérimentales, plus ou moins adaptées aux différents essais, ont été développées dans la littérature pour caractériser les paramètres associés à la fissuration. La majeure partie d'entre elles s'appuie sur des développements analytiques (méthode de la complaisance, méthode des aires, ...), établis dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture. Ces méthodes présentent l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance des paramètres du matériau mais restent des méthodes dites « globales », inaptes à dissocier la contribution énergétique de chaque mode d'endommagement. Des méthodes numériques sont également employées comme méthodes de dépouillement alternatives, mais elles présentent l'inconvénient de nécessiter à la fois la connaissance de la loi de comportement et du chemin de fissuration [Prombut, 2007 ; Pinho *et al.*, 2006 ; de Moura

*et al.*, 2008]. Enfin, certains travaux utilisent des techniques de mesure de champs, comme la corrélation d'images [Catalanotti *et al.*, 2010] ou la thermographie infrarouge [Bhalla *et al.*, 2003 ; Díaz, 2004], afin de remonter aux paramètres de la mécanique linéaire de la rupture. L'inconvénient des deux méthodes, lié à la nature surfacique de leur mesure, est la limitation aux problèmes bidimensionnels homogènes. Pour la première, le calcul du taux de restitution d'énergie nécessite de supposer la loi de comportement du stratifié [Catalanotti *et al.*, 2010]. La deuxième requiert, en fonction de la méthode utilisée (TSA ou approche énergétique locale), la connaissance du comportement thermoélastique de la structure ou du comportement thermomécanique (paramètre  $\beta$ , coefficient(s) de conduction,...). Les méthodes basées sur le comportement thermoélastique du matériau (TSA) sont cependant limitées à la propagation de coupure sous condition adiabatique. Il est donc légitime de s'interroger sur la validité de la TSA en propagation de coupure, lorsque le champ de température thermoélastique est localement perturbé par l'apparition de sources dissipatives.

Finalement, à la vue des résultats présentés, l'approche énergétique locale basée sur l'équation de la chaleur semble la plus pertinente pour résoudre une partie des problématiques posées par la fissuration des composites. Premièrement car elle permet, en temps réel, de localiser et de caractériser énergétiquement les zones de dissipation. Une estimation de la position de la pointe de fissure, ainsi qu'une mesure de la taille de la zone endommagée peuvent donc potentiellement être obtenues. Deuxièmement, car la mise en place d'un bilan d'énergie local permet la caractérisation expérimentale du taux de restitution d'énergie [Bhalla *et al.*, 2003 ; Soumahoro, 2005].

Le présent travail propose d'approfondir l'étude de l'endommagement dans les matériaux composites, tissés et unidirectionnels, via l'utilisation de la thermographie infrarouge. Pour cela, une estimation locale des énergies dissipées associées aux différents endommagements est réalisée via la mesure du champ de température surfacique. Le cadre théorique de cette approche expérimentale est décrit dans le Chapitre II. La méthode est ensuite appliquée à l'étude de la propagation de coupure dans les composites tissés (Chapitre III) et les stratifiés unidirectionnels (Chapitre IV), pour des configurations où les techniques classiques restent inappropriées.



---

# Mesures calorimétriques et estimation du taux de restitution d'énergie

---



---

## Sommaire

---

<b>II.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>50</b>
<b>II.2</b>	<b>Cadre théorique d'interprétation des expériences</b>	<b>50</b>
II.2.1	La thermodynamique des processus irréversibles	50
II.2.1.1	Description de l'état thermomécanique d'un système	50
II.2.1.2	Loi d'évolution thermomécanique	51
II.2.1.3	Loi de comportement et potentiel thermodynamique	53
II.2.2	Équation de diffusion de la chaleur	55
II.2.3	Problème de diffusion simplifié	56
II.2.3.1	Hypothèses simplificatrices liées aux conditions expérimentales	57
II.2.3.2	Équation de la chaleur bidimensionnelle	58
II.2.4	Quantités énergétiques mises en jeu	58
II.2.5	Application à l'étude d'un milieu fissuré	59
<b>II.3</b>	<b>Dispositif de thermographie infrarouge</b>	<b>63</b>
II.3.1	Principe de la mesure de température par radiométrie	63
II.3.2	La température réellement mesurée	64
II.3.3	La caméra FLIR TITANIUM SC 7200	66
II.3.3.1	Principe de fonctionnement	66
II.3.3.2	Caractérisation du bruit de mesure	68
II.3.4	Protocole expérimental	70
<b>II.4</b>	<b>Méthode de traitement des images thermiques</b>	<b>71</b>
II.4.1	Choix d'une méthode de filtrage	71
II.4.2	Procédure de calcul des sources de chaleur	72
II.4.2.1	Méthode d'approximation polynomiale de la température	72
II.4.2.2	Évaluation des opérateurs différentiels	73
II.4.2.3	Détermination de la constante de temps	74
II.4.2.4	Estimation de l'énergie calorifique	75
<b>II.5</b>	<b>Validation de la méthode de traitement</b>	<b>76</b>
II.5.1	Principe du contrôle numérique	76
II.5.2	Champ de source théorique - Résolution du problème thermique	76
II.5.2.1	Champ de dissipation théorique	76
II.5.2.2	Résolution numérique du problème thermique	77
II.5.3	Analyse de sensibilité	79
II.5.3.1	Influence de la taille de fenêtre	79
II.5.3.2	Seuil de détection des sources de chaleur et de l'énergie dissipée	82
II.5.3.3	Influence des paramètres thermiques	83
<b>II.6</b>	<b>Conclusion sur l'approche expérimentale mise en place</b>	<b>86</b>

---

## II.1 Introduction

Afin de pallier les problématiques des méthodes expérimentales utilisées dans la littérature pour l'étude de la fissuration des matériaux composites, il est proposé dans ce chapitre de développer une approche permettant d'estimer un taux de restitution d'énergie via la mesure de température. L'objectif principal de cette étude est donc d'établir, pour la propagation d'une fissuration dans un composite stratifié, un lien direct entre les mesures thermiques et le taux de restitution d'énergie. Pour cela, il s'agit de mettre en place une approche expérimentale permettant de caractériser, à partir des mesures thermiques et mécaniques, les énergies dissipées par les mécanismes de dégradation. L'analyse calorimétrique de ces mécanismes, couplée à des mesures mécaniques, doit notamment nous permettre d'estimer la part d'énergie mécanique dissipée en chaleur par les différents processus d'endommagement. En effet, comme nous allons le voir, le calcul du taux de restitution d'énergie est directement dépendant de la proportion d'énergie mécanique convertie en chaleur.

Dans ce chapitre, nous exposons dans un premier temps le cadre thermomécanique choisi pour exploiter les mesures expérimentales. L'intérêt de la mise en place d'un tel cadre est d'obtenir une équation de diffusion de la chaleur reliant les champs de température mesurés aux sources de chaleur résultant des processus de dégradation. Ces champs de source s'avèrent particulièrement utiles pour caractériser les zones endommagées, ainsi que pour estimer la quantité d'énergie dissipée en chaleur (quantité nécessaire pour le calcul du taux de restitution d'énergie). Or, ce passage des températures expérimentales aux sources de chaleur s'avère délicat et requiert plusieurs hypothèses importantes que nous énoncerons dans la suite de ce chapitre. Dans un deuxième temps, en s'appuyant sur un bilan énergétique global, une relation entre le taux de restitution d'énergie et les champs de source de chaleur est établie. Finalement, nous présentons dans une dernière section la méthode de traitement des images utilisée pour estimer les sources de chaleur et les énergies dissipées à partir des mesures de température. L'estimation directe des sources de chaleur à partir d'images thermiques bruitées est en effet complexe et nécessite l'utilisation d'une méthode de filtrage adaptée aux phénomènes thermiques observés. Après avoir présenté la méthode retenue, un contrôle est effectué au travers d'essais numériques afin de déterminer les limites de validité et la précision de la méthode pour l'estimation des divers champs d'intérêts.

## II.2 Cadre théorique d'interprétation des expériences

### II.2.1 La thermodynamique des processus irréversibles

Nous adoptons ici le formalisme de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI) appliqué à la mécanique des milieux continus. Les principaux concepts et résultats de la TPI sont synthétisés dans la partie qui suit. Pour plus de détails sur les fondements de ces approches nous renvoyons le lecteur aux ouvrages de [Germain, 1973] et [Lemaitre *et al.*, 1985].

#### II.2.1.1 Description de l'état thermomécanique d'un système

On considère comme système thermodynamique un milieu continu effectuant des échanges énergétiques sous forme de travail ou de chaleur avec l'extérieur. À chaque instant, le système thermodynamique, même hors équilibre, est considéré comme la réunion d'un ensemble de sous-systèmes thermodynamiques homogènes en état d'équilibre. Cela revient à supposer que, pour des évolutions suffisamment lentes, le temps de retour à l'équilibre thermostatique de chaque sous-système est infiniment plus court que le temps de relaxation du système macroscopique. Cette hypothèse est aussi connue sous le nom d'*axiome de l'état local* [Germain, 1973]. Les sous-systèmes sont généralement définis comme des éléments de volume homogènes associés aux points matériels du milieu

considéré. On postule alors que l'état d'équilibre de chaque volume élémentaire est défini par un ensemble de variables d'état scindées en deux catégories :

- Les variables observables, qui définissent complètement un système réversible. Dans notre cas : le tenseur des déformations totales linéarisées  $\epsilon$  et la température  $T$ .
- Les variables internes, non directement mesurables, qui rendent compte des évolutions microstructurales internes au système : déformations inélastiques, microfissures, transformations microstructurales, ... On considère dans la suite un ensemble de variables internes notées  $\alpha_j$  ( $j = 1, \dots, n$ ), qui ne seront pas plus explicitées pour l'instant.

L'état thermodynamique du volume élémentaire représentatif considéré est alors localement représenté par l'intermédiaire d'un potentiel thermodynamique, fonction scalaire des variables d'état, qui atteint un minimum à l'équilibre thermodynamique du système. L'énergie interne est un exemple de potentiel thermodynamique  $E$ .

Pour la suite de l'étude, nous considérons qu'un matériau composite est modélisable par un ensemble (homogène ou non) de volumes élémentaires représentatifs du comportement du matériau, dont les dimensions peuvent être microscopiques (échelle de la fibre), mésoscopiques (échelle du pli) ou macroscopiques (échelle du stratifié). Le choix de l'échelle d'étude est en général lié aux mécanismes de dégradation mis en jeu et aux moyens d'observations disponibles pour les caractériser. Conformément au cadre de nos expériences, nous adoptons également l'Hypothèse des Petites Perturbations (HPP). Enfin, les processus sont supposés thermodynamiquement et mécaniquement quasi statiques, ce qui nous permet respectivement d'utiliser l'*axiome de l'état local* et de négliger la contribution des quantités d'accélération.

### II.2.1.2 Loi d'évolution thermomécanique

Sous le formalisme de la TPI appliquée à la description d'un milieu continu, l'évolution de tout système thermodynamique est régie par les lois de conservation : la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement, la conservation de l'énergie et l'inégalité de l'entropie. Nous présentons, ici, le premier et le deuxième principe de la thermodynamique nécessaires à l'établissement de l'équation de la chaleur.

#### II.2.1.2.1 Premier principe

##### Écriture Globale

Le premier principe traduit la conservation de l'énergie totale  $\mathcal{E}$  d'un système  $\mathbb{S}$ , de volume  $\Omega$  et de frontière géométrique  $\partial\Omega$ . Il définit l'égalité, à tout instant, entre la variation d'énergie totale  $\mathcal{E}$  du système et la somme de la puissance des efforts extérieurs  $\mathcal{P}'_{ext}$ <sup>1</sup> exercés sur  $\mathbb{S}$  et du taux de chaleur reçu  $\dot{Q}'$  par  $\mathbb{S}$  :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \mathcal{P}'_{ext} + \dot{Q}' \quad (\text{II.1})$$

Par définition l'énergie totale du système  $\mathcal{E}$  est la somme de l'énergie interne  $E$  et de l'énergie cinétique  $K$ . L'équation précédente peut être simplifiée en utilisant le théorème de l'énergie cinétique, qui s'écrit dans un référentiel galiléen :

$$\frac{dK}{dt} = \mathcal{P}'_{ext} + \mathcal{P}'_{int} \quad (\text{II.2})$$

---

1. Le ' précise que la quantité dépend du chemin thermomécanique suivi.

où  $\mathcal{P}'_{int}$  représente la puissance des efforts intérieurs. La combinaison des deux équations précédentes conduit à l'écriture suivante du premier principe :

$$\frac{dE}{dt} = -\mathcal{P}'_{int} + \dot{Q}' \quad (\text{II.3})$$

### Écriture locale

Une expression locale - vraie pour toutes les particules de  $\Omega$  - du premier principe peut être obtenue en exprimant chacun des termes de l'Équation (II.3) à partir des quantités locales. On suppose généralement que l'énergie interne s'exprime à partir d'une densité d'énergie massique  $e$  appelée énergie interne spécifique :

$$E = \int_{\Omega} \rho e dV \quad (\text{II.4})$$

où  $\rho$  correspond à la masse volumique du système  $\mathbb{S}$ . On considère également que le taux de chaleur volumique est composé d'un taux de chaleur extérieure volumique  $r_{ext}$  reçu par le système  $\mathbb{S}$  et d'un flux surfacique  $\vec{q}$  échangé sur la frontière  $\partial\Omega$  de normale  $\vec{n}$  :

$$\dot{Q}' = \int_{\Omega} r_{ext} dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{II.5})$$

La puissance des efforts intérieurs  $\mathcal{P}'_{int}$  s'exprime elle, sous HPP, à partir du tenseur des contraintes de Cauchy  $\boldsymbol{\sigma}$  et du taux de déformation  $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$  :

$$\mathcal{P}'_{int} = - \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} dV \quad (\text{II.6})$$

À partir des expressions précédentes et en utilisant le théorème de la divergence, l'équation de conservation de l'énergie devient pour un système à masse conservative :

$$\rho \frac{de}{dt} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + r_{ext} - \text{div } \vec{q} \quad (\text{II.7})$$

#### II.2.1.2.2 Second principe - Inégalité de Clausius Duhem - Dissipation

### Écriture globale

Le premier principe exprime un bilan énergétique, mais ne permet pas de prévoir les évolutions des phénomènes internes - réversibles ou irréversibles - du système. Le deuxième principe a pour objectif de préciser ces évolutions. Il est basé sur l'introduction de deux nouvelles variables : l'entropie<sup>2</sup>  $\mathcal{S}$  et la température absolue  $T$ . La température absolue est considérée comme un champ scalaire toujours positif défini à chaque instant  $t$  et en tout point de  $\Omega$ . Elle mesure le degré d'agitation thermique des particules. L'entropie, interprétée comme la mesure du désordre d'un système à l'échelle microscopique, traduit à l'échelle macroscopique la variation d'énergie associée à une variation de température [Lemaitre *et al.*, 1985]. L'énoncé du second principe postule que la production d'entropie est toujours supérieure ou égale au taux de chaleur reçu par  $\mathbb{S}$  divisé par la température. Il s'exprime sous la forme d'une inégalité appelée *inégalité fondamentale* :

$$\dot{\mathcal{S}} \geq \frac{\dot{Q}'}{T} \quad (\text{II.8})$$

### Écriture locale

---

2. L'entropie et l'énergie interne sont deux fonctions d'état, dépendantes des variables d'état. Elles dépendent uniquement de l'état du système avant et après transformation, c'est-à-dire qu'elles sont indépendantes du chemin suivi.

On suppose maintenant l'existence d'une densité spécifique d'entropie  $s$ , telle que :

$$\mathcal{S} = \int_{\Omega} \rho s dV \quad (\text{II.9})$$

Sachant que l'on a toujours un système à masse conservative (  $\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho s dV = \int_{\Omega} \rho \frac{ds}{dt} dV$  ), l'application du théorème de la divergence conduit alors à l'expression locale du second principe :

$$\rho \frac{ds}{dt} \geq \frac{r_{ext}}{T} - \text{div} \left( \frac{\vec{q}}{T} \right) \quad (\text{II.10})$$

Cette inégalité traduit le fait que le taux de production d'entropie, également appelé dissipation volumique, est toujours positif ou nul. Plus précisément, la dissipation rend compte de l'irréversibilité d'une transformation interne au système. Pour un processus irréversible la dissipation volumique est positive, alors qu'elle reste nulle pour un processus réversible.

### Inégalité de Clausius-Duhem - Dissipation

En combinant les expressions locales des deux premiers principes, afin d'éliminer le taux de chaleur extérieure volumique  $r_{ext}$ , on obtient l'inégalité de Clausius-Duhem :

$$\phi = -\rho(\dot{e} - T\dot{s}) + \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0 \quad (\text{II.11})$$

Cette inégalité montre que la dissipation volumique  $\phi$  peut être partitionnée en une dissipation thermique  $\phi_T$  et une dissipation intrinsèque  $\phi_{int}$  (puissance dissipée intrinsèquement par unité de volume). On admet classiquement que ces deux dissipations sont découplées, ce qui implique qu'elles soient séparément positives ou nulles [Germain, 1973] pour respecter l'inégalité de Clausius-Duhem :

$$\phi_{int} = -\rho(\dot{e} - T\dot{s}) + \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} \geq 0 \quad (\text{II.12})$$

$$\phi_T = -\frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0 \quad (\text{II.13})$$

#### II.2.1.3 Loi de comportement et potentiel thermodynamique

Les lois de conservations ne suffisent pas à elles seules à définir l'évolution thermodynamique du système. Il faut y ajouter les lois de comportement du milieu étudié pour décrire complètement l'évolution des potentiels thermodynamiques en fonction des variables d'état choisies. On rappelle, que la densité d'énergie interne  $e$  est un potentiel thermodynamique fonction de l'entropie  $s$  et de l'ensemble des autres variables d'état  $e = e(s, \boldsymbol{\epsilon}, \alpha_j)$ . Or comme l'entropie n'est pas une grandeur directement mesurable, on travaille classiquement avec le potentiel d'énergie libre spécifique de Helmholtz  $\psi$ , en remplaçant l'entropie par la température  $T$  dans les variables d'état.  $\psi$  est défini comme la transformée de Legendre de l'énergie interne :

$$\psi = e - Ts, \quad \psi = \psi(T, \boldsymbol{\epsilon}, \alpha_j) \quad (\text{II.14})$$

L'énergie libre spécifique représente l'énergie volumique maximale disponible à la température  $T$ . L'expression de sa différentielle permet de définir les variables conjuguées, dérivées partielles par rapport aux variables d'état :

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} : d\boldsymbol{\epsilon} + \frac{\partial \psi}{\partial T} dT + \sum_{j=1}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_j} d\alpha_j \quad (\text{II.15})$$

On en déduit alors les *lois d'état* [Germain, 1973] :

$$\begin{cases} s = -\frac{\partial\psi}{\partial T} \\ \boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} \\ A_j = \rho \frac{\partial\psi}{\partial \alpha_j} \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

où  $\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}}$  définit la loi d'élasticité du milieu considéré. En utilisant les Équations (II.14), (II.15) et (II.16) l'inégalité de Clausius-Duhem se ramène à :

$$\phi = \underbrace{\left( \boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} - \sum_{j=1}^n \rho \frac{\partial\psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j}_{\phi_{int}} - \underbrace{\frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)}{T}}_{\phi_T} \geq 0 \quad (\text{II.17})$$

L'introduction du potentiel thermodynamique permet au travers des *lois d'état* d'établir les relations entre les variables d'état et leurs variables associées pour un état d'équilibre. Par contre, il ne permet pas de définir les évolutions de ces variables entre deux états d'équilibre thermodynamique successifs. Il convient alors d'introduire des lois complémentaires chargées de décrire l'évolution des transformations et les éventuelles irréversibilités associées. Pour définir l'évolution des variables d'état au cours d'une transformation, on postule l'existence d'un potentiel de dissipation  $\varphi$ , fonction scalaire continue des variables flux  $\varphi = \varphi(\frac{\vec{q}}{T}, \dot{\boldsymbol{\epsilon}}, \dot{\alpha}_j)$ . Afin de satisfaire au second principe (assurer la positivité de la dissipation),  $\varphi$  doit être positif, convexe et nul à l'origine [Germain, 1973 ; Lemaitre et al., 1985]. Cette hypothèse est classiquement appelée règle de normalité et définit le cadre des Matériaux Standards Généralisés (MSG)<sup>3</sup>. La dissipation  $\phi$  s'écrit alors comme la différentielle du potentiel de dissipation :

$$\phi = \frac{\partial\varphi}{\partial \dot{\boldsymbol{\epsilon}}} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + \frac{\partial\varphi}{\partial \dot{\alpha}_j} \dot{\alpha}_j + \frac{\partial\varphi}{\partial \frac{\vec{q}}{T}} \cdot \frac{\vec{q}}{T} \geq 0 \quad (\text{II.18})$$

L'évolution des variables conjuguées est ensuite décrite par les *lois d'évolution* suivantes :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} = \frac{\partial\varphi}{\partial \dot{\boldsymbol{\epsilon}}} \\ A_j = -\frac{\partial\varphi}{\partial \dot{\alpha}_j} \\ \overrightarrow{\text{grad}}(T) = -\frac{\partial\varphi}{\partial \frac{\vec{q}}{T}} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

On remarque au passage que l'évolution de l'état de contrainte d'un matériau est régie par l'équation suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial\psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} + \rho \frac{\partial\varphi}{\partial \dot{\boldsymbol{\epsilon}}} \quad (\text{II.20})$$

Cette relation s'avère particulièrement utile pour construire la forme des potentiels thermodynamiques  $\psi$  et  $\varphi$ , puisqu'il est aisé d'identifier lors d'un essai mécanique la correspondance entre la contrainte et la déformation d'un matériau. D'un point de vue pratique, la forme des potentiels thermodynamiques peut être construite progressivement à partir d'une multitude d'essais ou par calcul si l'on connaît - et/ou postule - les mécanismes de dégradation à l'échelle de description choisie [Hild, 1998 ; Vivier et al., 2009 ; Vivier et al., 2013].

3. Cette hypothèse est suffisante mais pas nécessaire, puisque dans l'absolu il suffit que le produit variable flux/variable associée soit toujours positif pour assurer la positivité de la dissipation.

## II.2.2 Équation de diffusion de la chaleur

L'équation de diffusion de la chaleur, qui va nous permettre de décrire l'évolution de la température au cours d'une transformation, s'obtient à partir de l'expression locale des deux principes de la thermodynamique. Pour établir cette équation, on exprime dans un premier temps la dérivée du potentiel énergie interne spécifique  $\dot{e}$  en fonction de l'entropie spécifique  $s$  et du potentiel énergie spécifique libre  $\psi = e - Ts$  :

$$\dot{e} = \dot{\psi} + \dot{T}s + s\dot{T} \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} \dot{\psi} = \frac{\partial\psi}{\partial\epsilon} : \dot{\epsilon} + \frac{\partial\psi}{\partial T} \dot{T} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial\psi}{\partial\alpha_j} \dot{\alpha}_j \\ \dot{s} = \frac{d}{dt} \left( -\frac{\partial\psi}{\partial T} \right) = -\frac{\partial^2\psi}{\partial\epsilon\partial T} : \dot{\epsilon} - \frac{\partial^2\psi}{\partial T^2} \dot{T} - \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2\psi}{\partial\alpha_j\partial T} \dot{\alpha}_j \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

En introduisant ensuite ces relations dans l'équation locale du premier principe (Équation (II.7)) et en définissant  $C = T \frac{\partial s}{\partial T} = -T \frac{\partial^2\psi}{\partial T^2}$  comme la chaleur spécifique à  $\epsilon$  et  $\alpha_j$  constants, on obtient l'expression locale de l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\rho C \dot{T} + \text{div } \vec{q} = \underbrace{\left( \boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial\psi}{\partial\epsilon} \right)}_{\phi_{int}} : \dot{\epsilon} - \sum_{j=1}^n \rho \frac{\partial\psi}{\partial\alpha_j} \dot{\alpha}_j + \rho T \left( \frac{\partial^2\psi}{\partial\epsilon\partial T} : \dot{\epsilon} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2\psi}{\partial T\partial\alpha_j} \dot{\alpha}_j \right) + r_{ext} \quad (\text{II.22})$$

Avant d'expliciter la signification physique de chacun des termes de l'Équation (II.22), il convient tout d'abord de définir les variables d'états associées aux différentes transformations irréversibles de l'élément de volume représentatif du comportement d'un matériau composite à matrice fragile. L'étude réalisée au chapitre précédent (Section I.2) a montré que les mécanismes de ruptures des stratifiés impliquent de multiples phénomènes de dégradation et à différentes échelles. Classiquement, l'échelle de l'élément de volume considérée pour décrire le comportement du matériau est l'échelle supérieure à celle de la microstructure du matériau (fibre/matrice). De cette manière les conséquences des phénomènes se produisant à l'échelle microscopique sont décrites de manière homogénéisée dans l'élément de volume à l'échelle supérieure. En se basant sur les observations expérimentales recensées dans le chapitre précédent et les constatations expérimentales du Chapitre III, les principaux mécanismes de dégradation de l'élément de volume pris en compte de manière homogénéisée à l'échelle mésoscopique sont :

- la microfissuration (microfissures matricielles, décohésions fibre/matrice et ruptures de fibre), qui se traduit par une perte de rigidité à l'échelle globale et que l'on modélise par l'intermédiaire d'un tenseur d'endommagement  $\mathbf{d}$ .
- l'inélasticité, dont l'évolution est classiquement modélisée avec une variable définie comme le tenseur des déformations permanentes (ou irréversibles)  $\boldsymbol{\epsilon}^p$ , plus un ensemble de variables traduisant l'évolution de la microstructure du matériau (« écoulement », réarrangement de chaînes macromoléculaires, frottement, ...)  $\alpha_j$ .

En supposant que la déformation totale  $\boldsymbol{\epsilon}$  résulte de la somme d'une déformation permanente  $\boldsymbol{\epsilon}^p$  et d'une déformation élastique (réversible linéaire)  $\boldsymbol{\epsilon}^e$  (hypothèse de partition des déformations), l'équation de la diffusion de la chaleur se réécrit en fonction des nouvelles variables :

$$\rho C \dot{T} + \text{div } \vec{q} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p + \mathbf{y} : \dot{\mathbf{d}} - A_j \dot{\alpha}_j + \rho T \left( \frac{\partial^2\psi}{\partial\epsilon^e\partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e + \frac{\partial^2\psi}{\partial\mathbf{d}\partial T} : \dot{\mathbf{d}} + \frac{\partial^2\psi}{\partial T\partial\alpha_j} \dot{\alpha}_j \right) + r_{ext} \quad (\text{II.23})$$

où  $\mathbf{y} = -\rho \frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{d}}$  correspond à la variable conjuguée du tenseur d'endommagement  $\mathbf{d}$ , que l'on peut caractériser comme le taux de restitution de densité d'énergie élastique. Détaillons maintenant la

signification physique des termes de l'Équation (II.23) :

- les termes  $\rho C\dot{T}$  et  $div \vec{q}$  traduisent respectivement le taux de chaleur absorbée ou restituée et les variations spatiales du flux de chaleur évacué par conduction dans le matériau.
- L'ensemble des termes  $\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p + \mathbf{y} : \dot{\mathbf{d}} - A_j \dot{\alpha}_j$  correspond à la dissipation intrinsèque  $\phi_{int}$  ( $\text{W.m}^{-3}$ ) qui représente la puissance mécanique volumique dissipée en chaleur par les phénomènes irréversibles lors de la déformation du matériau. Le terme  $-A_j \dot{\alpha}_j$  implique qu'une partie de la puissance mécanique irréversible est potentiellement « stockée » dans le matériau (ou rendue disponible pour modifier sa microstructure). En conséquence la proportion de la dissipation mécanique volumique convertie en chaleur est la somme d'une dissipation inélastique  $\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p$  et d'une dissipation d'endommagement<sup>4</sup>  $\mathbf{y} : \dot{\mathbf{d}}$  soustraite d'une densité de puissance stockée  $A_j \dot{\alpha}_j$ .
- Le terme  $\rho T \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial \epsilon^e \partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \mathbf{d} \partial T} : \dot{\mathbf{d}} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j \right)$  représente les sources de chaleur volumiques ( $\text{W.m}^{-3}$ ) induites par les couplages thermomécaniques. Le premier membre  $\rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial \epsilon^e \partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e$  est défini comme le couplage thermoélastique. L'autre partie rend compte des éventuels couplages entre la température et l'endommagement  $\rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial \mathbf{d} \partial T} : \dot{\mathbf{d}}$  et entre la température et les variables d'écrouissage  $\rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j$ .
- Enfin,  $r_{ext}$  caractérise la source externe de chaleur reçue par rayonnement.

L'Équation (II.23) régit en tout point du volume l'évolution spatiale et temporelle de la température en fonction des différentes sources de chaleur activées par les mécanismes de déformation et des sources extérieures de chaleur. Pour la suite de l'étude nous adopterons l'écriture simplifiée suivante de l'équation locale de diffusion de la chaleur :

$$\rho C\dot{T} + div \vec{q} = r_{ext} + p'_{ch} = \phi_{int} + p'_{ctm} + r_{ext} \quad (\text{II.24})$$

où le terme  $p'_{ch}$ , désigné comme la source totale de chaleur « interne » ( $\text{W.m}^{-3}$ ), regroupe l'intégralité de la dissipation intrinsèque  $\phi_{int} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p + \mathbf{y} : \dot{\mathbf{d}} - A_j \dot{\alpha}_j$  et le terme représentant les couplages thermomécaniques  $p'_{ctm} = \rho T \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial \epsilon^e \partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \mathbf{d} \partial T} : \dot{\mathbf{d}} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j \right)$ .

### II.2.3 Problème de diffusion simplifié

À partir de la température mesurée et de l'évaluation du membre de gauche de l'Équation (II.24), une estimation des sources de chaleur est alors possible au cours d'un essai. Cependant, la mesure par thermographie infrarouge donne uniquement accès au champ de température surfacique, alors que l'Équation (II.24) est locale volumique et régit les variations de température tri-dimensionnelles engendrées par des sources de chaleur de nature volumique. Or, résoudre le problème thermique inverse (3D) en s'appuyant uniquement sur la mesure de la température surfacique est impossible (au sens où le problème n'admet pas de solution unique) sans informations complémentaires sur la distribution spatiale des sources de chaleur. Une manière de contourner cette difficulté est d'utiliser des éprouvettes dont une des dimensions est largement inférieure aux deux autres (éprouvettes minces). Dans cette configuration, le problème de diffusion peut être ramené à un problème bidimensionnel rendant ainsi possible l'utilisation des données thermiques surfaciques. La mise en équation de ce problème a déjà été réalisée à de nombreuses reprises dans la littérature pour diverses configurations expérimentales [Chrysochoos *et al.*, 1989 ; Chrysochoos et Louche, 2000 ; Louche et Chrysochoos, 2001 ; Watrisse *et al.*, 2002 ; Maquin, 2006 ; Pastor, 2007 ; Poncelet, 2007 ; Berthel,

4. On considère ici que le processus d'endommagement est purement dissipatif, c'est-à-dire que la puissance mécanique volumique dissipée par l'endommagement est entièrement convertie en chaleur.

2007 ; Doudard *et al.*, 2010]. Les hypothèses et les simplifications qui en découlent sont brièvement présentées dans la suite.

### II.2.3.1 Hypothèses simplificatrices liées aux conditions expérimentales

Le volume de l'éprouvette associé à la zone utile surfacique observée expérimentalement est défini en Figure II.1. Dans le cadre de nos essais, les principales hypothèses adoptées sont les suivantes :

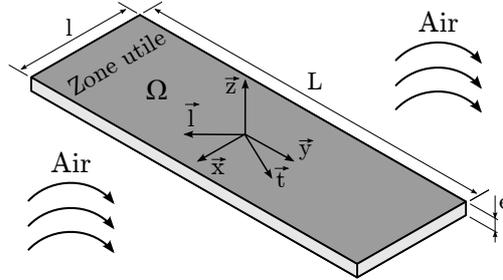


Figure II.1 – Schématisation de la zone utile de l'éprouvette.

- La propagation du flux de chaleur au sein de la plaque est décrite par une loi linéaire de type Fourier :  $\vec{q} = -\mathbf{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)$ . L'éprouvette étant considérée comme un milieu homogène orthotrope, le tenseur des conductivités  $\mathbf{k}$  ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ) exprimé dans le repère local d'orthotropie  $R_{ortho}(\vec{l}, \vec{t}, \vec{z})$  s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_l & 0 & 0 \\ 0 & k_t & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{pmatrix}_{R_{ortho}} \quad (\text{II.25})$$

- Les paramètres  $\rho$ ,  $C$  et  $\mathbf{k}$  sont des constantes indépendantes de l'état thermodynamique ( $\epsilon^e, T, \mathbf{d}, \alpha_j$ ).
- La durée des essais étant relativement courte (de l'ordre de la minute), la température de la salle d'essai  $T_{amb}$  et les sources de chaleur externes dues aux échanges thermiques par rayonnement  $r_{ext}$  sont supposées constantes au cours du temps. L'équation de la chaleur implique alors pour un état initial avant sollicitation :  $r_{ext} \approx -\text{div}(\mathbf{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T_0))$ .
- Les processus de déformation sont supposés quasi statiques (pas de striction locale), en conséquence les vitesses de déformation sont considérées faibles. Même si les matériaux étudiés présentent une faible conductivité ( $k_{ii} < 1\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ), ce qui peut favoriser l'apparition d'un gradient spatial important, la contribution du terme convectif dans l'expression de la dérivée particulaire du champ de température est négligée devant celle de la dérivée partielle temporelle<sup>5</sup> :  $\dot{T} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \approx \frac{\partial T}{\partial t}$ .
- Au cours d'un processus dissipatif, les variations de température engendrées par les couplages thermomécaniques sont supposées faibles devant celles induites par les mécanismes dissipatifs. En conséquence, la source de chaleur due aux couplages thermomécaniques est négligée devant le terme de dissipation intrinsèque :  $p'_{ch} \approx \phi_{int}$ .

Sous ces hypothèses, en désignant  $\theta = \theta(\vec{x}, t) = T(\vec{x}, t) - T_0$  comme la variation de température entre l'instant  $t$  et l'instant initial  $t_0$  avant sollicitation, l'équation de diffusion de la chaleur se

5. Ce choix se justifie en partie par l'apparition d'un fort gradient temporel pour les champs de source observés.

réécrit dans le repère global lié à l'éprouvette (Figure II.1) :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - \left[ k_{xx} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + 2k_{xy} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x \partial y} + k_{yy} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + k_{zz} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] = p'_{ch} \quad (\text{II.26})$$

où les termes  $k_{xx}$ ,  $k_{xy}$ ,  $k_{yy}$  et  $k_{zz} = k_z$  sont les termes du tenseur des conductivités exprimés dans le repère global  $R(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . Les échanges thermiques avec l'extérieur sur la frontière de l'éprouvette sont modélisés par des lois linéaires de coefficient  $h_i$  regroupant l'ensemble des phénomènes de transferts thermiques : convection, rayonnement et conduction. Pour tout point matériel appartenant à la frontière de l'éprouvette de normale  $\vec{n}$ , ces conditions aux limites s'expriment sous la forme générale suivante :

$$-\mathbf{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T(\vec{x}, t)) \cdot \vec{n} = h_i (T(\vec{x}, t) - T_0) \quad (\text{II.27})$$

### II.2.3.2 Équation de la chaleur bidimensionnelle

La température mesurée expérimentalement  $\theta_{mes}(x, y, t)$ , correspond à la température en surface de l'éprouvette  $\theta(x, y, \pm \frac{e}{2}, t)$ . Or pour une éprouvette dite mince  $e \ll L, l$ , la variation de température mesurée à la surface de l'éprouvette est supposée être une estimation représentative de la variation de température moyennée dans l'épaisseur :

$$\theta_{mes}(x, y, t) = \theta(x, y, \pm \frac{e}{2}, t) \approx \bar{\theta}(x, y, t) = \frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \theta(\vec{x}, t) dz \quad (\text{II.28})$$

[Louche, 1999] a démontré la validité de cette hypothèse en s'appuyant sur des simulations numériques réalisées sur un matériau polymère. La proximité des paramètres utilisés lors de ce travail avec ceux des matériaux étudiés par la suite justifie le choix de l'approximation pour les différentes configurations testées. En tenant compte de cette hypothèse, l'intégration de l'équation de la chaleur dans l'épaisseur conduit à l'expression simplifiée suivante :

$$\rho C \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}} \right) - \left( k_{xx} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + 2k_{xy} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x \partial y} + k_{yy} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) = \bar{p}'_{ch} \quad (\text{II.29})$$

où  $\tau_{th}^{2D} = \frac{\rho C e}{2h}$  est un temps caractéristique, défini en fonction du coefficient d'échange thermique par convection et rayonnement  $h$ . Il caractérise les fuites thermiques sur les faces de l'éprouvette de normale  $\pm \vec{z}$ .

Enfin, à partir des cartes de température mesurées, de la connaissance des paramètres liés au matériau et de la géométrie de l'éprouvette, l'évaluation du membre de gauche de l'Équation (II.29) permet l'estimation des champs de source de chaleur moyennés dans l'épaisseur. Or, les champs de source étant directement liés à la dissipation intrinsèque  $\phi_{int}$  ( $\phi_{int} \ll p'_{ctm}$ ), une estimation de l'énergie dissipée en chaleur peut alors être obtenue, pour peu que l'on connaisse le volume sur lequel les mécanismes dissipatifs sont actifs. Comme nous allons le décrire dans la partie suivante, à partir de l'estimation de l'énergie dissipée en chaleur nous allons pouvoir effectuer un bilan énergétique complet sous sollicitation monotone. L'évaluation de la proportion d'énergie mécanique irréversible dissipée en chaleur nous permettra alors d'estimer le taux de restitution d'énergie.

## II.2.4 Quantités énergétiques mises en jeu

Considérons un matériau composite subissant des microfissurations et un écoulement inélastique lors d'un chargement mécanique monotone. On suppose ici que le processus d'endommagement - microfissuration - se produit à contrainte maximale constante. Les différentes énergies mises en jeu lors du trajet mécanique allant de l'état initial A ( $t_0$ ) à l'état final D ( $t$ ) sont illustrées sur le graphe contrainte/déformation - macroscopique - présenté Figure II.2. On y retrouve une

partie AB correspondant à l'écoulement inélastique pendant la charge, une portion BC représentant l'écoulement inélastique accompagnant le processus d'endommagement et une partie CD illustrant l'accroissement de déformation élastique engendré par l'augmentation de l'endommagement (avec  $\sigma_A = \sigma_B = \sigma_C$ ).

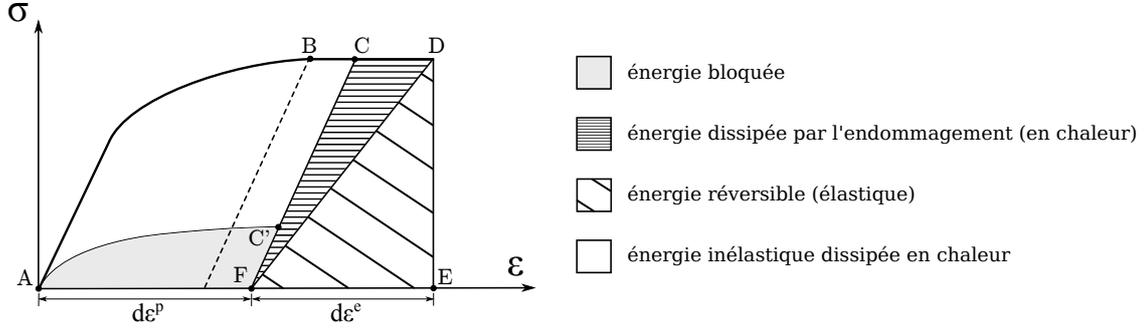


Figure II.2 – Bilan énergétique pour un composite subissant de la microfissuration et un écoulement inélastique [Lemaitre et al., 1985].

En s'appuyant sur le bilan énergétique tracé en Figure II.2, l'énergie cinétique étant négligée pour un processus quasi statique, l'application du principe des travaux virtuels conduit à la relation suivante :

$$W_{ext} = -W_{int} = W_r + W_{irr} \quad \Rightarrow \quad W_{ext} = W_r + W_d + W_b \quad (\text{II.30})$$

où  $W_{ext}$  représente le travail des efforts extérieurs (aire ABCDEA),  $W_r$  l'énergie réversible (FDEF),  $W_d$  l'énergie dissipée en chaleur<sup>6</sup> (aire ABCC'A + aire FCDF) et  $W_b$  l'énergie irrécupérable bloquée dans le matériau par les mécanismes microstructuraux (aire AC'FA). Le terme  $W_{irr}$  désigne l'énergie irréversible qui est la somme de l'énergie dissipée en chaleur et de l'énergie bloquée dans le matériau. En utilisant le cadre thermodynamique défini dans la partie précédente, les différentes énergies sont exprimées en fonction des variables thermodynamiques locales par les relations suivantes :

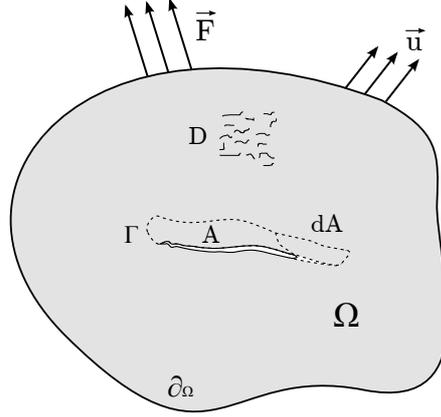
$$\begin{cases} W_{ext} = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} dV dt \\ W_r = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e dV dt \\ W_d = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \phi_{int} dV dt \approx \int_t \int_{\Omega} p'_{ch} dV dt \\ W_b = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} A_j \dot{\alpha}_j dV dt \end{cases} \quad (\text{II.31})$$

## II.2.5 Application à l'étude d'un milieu fissuré

On considère maintenant un volume élémentaire de taille mésoscopique (Figure II.3) de domaine matériel  $\Omega$  à la température  $T$ , fissuré d'une longueur  $A$ , subissant sous l'effet d'un chargement monotone  $\vec{F}$  un accroissement de fissuration d'aire  $dA$ . L'approche locale utilisée précédemment reste valable lorsqu'il n'y a pas de singularité à l'intérieur du domaine  $\Omega$  et que celui-ci reste fermé. Afin de prendre en compte les variations énergétiques liées à la présence d'une singularité, nous utilisons ici une approche thermodynamique « globale » explicitée dans [Lemaitre et al., 1985] afin d'établir une expression du taux de restitution d'énergie global en fonction de la quantité de chaleur mise en jeu.

L'évolution de l'état thermodynamique du système est dans ce cas décrite par des variables globales, répertoriées dans le Tableau II.1. Le vecteur  $\vec{u}$  représente les déplacements associés aux

6. L'énergie dissipée par l'endommagement est supposée intégralement convertie en chaleur.



**Figure II.3** – Schématisation d'un milieu fissuré 3D  $\Omega$ , de frontière  $\partial\Omega$  avec  $A$  l'aire de la surface fissurée de bords  $\Gamma$ .

efforts extérieurs  $\vec{F}$  que l'on peut partitionner en déplacements permanents  $\vec{u}^p$  et déplacements réversibles (élastique)  $\vec{u}^e$ ,  $\vec{u} = \vec{u}^e + \vec{u}^p$ .  $h_j$  et  $H_j$  définissent le couple de variables thermodynamiques représentant de manière globale l'énergie bloquée dans le matériau. La variable thermodynamique  $A$  représente l'aire de la fissure macroscopique créée et la variable globale  $D$  (représentant de manière adimensionnelle la surface totale créée par les décohésions à l'échelle microscopique) modélise de manière homogénéisée les phénomènes de décohésion fibre-matrice et microfissuration apparaissant sur l'ensemble du domaine  $\Omega$ . En d'autres termes,  $A$  modélise la macrofissuration et  $D$  l'endommagement « diffus » représentant la décohésion fibre/matrice et la microfissuration. Les variables thermodynamiques associées à ces deux variables sont respectivement la densité d'énergie de surface du matériau - purement élastique -  $G_s = 2\gamma$  ( $\text{J.m}^{-2}$ ) représentant l'énergie surfacique exigée pour rompre les liaisons à la pointe de la fissure macroscopique et l'énergie de décohésion « microscopique »  $Y$  (J) - elle aussi purement élastique - associée aux microfissurations apparaissant sur le reste du volume  $\Omega$ . Nous choisissons ici de distinguer ces deux variables  $A$  et  $D$  dans le but de différencier la fissuration macroscopique et l'endommagement - fissuration microscopique - apparaissant dans le reste du volume.

Variables d'états		Variables associées	
locale	globale	locale	globale
$T$	$T$	$s$	$S$
$\epsilon$	$\vec{u}$	$\sigma$	$\vec{F}$
$\epsilon^p$	$\vec{u}^p$	$-\sigma$	$-\vec{F}$
$d$	$D$	$y$	$Y$
$\alpha_j$	$h_j$	$A_j$	$H_j$
-	$A$	-	$G_s = 2\gamma$

**Tableau II.1** – Variables thermodynamiques associées au problème de fissuration.

Sous ces conditions, en combinant l'expression globale du premier (Équation (II.3)) et du second principe (Équation (II.8)), l'inégalité de Clausius Duhem sous la forme globale s'écrit :

$$P'_{ext} - \dot{\Psi} - S\dot{T} \geq 0 \quad (\text{II.32})$$

où  $\Psi = \int_{\Omega} \rho\psi dV + 2\gamma A$  est le potentiel d'énergie libre du matériau composé de la densité volumique d'énergie libre  $\psi$  ( $\text{J.m}^{-3}$ ) et de l'énergie de surface réversible  $\gamma$  ( $\text{J.m}^{-2}$ ). En supposant un découplage

entre les comportements réversible et inélastique  $\Psi(\vec{u}^e = \vec{u} - \vec{u}^p, T, A, \mathbf{D}, h_j) = \Psi^e(\vec{u}^e, T, A, \mathbf{D}) + \Psi^p(T, h_j)$ , les lois d'états pour le problème global s'écrivent [Lemaitre *et al.*, 1985] :

$$\begin{cases} S = -\frac{\partial \Psi}{\partial T} \\ \vec{F} = \frac{\partial \Psi^e}{\partial \vec{u}^e} = -\frac{\partial \Psi^e}{\partial \vec{u}^p} \\ H_j = \rho \frac{\partial \Psi^p}{\partial h_j} \\ G_s = -\rho \frac{\partial \Psi^e}{\partial A} \\ \mathbf{Y} = -\rho \frac{\partial \Psi^e}{\partial \mathbf{d}} \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

On retrouve donc la définition établie par Griffith qui caractérise  $G_s$  comme la dérivée de l'énergie potentielle élastique par rapport à l'augmentation de la surface fissurée  $A$ . En introduisant les équations d'état précédentes dans l'inégalité de Clausius Duhem (Équation (II.32)), la dissipation intrinsèque s'exprime :

$$\Phi_{int} = \vec{F} \cdot \dot{\vec{u}}_p + G_s \dot{A} + \mathbf{Y} : \dot{\mathbf{D}} - H_j \dot{h}_j \geq 0 \quad (\text{II.34})$$

L'expression de la dissipation intrinsèque indique que la puissance élastique de décohésion en pointe de fissure  $G_s \dot{A}$  est intégralement dissipée en chaleur ( $G_s \dot{A} \geq 0$ ), même si comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent (partie I.4.3.2), cette énergie représente, *a priori*, une faible proportion de l'énergie totale consommée (de manière irréversible) lors de la fissuration [Döll, 1973 ; Weichert et Schönert, 1974 ; Weichert et Schönert, 1978 ; Bui *et al.*, 1981].

En négligeant les couplages thermomécaniques, l'équation de diffusion de la chaleur s'exprime sous la forme globale suivante :

$$\int_{\Omega} (\rho C \dot{T} + \text{div} \vec{q}) dV = \Phi_{int} + \int_{\Omega} r_{ext} dV = \int_{\Omega} \phi_{int} dV + G_s \dot{A} + \int_{\Omega} r_{ext} dV \quad (\text{II.35})$$

Lors de la propagation d'une coupure, la totalité de l'énergie mécanique irréversible est consommée dans une zone restreinte située en avant de la fissure, notée  $\Omega_{fis}$  sur la Figure II.4. Dans le cas où la propagation est quasi statique, cette zone reste *a priori* de taille constante  $\Omega_{fis}(t_A) = \Omega_{fis}(t_{A+dA}) = \Omega_{fis}$ . En reprenant les hypothèses simplificatrices précédentes (Sous-section II.2.3), liées à la nature bidimensionnelle du milieu étudié et en considérant les sources de chaleur thermoélastiques négligeables sur l'ensemble du domaine de l'éprouvette  $\Omega$  face au terme de dissipation  $\Phi_{int}$ , le travail dissipé en chaleur au cours d'un accroissement de la surface fissurée  $dA$  s'écrit :

$$dW_d = \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \Phi_{int} dt = \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{\Omega_{fis}} p'_{ch} dV \right] dt = e \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{S_{IR}} \bar{p}'_{ch} dS_{IR} \right] dt \quad (\text{II.36})$$

où  $e$  correspond à l'épaisseur de l'éprouvette et  $S_{IR}$  à la surface de l'éprouvette, englobant la zone de dissipation, sur laquelle les sources de chaleur  $\bar{p}'_{ch}$  calculées expérimentalement sont intégrées. Enfin, en appliquant le théorème des travaux virtuels au solide fissuré pour un accroissement de fissure  $dA$ , on obtient :

$$dW_{ext} = dW_r + dW_d + dW_b \quad \text{avec} \quad \begin{cases} dW_{ext} = \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \vec{F} \cdot \dot{\vec{u}} dt \\ dW_r = \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \vec{F} \cdot \dot{\vec{u}}_e dt \\ dW_d = e \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{S_{IR}} \bar{p}'_{ch} dS_{IR} \right] dt \\ dW_b = \int_{t_A}^{t_{A+dA}} H_j \dot{h}_j dt \end{cases} \quad (\text{II.37})$$

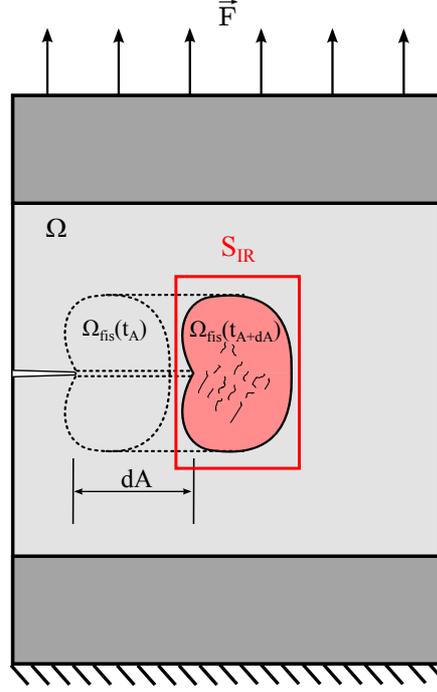


Figure II.4 – Schématisation du domaine d'intégration des sources de chaleur.

En rapportant cette variation d'énergie à une avancée de fissure  $dA$ , l'équation précédente donne après réarrangement des termes :

$$G = \frac{dW_{ext} - dW_r}{dA} = \frac{dW_{irr}}{dA} = \frac{dW_d + dW_b}{dA} \quad (\text{II.38})$$

où  $G$  représente le taux de restitution d'énergie totale « irréversible », caractérisant le travail mécanique irréversible dépensé pour une avancée de fissure  $dA$ .  $G$  regroupe ainsi la contribution énergétique de chacun des modes de dégradations du matériau : décohésion de la matière en pointe de fissure  $G_s \dot{A}$ , endommagement  $\mathbf{Y} : \dot{\mathbf{D}}$  et écoulement inélastique  $\vec{F} \cdot \dot{\vec{u}}_p$ . En introduisant le coefficient de Taylor-Quinney  $\beta$  (classiquement noté  $\beta_{int}$  dans la littérature [Rittel, 1999]), caractérisant la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur, l'expression du taux de restitution d'énergie  $G$  se ramène à :

$$G = \frac{dW_d}{\beta dA} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{dW_d}{dW_d + dW_b} = \frac{dW_d}{dW_{ext} - dW_r} \quad (\text{II.39})$$

que l'on peut encore exprimer en fonction de la source de chaleur totale volumique comme :

$$G = \frac{e \int_{t_A}^{t_A+dA} \left[ \int_{S_{IR}} \vec{p}_{ch} dS_{IR} \right] dt}{\beta dA} \quad (\text{II.40})$$

En conclusion, le calcul du taux de restitution d'énergie  $G$  nécessite l'évaluation expérimentale de trois grandeurs :

- la variation de surface fissurée  $dA$ , estimée à partir des champs de source de chaleur ;
- l'énergie calorifique totale, estimée à partir de l'intégrale du membre de gauche de l'équation de diffusion de la chaleur, Équation (II.26) en 3D et Équation (II.29) en 2D ;
- et le coefficient de Taylor-Quinney  $\beta$ , calculé à partir de l'estimation du rapport  $dW_d / (dW_{ext} - dW_r)$ . Nous verrons par la suite que  $\beta$  pourra être supposé comme un paramètre constant dépendant uniquement du type de mécanismes de dégradation mis en jeu.

Dans la partie suivante nous détaillons rapidement le fonctionnement du dispositif de thermographie infrarouge utilisé, ainsi que ses principales caractéristiques. La méthode expérimentale employée pour calculer les sources de chaleur  $\overline{p'}_{ch}$  et l'énergie dissipée  $W_d$  est explicitée dans la dernière partie de ce chapitre. Les énergies mécaniques  $W_{ext}$  et  $W_r$  seront quant à elles évaluées à partir de la mesure des quantités globales efforts et déplacements appliqués à la structure étudiée (voir Chapitre III).

## II.3 Dispositif de thermographie infrarouge

### II.3.1 Principe de la mesure de température par radiométrie

L'agitation des molécules d'un corps génère un flux de rayonnement électromagnétique dont l'intensité est fonction de la température de celui-ci. Ce rayonnement est appelé rayonnement thermique ou rayonnement infrarouge. D'une manière générale, un rayonnement électromagnétique peut être décrit comme la propagation d'un flux énergétique de photons (particules qui composent les ondes électromagnétiques). La relation entre la densité de puissance<sup>7</sup> émise par le rayonnement  $q$  ( $W.m^{-2}$ ) d'un corps et sa température  $T$  est caractérisée par la loi de Stefan-Boltzman :

$$q = \varepsilon \sigma_{SB} T^4 \quad (II.41)$$

où  $\sigma_{SB} = 5.67032 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$  est la constante de Stefan-Boltzman et  $\varepsilon$  l'émissivité du corps. Si l'on connaît le rayonnement  $q$  et l'émissivité  $\varepsilon$  d'un corps il est *a priori* possible de déterminer sa température. La mesure par thermographie est basée sur ce principe. Si l'on s'intéresse à une plage de température spécifique, la loi de Planck donne la luminance énergétique monochromatique<sup>8</sup>  $L_\lambda$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la température du corps noir  $T^{CN}$  :

$$L_\lambda^{CN} = \frac{2h \cdot \left(\frac{c}{n_\lambda}\right)^2}{\lambda^{-5}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h(c \cdot n_\lambda)}{\lambda k T^{CN}}} - 1} \quad (II.42)$$

où  $n_\lambda$  est l'indice de réfraction du milieu considéré pour la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $c$  la célérité de la lumière,  $h = 6.62617 \cdot 10^{-34} J.s$  la constante de Planck et  $k = 1.38066 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$  la constante de Boltzman. On observe alors sur la Figure II.5a, qu'un corps froid émet dans l'infrarouge lointain ( $\approx 8 \mu m < \lambda < 14 \mu m$ ) et qu'un corps chaud émet dans l'infrarouge proche ( $\approx 0.75 \mu m < \lambda < 3 \mu m$ ). Quelle que soit la longueur d'onde, le flux rayonné par le corps noir augmente avec l'accroissement de sa température. La Figure II.5a montre également que le rayonnement d'un corps à température ambiante est plus énergétique dans le domaine de l'infrarouge que dans le domaine du visible ( $\approx 0.39 \mu m < \lambda < 0.75 \mu m$ ). La mesure du rayonnement infrarouge d'un corps à température ambiante apparaît alors bien plus intéressante qu'une mesure dans le visible.

Depuis l'apparition des premières caméras thermiques, plusieurs technologies de détecteurs ont été développées afin de mesurer le rayonnement infrarouge sur plusieurs gammes de température (Figure II.5b). On distingue notamment les systèmes à détecteurs quantiques (photovoltaïque, photoconducteur,...) : le rayonnement de photons reçu entraîne l'excitation des électrons du matériau récepteur ; et les systèmes à détecteurs thermiques (bolomètres, détecteurs pyroélectriques,...) : le flux rayonné est transformé en chaleur par absorption [Gaussorgues, 1999]. Pour caractériser la performance d'un détecteur on utilise classiquement la détectivité<sup>9</sup>  $D$  normée par unité de bande

7. La densité de puissance  $q$  est également appelée émittance  $M$ , elle caractérise la puissance émise par une source sur l'ensemble d'un hémisphère.

8.  $L_\lambda$  est définie comme la puissance rayonnée par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde. La loi de Stephan Boltzman s'obtient par intégration de la loi de Planck sur toutes les longueurs d'ondes.

9. La détectivité  $D$  (en  $W^{-1}$ ) d'un détecteur est définie comme l'inverse de la Puissance Équivalente au Bruit :  $D = \frac{V_d}{E A V_n}$ , avec  $V_d$  le signal,  $E$  le flux surfacique incident,  $A$  l'aire du détecteur et  $V_n$  le signal efficace équivalent au bruit.

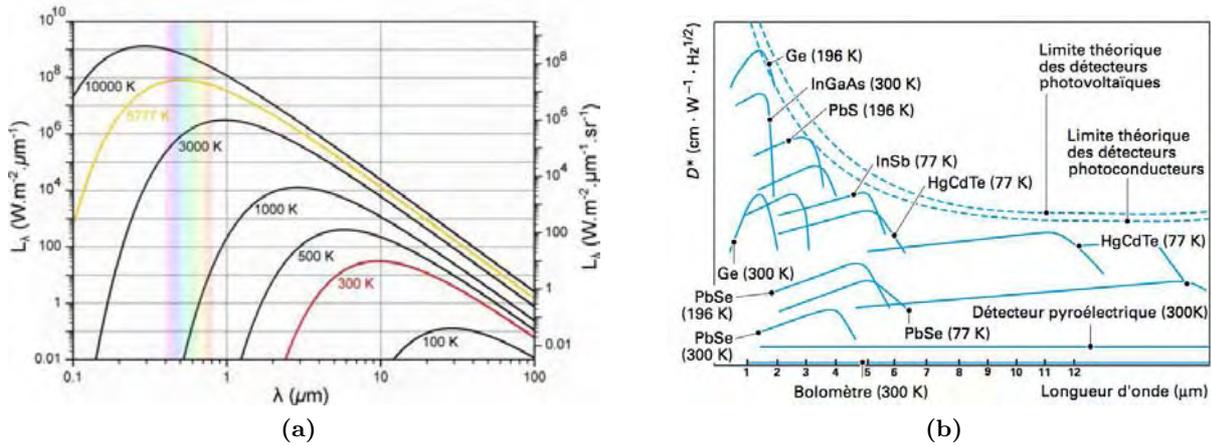


Figure II.5 – (a) Illustration de la loi de Planck et (b) détectivité spécifique  $D^*$  des détecteurs infrarouges [Pajani et Audaire, 2001].

passante et unité de surface, appelée détectivité spécifique  $D^*$  (en  $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ ) :

$$D^* = D \sqrt{\Delta\nu} \sqrt{A} \tag{II.43}$$

où  $\Delta\nu$  correspond à la bande passante du détecteur. Comme illustré sur la Figure II.5b la détectivité spécifique dépend de la technologie de détecteur utilisée, mais aussi de la longueur d'onde. En conséquence la gamme de température à mesurer définit la bande spectrale d'intérêt et conditionne implicitement le choix de la technologie de détecteur à utiliser. Le choix de la bande spectrale et donc de la caméra relève d'un compromis entre émission et détection.

### II.3.2 La température réellement mesurée

Tout milieu émet, absorbe, réfléchit et transmet un rayonnement. Au cours d'un essai mécanique, le rayonnement reçu par le capteur infrarouge n'est donc pas uniquement le rayonnement émis par l'éprouvette, voir Figure II.6.

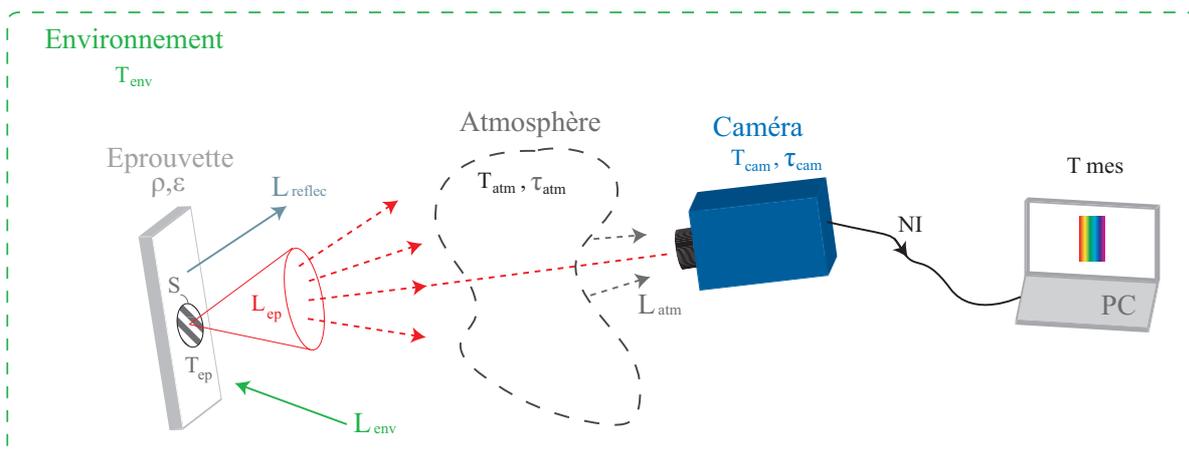


Figure II.6 – Illustration du rayonnement réellement mesuré par caméra infrarouge.

En effet, le flux de photons reçu par le capteur IR est la somme de plusieurs flux caractérisés par leurs luminances  $L$  :

$$L_{\text{reçu}} = L_{\text{émis par l'éprouvette}} + L_{\text{émis par l'environnement/réfléchi par l'éprouvette}} + L_{\text{émis par l'atmosphère}} \tag{II.44}$$

Les flux émis et réfléchis par l'éprouvette sont atténués en traversant l'atmosphère par le facteur de transmission de l'atmosphère  $\tau_{atm}$ . Ce facteur évolue en fonction de la longueur d'onde, à cause de l'absorption des rayonnements sur certaines longueurs d'ondes principalement due à la présence de vapeur d'eau et de gaz carbonique dans l'atmosphère [Pajani, 2001]. C'est pourquoi en pratique, les constructeurs proposent des caméras fonctionnant sur les fenêtres spectrales maximisant le facteur de transmission : 0.4 - 2  $\mu m$  (« Short Wave ») ; 2 - 5.5  $\mu m$  (MW) et 7 - 15  $\mu m$  (« Long Wave »). En tenant également compte de la transmission atmosphérique et de celle des différents composants de la caméra  $\tau_{cam}$  (absorption optique + capteur), le flux réellement reçu par le détecteur s'écrit alors :

$$L_{reçu} = \tau_{cam} \left[ \tau_{atm} \left( \underbrace{\varepsilon_{ép} L_{ép}}_{\text{émis par l'éprouvette}} + \underbrace{(1 - \varepsilon_{ép}) L_{env}}_{\text{réfléchi par l'éprouvette}} \right) + \underbrace{(1 - \tau_{atm}) L_{atm}}_{\text{émis par l'atmosphère}} \right] \quad (II.45)$$

où  $\varepsilon_{ép}$  correspond à l'émissivité<sup>10</sup> de la surface de l'éprouvette. Ainsi, si l'on connaît l'émissivité de la surface de l'éprouvette  $\varepsilon_{ép}$  ainsi que les paramètres liés à l'environnement  $T_{env}$ ,  $\tau_{atm}$  et au dispositif expérimental  $\tau_{cam}$ , l'Équation (II.45) permet une estimation de la température de surface de l'éprouvette à partir de la mesure du flux rayonné (la luminance étant liée à la température par la loi de Stefan-Boltzman). Expérimentalement, la distance entre la caméra et l'éprouvette étant faible ( $\approx 300mm$ ) le facteur de transmission est supposé égal à 1 sur la bande spectrale utilisée (2 - 5.5  $\mu m$ ). De manière générale, le facteur d'absorption du dispositif de thermographie  $\tau_{cam}$  n'est pas mesuré. Comme on le verra dans la suite (Sous-section II.3.3), un étalonnage global in-situ de la chaîne de mesure, réalisé à l'aide d'un corps noir, permet de relier directement le flux rayonné à la température de surface de l'éprouvette si son émissivité est connue. Cette dernière dépend du matériau étudié, de sa surface, de sa température  $T$ , de la direction d'observation  $(\theta, \phi)$  ainsi que de la longueur d'onde  $\lambda$ . La Figure II.7 présente pour différents matériaux, l'évolution de l'émissivité en fonction de la direction d'observation. On constate notamment que pour un corps noir et un corps gris (émissivité indépendante de la longueur d'onde,  $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon$ ), l'émissivité reste constante quelle que soit la direction d'observation (comportement Lambertien,  $\varepsilon(\theta, \phi) = \varepsilon$ ).

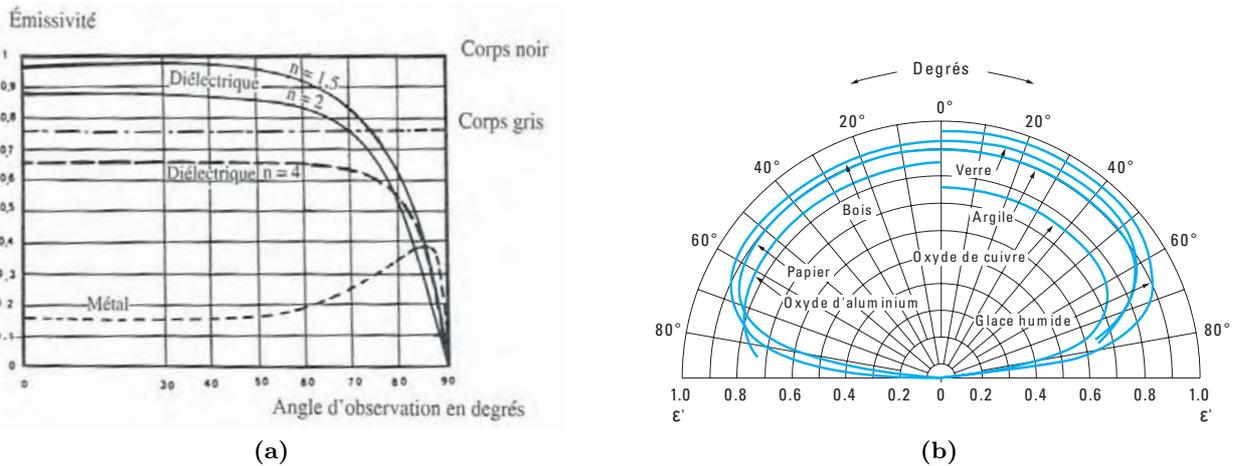


Figure II.7 – Évolution de l'émissivité directionnelle en fonction de l'orientation pour différents matériaux (a) [Gaussorgues, 1999] et (b) [Mattei, 2005].

Afin d'assurer une mesure quantitative de la température du corps observé, l'émissivité de sa surface doit être la plus proche possible de celle du corps noir  $\varepsilon = 1$ . En effet, si tel est le cas, le

10. Plus précisément à l'émissivité spectrale directionnelle d'un corps, définie comme le rapport de sa luminance par rapport à celle d'un corps noir  $\varepsilon(\lambda, T, \theta, \phi) = \frac{L(\lambda, T, \theta, \phi)}{L_{CN}(\lambda, T, \theta, \phi)}$ .

flux mesuré correspond directement au flux émis par la surface de l'éprouvette (Équation (II.45) sous la condition  $\tau_{atm} \approx 1$ ). Une étude expérimentale menée par [Berthel, 2007] montre que l'utilisation d'un revêtement de peinture noire mat permet d'homogénéiser l'émissivité de la surface d'un matériau aux alentours de 0.96, ce qui est assez élevé pour réaliser des mesures de températures à l'ambient ( $\tau_{atm} \approx 1$ ). Chacune des éprouvettes utilisées dans ces travaux a donc été préalablement recouverte d'une fine couche de peinture noire mat. Cette technique permet de conférer à la surface de l'éprouvette la propriété d'un corps gris, c'est-à-dire d'avoir une émissivité indépendante de la longueur d'onde. Lors de nos essais, l'angle entre la direction d'observation de la caméra et la normale à la face de l'éprouvette reste faible, l'émissivité est alors supposée indépendante de la direction d'observation  $\leq 20^\circ$ . Pour la suite de l'étude, nous considérons la surface de l'éprouvette comme une surface d'émissivité homogène égale à 0.96, constante pour les variations de température observées.

### II.3.3 La caméra FLIR TITANIUM SC 7200

#### II.3.3.1 Principe de fonctionnement

Dans ces travaux les températures à mesurer restant proches de l'ambient, nous utilisons une caméra MW (« Middle Wave », 2 - 5.5  $\mu\text{m}$ ) FLIR TITANIUM SC 7200, équipée d'une matrice de détecteurs photovoltaïques InSb (antimoniure d'indium) de 320 x 256 pixels<sup>2</sup>, refroidie par un système stirling. Le temps de refroidissement de l'ensemble, permettant d'obtenir une mesure stabilisée de la température, est inférieur à 7 minutes pour une température ambiante de 25 °C. L'optique utilisée est un objectif MW de distance focale 50 mm, permettant à l'ensemble caméra/optique d'opérer sur les moyennes longueurs d'ondes, entre 3.5 et 5  $\mu\text{m}$ <sup>11</sup>. Ce dispositif permet d'atteindre une résolution spatiale maximale de 0.17 mm/pixel, avec une résolution thermique annoncée par le constructeur (NETD : Noise Equivalent Temperature Difference) inférieure à 25 mK à 25 °C. La gamme d'utilisation du dispositif va de -20 à 55 °C, avec la possibilité d'ajuster le temps d'intégration<sup>12</sup> [3 - 20000  $\mu\text{s}$ ] par pas d'1  $\mu\text{s}$  afin d'optimiser la précision de mesure en fonction de la gamme de température d'intérêt [ $T_{min}$  -  $T_{max}$ ]. Enfin, la fréquence d'acquisition maximale de la caméra est de 152 Hz en pleine définition (320 x 256 pixels<sup>2</sup>).

Le schéma de principe de la chaîne d'acquisition de la caméra est présenté en Figure II.8. Le rayonnement de photons émis par l'objet observé se propage à travers la lentille de la caméra jusqu'à la matrice de détecteurs infrarouges. Ce rayonnement modifie alors l'état électrique de chaque détecteur. La variation électrique générée est ensuite convertie en signal numérique sous la forme d'un niveau informatique (NI ou DL : Digital Level), pour chaque pixel correspondant. Chaque détecteur étant indépendant, leur caractéristique et donc leur réponse sont différentes. Le signal numérique doit donc être traité afin de corriger ces hétérogénéités spatiales. Le constructeur utilise alors deux types de correction. La première que l'on appelle NUC (« Non Uniformity Correction »), affecte à chaque détecteur (pixel) une correction suivant une loi linéaire afin d'uniformiser leur réponse par rapport à la réponse moyenne de la matrice de détecteur. L'Équation (II.46) montre un exemple de loi de correction affine utilisé pour le pixel  $i$  :

$$\overline{NI}_i = a_i NI_i + b_i \quad (\text{II.46})$$

où  $\overline{NI}$  est le niveau informatique après correction du pixel  $i$ ,  $a_i$  et  $b_i$  étant respectivement le gain et l'offset de la loi de correction. Ces paramètres sont identifiés à partir de la mesure de deux champs de température, constants et uniformes, émis via un corps noir. Généralement, pour une correction optimale le constructeur préconise d'utiliser deux températures différentes prises à 30 % de la plage

11. La détectivité des détecteurs InSb est alors maximale sur cette bande spectrale, voir Figure II.5b.

12. Le temps d'intégration définit le temps d'accumulation du rayonnement de photons, en définitive le temps réel d'observation de la scène thermique par image. L'augmentation du temps d'intégration réduit le bruit temporel mais accroît également la tendance des détecteurs à saturer.

d'utilisation du capteur. En effet, il est important ici de ne pas atteindre la saturation des détecteurs car dans cette zone leurs réponses ne sont plus linéaires. La deuxième correction est intitulée BPR (« Bad Pixels Replacement »). Elle permet d'éliminer les pixels défectueux, c'est-à-dire les pixels dont la réponse s'éloigne trop de la réponse moyenne de la matrice de détecteurs. La performance de chaque détecteur est déterminée en fonction de la valeur de trois grandeurs caractéristiques du signal électrique reçu : le gain, l'offset et le bruit. Il y a alors trois possibilités pour déterminer si un pixel doit être considéré comme défectueux :

- La méthode du gain : un pixel dont la correction en gain ( $a_i$ ) s'éloigne de plus de  $\pm 25\%$  par rapport au gain moyen (valeur constructeur par défaut) est considéré comme défectueux.
- La méthode de l'offset : un détecteur présentant un offset ( $b_i$ ) trop élevé par rapport à l'offset moyen est susceptible d'atteindre la saturation électrique, limitant ainsi la température maximale mesurable. En pratique le constructeur préconise de considérer un pixel défectueux si son offset s'éloigne de  $\pm 30\%$  de l'offset moyen.
- La méthode du bruit : si un élément du détecteur présente un bruit temporel excessif, le pixel correspondant est considéré comme un pixel défectueux. En pratique, l'écart type associé à la réponse de chaque élément, placé devant une scène thermique fixe, est calculé pour une séquence de  $x$  images (valeur par défaut  $x = 100$ ). La mesure du bruit est alors réalisée par comparaison des valeurs renvoyées par l'élément. Les éléments présentant un niveau de bruit supérieur à  $n$  écarts types sont considérés défectueux (valeur par défaut  $n = 3.5$ ).

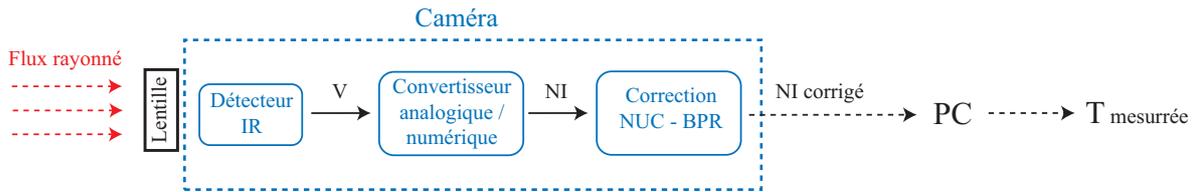


Figure II.8 – Principe de la chaîne d'acquisition de température.

Chaque pixel défectueux est alors remplacé par le premier pixel voisin non défectueux. Une fois ces corrections réalisées (NUC + BPR), le signal est transmis à l'ordinateur sous forme de niveau informatique. L'ordinateur établit ensuite la correspondance entre les  $NI$  et la température à partir de lois d'étalonnage, généralement de formes polynomiales de degré 2 ou 3 :

$$T = \sum_{p=0}^{2 \text{ ou } 3} a_p \overline{NI}^p \quad (\text{II.47})$$

Les tables de correspondance  $NI-T$  ainsi obtenues sont ensuite intégrées dans un logiciel (*ALTAIR* dans notre cas) qui renvoie alors directement la température de la surface observée. Plusieurs tables de correspondance sont ainsi construites et stockées sur l'ordinateur pour différentes plages de température. Cette procédure d'étalonnage présente l'inconvénient d'homogénéiser la réponse des détecteurs en supposant leurs réponses linéaires, ce qui n'est vrai que pour une plage réduite de température assez éloignée des zones de saturation. Le remplacement des pixels non défectueux par leurs voisins les plus proches pose également problème si l'on souhaite calculer des gradients thermiques à partir des cartes de température, ce qui est notre cas. Pour pallier ces problèmes plusieurs auteurs ont utilisé un étalonnage dit « pixel à pixel » [Honorat *et al.*, 2005 ; Berthel, 2007 ; Poncelet, 2007 ; Vigneron, 2009]. La réponse de chaque pixel  $(i, j)$  est alors directement approximée au sens des moindres carrés par un polynôme de degré  $n$  ( $n = 5$  [Honorat *et al.*, 2005 ; Vigneron, 2009] ou  $n = 3$  [Berthel, 2007]) :

$$T(i, j) = \sum_{p=0}^n a_p(i, j) NI(i, j)^p \quad (\text{II.48})$$

Les pixels ayant une réponse anormale sont ensuite éliminés en deux étapes. La première consiste à éliminer les pixels dont la température est trop éloignée de la température du corps noir observé. La deuxième élimine les pixels dont la réponse s'éloigne trop de la réponse moyenne du détecteur, calculée sur l'ensemble des pixels conservés lors de la première étape. Dans notre cas, n'ayant pu disposer d'un corps noir pour réaliser un étalonnage pixel à pixel, nous utiliserons les tables de correspondances établies et mises à jour annuellement par le constructeur (FLIR). La Figure II.9b montre une comparaison entre une image brute en *NI* et le champ de température correspondant obtenu après étalonnage par [Vigneron, 2009].

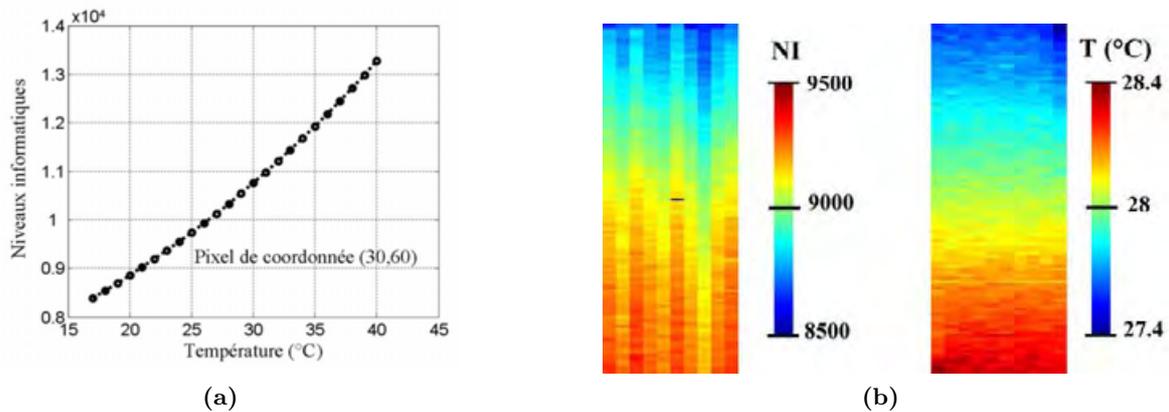


Figure II.9 – (a) Exemple de la réponse d'un pixel en fonction de la température [Berthel, 2007]; (b) image brute en *NI* et champ de température correspondant obtenu après étalonnage [Vigneron, 2009].

### II.3.3.2 Caractérisation du bruit de mesure

Avant d'utiliser les mesures de température pour évaluer les sources de chaleur et les énergies dissipées, il est important de caractériser le bruit de la chaîne de mesure pour déterminer, d'une part, la précision de la mesure thermique et, d'autre part, son impact sur l'estimation des sources de chaleur et des énergies dissipées. En l'absence de corps noir les propriétés du bruit de mesure sont étudiées via une plaque en contreplaqué recouverte d'une fine couche homogène de peinture noire mat dont la température est stabilisée autour de 20 °C. Afin de limiter les imprécisions dues aux variations des conditions extérieures, cette plaque est placée dans une enceinte en mousse dont les parois intérieures sont recouvertes de feuilles de papier kraft peintes en noir mat (Figure II.10). L'évolution de la température de la plaque est enregistrée sur une durée de 30 s à

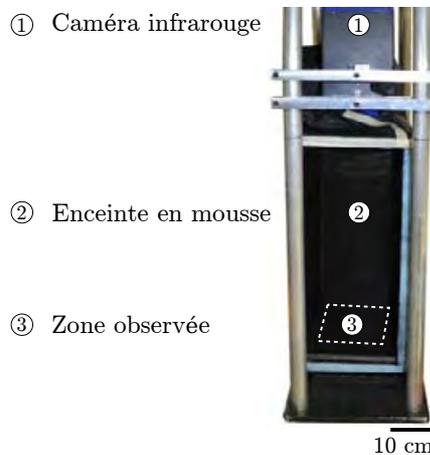


Figure II.10 – Configuration expérimentale pour l'étude du bruit de mesure.

une fréquence de 50 Hz (1500 images). Le temps d'intégration est fixé à  $950 \mu\text{s}$ , ce qui correspond à la gamme de température  $[5 - 43 \text{ }^\circ\text{C}]$ . Cette configuration est représentative des conditions expérimentales dans lesquelles ont été réalisées l'ensemble des essais : fréquence d'acquisition de 50 Hz et éprouvettes placées dans une enceinte en mousse expansive. La Figure II.11a présente l'évolution temporelle de la température d'un pixel situé au centre de la matrice du détecteur. L'analyse de la distribution temporelle de la température du pixel montre que le bruit temporel présente une allure gaussienne de moyenne  $T_{moy} = 20.57 \text{ }^\circ\text{C}$  et d'écart type  $\sigma = 0.0096 \text{ }^\circ\text{C}$  (voir Figure II.11b) l'amplitude totale (crête à crête) du bruit temporel étant de  $0.07 \text{ }^\circ\text{C}$ .

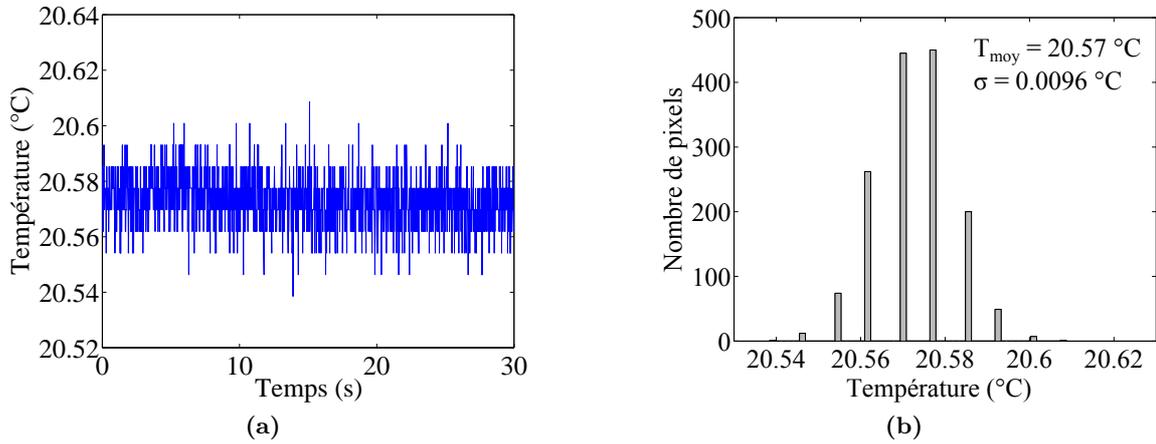


Figure II.11 – (a) Évolution temporelle de la température d'un pixel et (b) distribution du bruit temporel.

Le bruit du détecteur complet est lui caractérisé en étudiant la carte des températures relatives  $\theta(\vec{x}, t)$  obtenue par différence entre la carte de température à un instant donné  $T(\vec{x}, t)$  et la carte des températures moyennées sur la durée d'observations  $T_{moy}(\vec{x})$ . La Figure II.12a présente la carte de température relative obtenue pour l'image 750 dont la distribution spatiale est caractérisée par une température moyenne de  $0.0049 \text{ }^\circ\text{C}$  et un écart type de  $0.01 \text{ }^\circ\text{C}$ . Pour cette image, l'étendue de la variation spatiale de température est de  $0.086 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $T_{max}(\vec{x}, 750) - T_{min}(\vec{x}, 750)$ ), alors que l'étendue totale relevée sur l'ensemble de la séquence étudiée est de  $0.14 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $T_{max}(\vec{x}, t) - T_{min}(\vec{x}, t)$ ). Pour

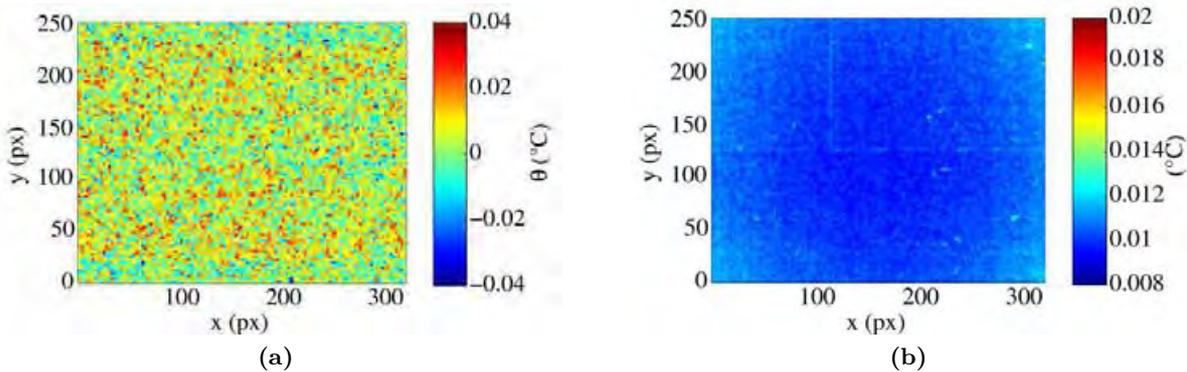
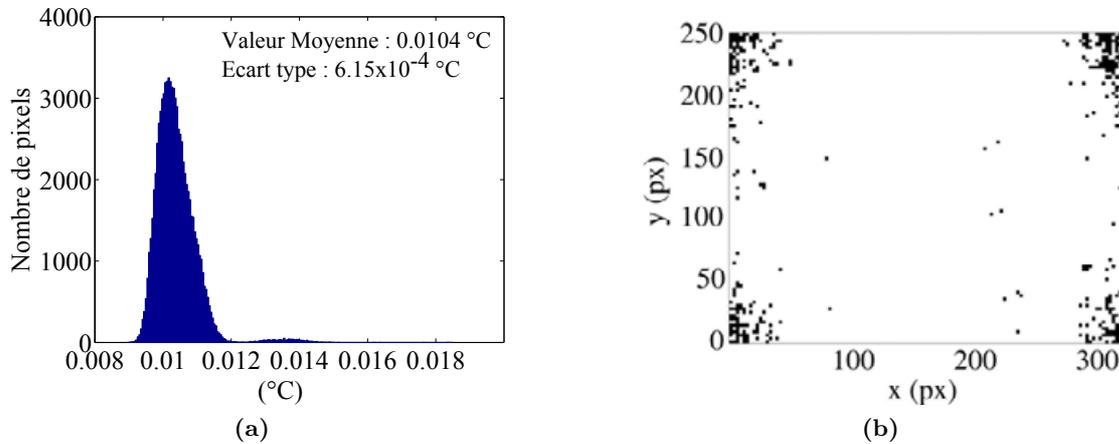


Figure II.12 – (a) Carte de température relative (image N° 750) et (b) carte des écarts types temporels calculés sur 1500 images.

définir complètement la précision des mesures thermiques du détecteur, nous étudions la répartition spatiale des écarts types temporels correspondant à chaque pixel, présentée sur la Figure II.12b. Tout d'abord nous constatons que plus on se rapproche des bords et plus les écarts types sont élevés, même si quelques pixels situés au centre du détecteur semblent présenter un écart type du même ordre de grandeur. Un effet de bord, non maîtrisable, implique donc une augmentation du bruit sur les bords du détecteurs (phénomène également observé par [Berthel, 2007]). L'étude de la

distribution - non gaussienne - de ces écarts types (Figure II.13a) montre que l'écart type moyen du détecteur est de  $0.0104^{\circ}\text{C}$  avec seulement 2.55% des pixels possédant un écart type supérieur à  $0.0115^{\circ}\text{C}$ , la valeur relevée de l'écart type maximal étant de  $0.0185^{\circ}\text{C}$ . Comme illustré par la Figure II.13b, ces pixels sont essentiellement localisés sur les coins du détecteur. En conclusion,



**Figure II.13** – (a) Distribution des écarts types et (b) localisation des pixels d'écart type supérieur à  $0.0115^{\circ}\text{C}$ .

la précision de mesure du dispositif, donnée par l'écart type moyen du détecteur  $\sigma = 0.0104^{\circ}\text{C}$  - avec un écart type sur cette valeur de  $6.15 \cdot 10^{-4}^{\circ}\text{C}$  -, est en adéquation avec la précision de mesure annoncée par le constructeur  $\text{NETD} < 0.025^{\circ}\text{C}$  (rapport signal sur bruit). Même si les pixels sur les bords présentent un bruit temporel plus important, celui-ci reste acceptable puisque l'écart type maximal relevé est de  $0.0185^{\circ}\text{C}$ , qui reste toujours inférieur à la valeur NETD constructeur. L'étendue du bruit de mesure correspondant en moyenne à 6 fois l'écart type moyen du détecteur est estimée être inférieure à  $0.07^{\circ}\text{C}$ , ce qui est en accord avec les observations faites sur un pixel.

### II.3.4 Protocole expérimental

Au cours d'un essai, la température mesurée par la caméra thermique est influencée par les conditions de l'environnement extérieur, en particulier par l'apparition de sources de chaleur extérieures, par la direction d'observation ou encore par la température interne de la caméra. Pour limiter au maximum l'influence de ces divers paramètres, les précautions suivantes ont été mises en place pour l'ensemble des essais réalisés :

- Les éprouvettes une fois mises en place sur la machine d'essai, sont placées dans une enceinte en mousse expansive dont les parois intérieures sont recouvertes de feuilles de papier kraft peintes en noir mat. Cette enceinte est à son tour recouverte d'un tissu noir opaque afin de diminuer au maximum les perturbations dues aux échanges par rayonnement et convection.
- L'acquisition des images thermiques est effectuée dans l'obscurité (lumières éteintes et volets abaissés).
- L'essai n'est démarré que lorsque l'éprouvette, montée dans les mors de la machine, est à l'équilibre thermique.
- L'angle entre la direction d'observation de la caméra et la normale à la surface de l'éprouvette reste  $\leq 20^{\circ}$ , quel que soit l'essai considéré.
- La température interne de la caméra influence la valeur de la température mesurée. Afin de conserver une température caméra stabilisée au cours d'un essai, la caméra est démarrée au moins 1h avant le début de l'essai.

Le protocole expérimental étant défini et connaissant la précision de la mesure de température dans les conditions expérimentales, il est maintenant nécessaire d'évaluer la précision de mesure obtenue sur les champs de source de chaleur et sur l'énergie dissipée. C'est l'objectif de la partie suivante.

### II.4 Méthode de traitement des images thermiques

Pour chacun des essais réalisés dans ces travaux de thèse l'apport de la thermographie infrarouge doit permettre d'atteindre deux objectifs :

1. Évaluer, à partir des mesures thermiques, la localisation et la taille des sources de chaleur représentatives des zones endommagées par les différents mécanismes de dégradation.
2. Obtenir une estimation quantitative des énergies calorifiques à partir des champs de source de chaleur.

Or, comme il a déjà été évoqué, le calcul des sources de chaleur exige la mise en place d'un traitement d'images afin de minimiser l'influence du bruit thermique sur l'estimation des opérateurs différentiels, nécessaires au calcul des sources de chaleur. La partie suivante présente, après une brève description du protocole expérimental, la méthode de traitement d'images utilisée pour calculer les sources de chaleur et les énergies dissipées. L'erreur commise sur l'estimation de chacun de ces champs est également quantifiée.

#### II.4.1 Choix d'une méthode de filtrage

Compte tenu de la présence d'un bruit expérimental sur le signal thermique, il est difficile d'estimer proprement la dérivée temporelle et les dérivées secondes spatiales de la température. De plus, afin d'obtenir une bonne estimation des champs de source, l'amplitude du bruit doit être réduite tout en conservant un maximum d'information sur l'évolution spatiale et temporelle des gradients thermiques. Plusieurs techniques de filtrage ont alors été développées, en fonction des caractéristiques du signal thermique et de la taille des données à traiter.

Par exemple, [Louche, 1999], [Chrysochoos et Louche, 2000], [Schlosser, 2008] et [Dumoulin *et al.*, 2010] ont utilisé, dans le cadre d'essais statiques, une méthode basée sur l'utilisation de filtres convolutifs (filtre gaussien). Plus précisément, cette méthode consiste à filtrer le signal thermique en appliquant un filtre numérique linéaire passe-bas par transformée de Fourier discrète (la transformée de Fourier du signal peut être alors approchée par sa série de Fourier, dérivable analytiquement). Les opérateurs différentiels sont alors estimés par dérivation du filtre - connu analytiquement - et non par dérivation des données thermiques bruitées. Cette méthode présente l'avantage de réduire les temps de calcul mais ne permet pas d'éliminer le bruit basse fréquence. Toutefois, dans le cas de signaux non périodiques spatialement, l'apparition d'effets de bord nécessite la mise en place d'un prolongement périodique des images thermiques, ce qui engendre une augmentation du temps de calcul [Louche, 1999]. Dans tous les cas, les sources de chaleur présentant des fréquences spatiales et temporelles élevées sont généralement sous-estimées [Louche, 1999 ; Schlosser, 2008].

Une autre méthode de filtrage possible consiste à utiliser la base spectrale composée des fonctions propres - sinusoïdales - compatibles avec le problème thermique [Chrysochoos et Louche, 2000 ; Doudard *et al.*, 2010]. Le choix de la base spectrale et du nombre de fonctions propres conservées pour la description de celle-ci conditionne le filtrage du signal. Afin de décrire précisément les hétérogénéités spatiales et temporelles, un nombre important de fonctions de base est nécessaire,

ce qui accroît par conséquent le temps de calcul. Cette méthode semble donc peu adéquate pour décrire l'évolution de champs de température spatialement et temporellement hétérogènes.

Enfin, une autre technique, majoritairement employée dans le cadre d'essais de fatigue, s'appuie sur une approximation locale spatiale du champ de température à l'aide de fonctions polynomiales 1D [Pastor, 2007] ou 2D [Berthel, 2007]. Les opérateurs différentiels spatiaux sont alors estimés pour chaque pixel directement par dérivation des polynômes d'approximation. Dans la méthode proposée par [Pastor, 2007], un filtrage temporel pixel à pixel à l'aide d'un filtre passe-bas est d'abord effectué, puis une approximation locale spatiale de la température est réalisée par ligne et par colonne à l'aide de polynômes 1D (degré 2) afin d'estimer séparément chacune des dérivées secondes spatiales. En s'appuyant sur des constatations expérimentales, [Berthel, 2007] adopte une autre stratégie en proposant une fonction d'approximation locale modélisant l'évolution spatio-temporelle de la température. Après minimisation - au sens des moindres carrés - de cette fonction sur un pavé spatio-temporel mobile, les opérateurs différentiels sont calculés par dérivations directes de la fonction locale. Cette méthode est selon [Berthel, 2007] moins pénalisante en temps de calcul comparativement aux deux premières et permet, en fonction du choix de la fonction d'approximation, une estimation dissociée de la source thermoélastique et des sources dissipatives. En fonction de l'hétérogénéité du champ de température, le compromis entre taille de la fenêtre locale d'approximation et degré du polynôme conditionne la précision d'approximation du champ de température. Par exemple, pour une même taille de fenêtre, un degré faible écrase les gradients thermiques alors qu'un degré trop élevé ne permet pas de filtrer suffisamment le bruit, voir par exemple [Berthel, 2007 ; Pastor, 2007].

Dans notre cas, les constatations expérimentales nous ont conduit à adopter un lissage local de la température uniquement spatial. En effet, la forte hétérogénéité spatiotemporelle des sources observées, notamment lors des phénomènes de fissuration, nous conduisent à utiliser uniquement un filtrage spatial afin de ne pas trop écraser les gradients thermiques temporels. De plus, les quantités d'intérêt dans cette étude sont intégrales et obtenues à partir du cumul spatial et/ou temporel des champs de source. Or, le cumul de l'information thermique dans le temps et/ou dans l'espace permet un « dé-bruitage » du signal thermique [Bouc et Nayroles, 1985 ; Chrysochoos *et al.*, 1989], ce qui conforte le choix d'adopter un filtrage uniquement spatial<sup>13</sup>. La suite de l'étude est consacrée à la présentation de la méthode de filtrage et à sa caractérisation.

## II.4.2 Procédure de calcul des sources de chaleur

### II.4.2.1 Méthode d'approximation polynomiale de la température

Afin de rendre compte des hétérogénéités spatiales du champ de variation de température expérimental  $\theta_{mes}$ , nous choisissons d'approximer les variations de température expérimentale sur une fenêtre mobile, de taille  $x_f \times y_f$ , par une fonction polynomiale (2D) de coefficients  $c_{a,b}$  :

$$\theta_{app}(x', y', t) = \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} c_{a,b} \times x'^a \times y'^b \quad (\text{II.49})$$

où  $x'$  et  $y'$  sont les coordonnées définies dans le repère local  $(\vec{x}', \vec{y}', \vec{t})$  centré sur  $(X_c, Y_c)$ , voir Figure II.14. Le lissage du champ de température à un instant  $t$  s'effectue donc en déplaçant en chaque point de mesure le centre de la fenêtre de lissage dans le repère global  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{t})$ . Une fois le problème discrétisé dans le repère local discret  $(\vec{x}_i, \vec{x}_j, \vec{x}_k)$  associé à la fenêtre mobile, le champ de température expérimental discret  $\theta_{mes}(i, j, k)$  est approximé au sens des moindres carrés sur

13. Cependant, pour le cas des essais de cisaillement, la fréquence temporelle des sources étant plus faible un filtrage temporel sera ajouté au filtrage spatial via l'utilisation d'un filtre passe-bas.

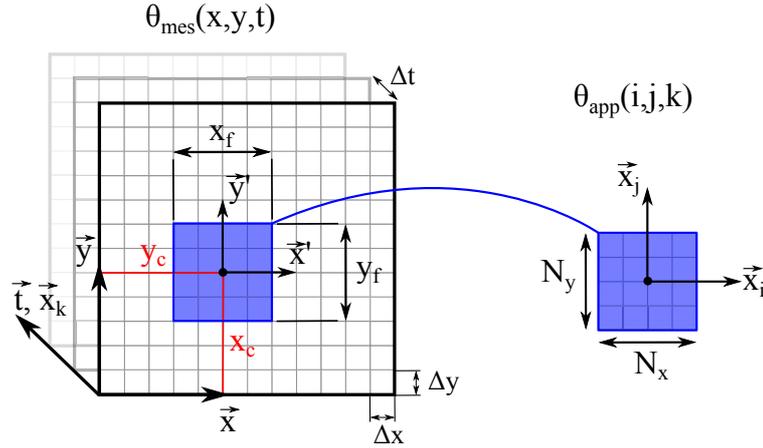


Figure II.14 – Approximation locale de la température.

une fenêtre de lissage mobile de taille  $N_x \times N_y$ , pour chaque image  $k$  (Figure II.14). La valeur de la température filtrée au pixel de coordonnées locales  $(i, j, k)$  est ainsi donnée par la valeur du polynôme au même pixel  $(i, j, k)$  :

$$\theta_{app}(i, j, k) = \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} c_{a,b} \times i^a \times j^b, \forall k \quad \text{avec} \quad \begin{cases} x_i = i \times \Delta x, i \in \left\{ -\frac{(N_x + 1)}{2}, \dots, \frac{(N_x + 1)}{2} \right\} \\ x_j = j \times \Delta y, j \in \left\{ -\frac{(N_y + 1)}{2}, \dots, \frac{(N_y + 1)}{2} \right\} \\ N_x, N_y \in \{2 \times n + 1; n \in \mathbb{N}\} \\ x_k = k \times \Delta t, k \in \{1, \dots, N_{images}\} \end{cases} \quad (\text{II.50})$$

où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta t$  représentent les résolutions spatiales et temporelle, fixées respectivement par la distance caméra/éprouvette et par la fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge. Le problème de minimisation, défini par l'Équation (II.51), est ensuite résolu dans *Matlab* via l'utilisation de la fonction *fit*. Le calcul étant indépendant pour chaque pixel et chaque image celui-ci est parallélisé (fonction *parfor*), ce qui permet de diviser le temps de calcul par le nombre de processeurs utilisés :

$$\frac{\partial}{\partial c_{a,b}} \left[ \sum_{i=-(N_x+1)/2}^{(N_x+1)/2} \sum_{j=-(N_y+1)/2}^{(N_y+1)/2} (\theta_{mes}(i, j, k) - \theta_{app}(i, j, k))^2 \right] = 0 \quad (\text{II.51})$$

Comme nous l'avons dit précédemment, le choix du degré du polynôme et de la taille de la fenêtre de lissage conditionne la précision de l'approximation. L'influence du degré de la fonction polynomiale sur la qualité de l'approximation a été étudiée par [Berthel, 2007] pour une fenêtre de lissage de taille constante. Les résultats montrent, d'une part, que l'utilisation d'un polynôme (2D) de degré supérieur à 3 ne permet pas de filtrer suffisamment le bruit et d'autre part, que la qualité de l'approximation est équivalente pour des polynômes de degré 2 et 3. Des résultats identiques sont obtenus par [Pastor, 2007] pour des polynômes 1D. La même tendance ayant été constatée dans ces travaux pour diverses tailles de fenêtre, nous choisissons finalement d'utiliser des fonctions polynomiales (2D) de degré 2 pour traiter l'ensemble des données expérimentales. La qualité de l'approximation vis-à-vis de la taille de fenêtre est discutée dans la suite de cette étude.

#### II.4.2.2 Évaluation des opérateurs différentiels

Une fois les coefficients des polynômes déterminés, les sources de chaleur sont calculées au centre de chaque fenêtre de lissage  $(x_c, y_c, t)_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{t})} \Leftrightarrow (x' = 0, y' = 0, t)_{(\vec{x}', \vec{y}', \vec{t})} \Leftrightarrow (i = 0, j = 0, k)_{(\vec{x}_i, \vec{x}_j, \vec{x}_k)}$ , à partir de l'équation de diffusion de la chaleur bidimensionnelle (Équation (II.29)). La dérivée

temporelle de la température est estimée par différences finies centrées après lissage complet de la séquence d'images :

$$\frac{\partial \theta_{mes}(x', y', t)}{\partial t} \Big|_{x'=0, y'=0} = \frac{\theta_{app}(0, 0, k+1) - \theta_{app}(0, 0, k-1)}{2\Delta t}, \forall k \in \{2, \dots, N_{images} - 1\} \quad (\text{II.52})$$

Les dérivées spatiales sont elles données, pour chaque pixel, par l'estimation des dérivées spatiales du polynôme d'approximation au centre de la fenêtre de lissage. Elles s'expriment alors en fonction des coefficients du polynôme de lissage :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \theta_{mes}(x', y', t)}{\partial x'^2} \Big|_{x'=0, y'=0} = \frac{c_{2,0}}{\Delta x^2} \\ \frac{\partial^2 \theta_{mes}(x', y', t)}{\partial y'^2} \Big|_{x'=0, y'=0} = \frac{c_{0,2}}{\Delta y^2} \\ \frac{\partial^2 \theta_{mes}(x', y', t)}{\partial x' \partial y'} \Big|_{x'=0, y'=0} = \frac{c_{1,1}}{\Delta x \Delta y} \end{cases} \quad (\text{II.53})$$

Finalement, les sources de chaleur, sont estimées au centre de la fenêtre de lissage pour chaque image par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \bar{p}'_{ch}(i, j, k) = \rho C \left( \frac{\theta_{app}(0, 0, k+1) - \theta_{app}(0, 0, k-1)}{2\Delta t} + \frac{\theta_{app}(0, 0, k)}{\tau_{th}^{2D}} \right) - \\ \left( k_{xx} \frac{c_{2,0}}{\Delta x^2} + 2k_{xy} \frac{c_{1,1}}{\Delta x \Delta y} + k_{yy} \frac{c_{0,2}}{\Delta y^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.54})$$

où la seule inconnue du problème demeure la constante de temps  $\tau_{th}^{2D}$ .

### II.4.2.3 Détermination de la constante de temps

La constante de temps  $\tau_{th}^{2D} = \frac{\rho C e}{2h}$  s'exprime en fonction du coefficient  $h$ , caractérisant les échanges thermiques par convection et radiation selon les faces avant et arrière de l'éprouvette. Pour évaluer expérimentalement uniquement les pertes de chaleur par convection et rayonnement, l'éprouvette est positionnée sur un support en mousse expansive afin de limiter le plus possible les pertes par conduction au niveau des points de contact. La partie utile de l'éprouvette est ensuite chauffée par rayonnement au moyen d'une lampe halogène. L'éprouvette étant de faible épaisseur et chauffée sur un temps relativement long, la température est supposée homogène dans l'épaisseur. La constante de temps est alors déterminée en mesurant le retour à l'équilibre thermique une fois l'échauffement terminé (sources de chaleur nulles). En effet, sous ces conditions, en supposant que les fuites thermiques sur les faces latérales sont négligeables, l'évolution de la température moyenne de l'éprouvette  $\bar{\bar{\theta}}(t)$  est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\bar{\bar{\theta}}(t)}{dt} + \frac{\bar{\bar{\theta}}(t)}{\tau_{th}^{2D}} = 0 \quad (\text{II.55})$$

Le retour à l'équilibre thermique est ainsi caractérisé par une décroissance exponentielle de la température, régie par la solution générale de l'équation différentielle précédente :

$$\bar{\bar{\theta}}(t) = \theta_{max} e^{-\frac{t}{\tau_{th}^{2D}}} \quad (\text{II.56})$$

où  $\theta_{max}$  est la valeur de la température à  $t = 0$ . Les constantes  $\theta_{max}$  et  $\tau_{th}^{2D}$  sont alors estimées par approximation au sens des moindres carrés du signal thermique, voir Figure II.15. Les résultats obtenus pour différents stratifiés composites à base de plis tissés verre/époxyde et pour deux largeurs d'éprouvette, sont présentés dans le Tableau II.2. Les résultats démontrent, pour les épaisseurs considérées, que le coefficient  $h$  est peu sensible à la direction du pli en surface et à l'épaisseur du stratifié. Nous pouvons également remarquer que l'ordre de grandeur de ce coefficient est proche de ceux obtenus classiquement pour un échange acier/air à température ambiante ( $h \approx 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  [Louche, 1999 ; Berthel, 2007]).

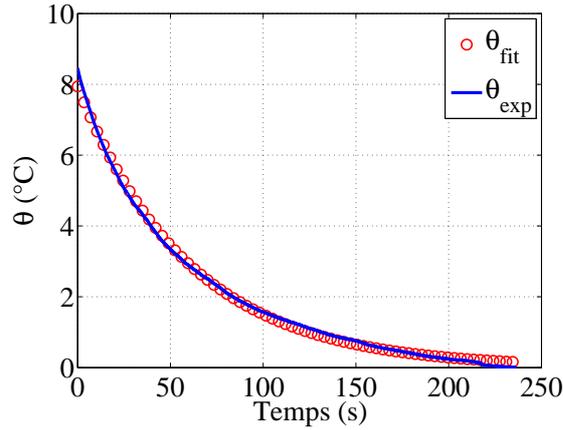


Figure II.15 – Exemple d'estimation de la constante de temps : courbe expérimentale du refroidissement et courbe d'approximation.

Stratification	Épaisseur (mm)	Largeur éprouvette (mm)	$\tau_{th}^{2D}$ (s)	$h$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ )
$[0^\circ/90^\circ]$	0.3	30	26.4	8.67
$[0^\circ/90^\circ]_2$	0.64	30	60.4	8.08
$[0^\circ/90^\circ]_2$	0.64	50	60.1	8.13
$[\pm 45^\circ]_2$	0.64	50	59.1	8.26

Tableau II.2 – Constantes de temps des fuites thermiques pour un stratifié tissé verre/époxyde.

#### II.4.2.4 Estimation de l'énergie calorifique

L'énergie dissipée est calculée comme l'intégrale sur le temps, entre l'instant initial  $t_0$  et l'instant  $t$ , des sources de chaleur volumiques intégrées sur un domaine  $\Omega$  fixe au cours de l'essai. Dans notre cas, pour la plupart des essais réalisés, les variations de température sont mesurées sur une zone restreinte de façon à conserver une résolution spatiale maximale, voir Figure II.16. Le domaine

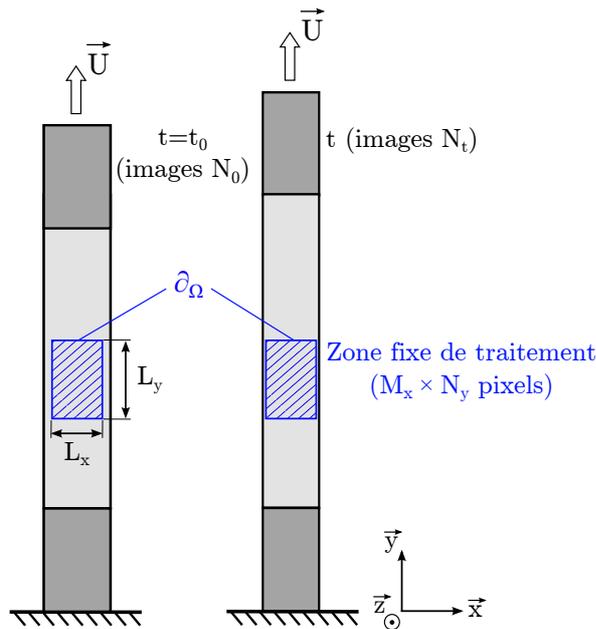


Figure II.16 – Domaine d'intégration pour le calcul de l'énergie dissipée.

d'intégration des sources de chaleur ( $\Omega$ ) correspond ainsi au volume de l'éprouvette associé à la zone fixe de traitement. Les sources de chaleur étant moyennées dans l'épaisseur, l'expression de l'énergie dissipée  $W_d$  se ramène donc à :

$$W_d = e \int_{t_0}^t \int_{\partial\Omega} \bar{p}'_{ch} dS dt \quad (\text{II.57})$$

où  $\partial\Omega$  définit la surface de l'éprouvette sur laquelle sont évaluées les sources de chaleur,  $e$  étant l'épaisseur de l'éprouvette. Les intégrales sont ensuite évaluées de manière numérique à partir des valeurs discrètes des sources de chaleur calculées en chaque pixel du domaine surfacique  $\partial\Omega$  de la zone de traitement :

$$W_d = e \times \sum_{k=N_0}^{N_t} \sum_{i=1}^{M_x} \sum_{j=1}^{N_y} \bar{p}'_{ch}(i, j, k) \times \Delta_x \times \Delta_y \times \Delta_t = e \times L_x \times L_y \times \sum_{k=N_0}^{N_t} \sum_{i=1}^{M_x} \sum_{j=1}^{N_y} \bar{p}'_{ch}(i, j, k) \quad (\text{II.58})$$

## II.5 Validation de la méthode de traitement

### II.5.1 Principe du contrôle numérique

Comme nous l'avons évoqué précédemment, cette étude vise à évaluer la précision de la méthode de traitement d'images décrite précédemment. L'objectif est en particulier de quantifier l'erreur commise sur l'estimation des sources de chaleur et de l'énergie dissipée en fonction du bruit expérimental de mesure et de la taille de la fenêtre de lissage utilisée. Cette procédure de contrôle comporte différentes étapes, qui sont résumées sur la Figure II.17. La première consiste à calculer

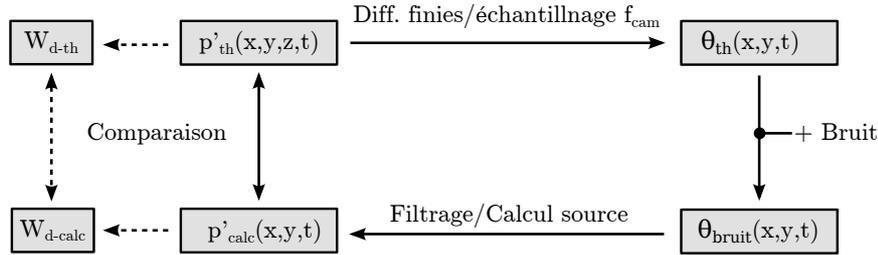


Figure II.17 – Principe d'évaluation de la méthode de traitement d'images.

l'évolution du champ de température tridimensionnel à partir d'une distribution spatiotemporelle d'un champ de source de chaleur théorique  $p'_{th}$ . La seconde étape permet d'extraire l'évolution du champ de température surfacique  $\theta_{th}$  résultant de cette source. Un bruit aléatoire gaussien, comparable au bruit de mesure évalué précédemment, est ensuite ajouté au champ de température théorique préalablement échantillonné à la fréquence d'acquisition de la caméra. Enfin, la méthode de traitement développée est employée pour calculer le champ de dissipation relatif au champ de température surfacique bruité  $\theta_{bruit}$ . Ce champ source est alors comparé au champ théorique initialement choisi. Les énergies dissipées théorique et calculée, estimées à partir des champs de dissipation, sont également comparées. La précision de l'estimation est alors discutée vis-à-vis de la taille de la fenêtre de lissage et du bruit thermique.

### II.5.2 Champ de source théorique - Résolution du problème thermique

#### II.5.2.1 Champ de dissipation théorique

La forme du champ de source de chaleur est choisi de façon que le profil thermique obtenu soit proche de ceux observés expérimentalement lors d'un essai de traction réalisé sur un stratifié tissé  $[0^\circ/90^\circ]_2$ . Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, nous observons expérimentalement une augmentation à la fois brutale et brève de la température sur une zone de dimension équivalente

à celle d'une mèche de tissu ( $\approx 0.5 \times 1.5\text{mm}^2$ ). En s'inspirant de l'évolution de la température observée expérimentalement, nous proposons de modéliser l'évolution du champ de dissipation, considéré homogène dans l'épaisseur, par la fonction suivante :

$$p'_{th}(x, y, z, t) = p_{max} \cdot e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\cdot\sigma_y^2}\right)} \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\cdot\sigma_t^2}}, \forall z \in \Omega \quad (\text{II.59})$$

Cette fonction nous permet de définir une source de chaleur évoluant de manière gaussienne temporellement et spatialement. Les couples de paramètres  $(x_0, y_0, t_0)$  et  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_t)$  permettent respectivement de définir la position et la distribution spatiotemporelle de la source de chaleur,  $p_{max}$  désignant l'amplitude de la source au point  $(x_0, y_0)$  à l'instant  $t_0$ . Les paramètres choisis pour l'étude présentée ci-après sont répertoriés dans le Tableau II.3.

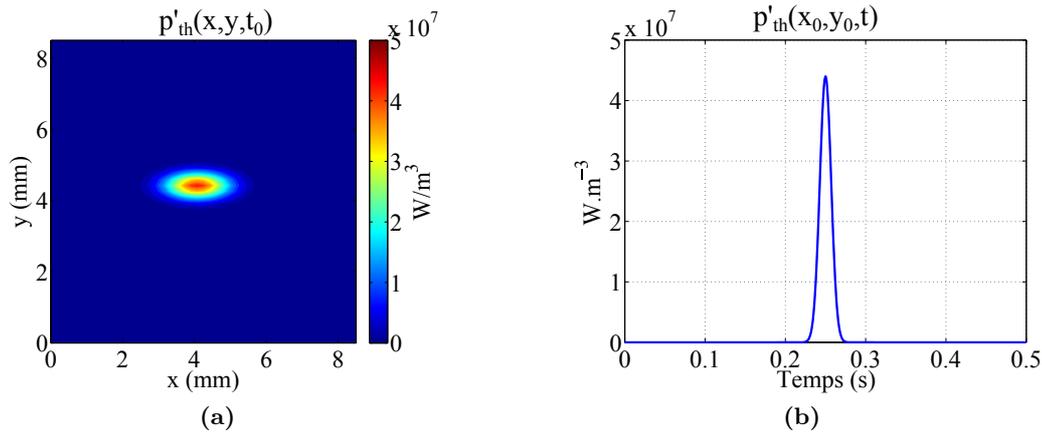


Figure II.18 – (a) Distribution spatiale de la source à l'instant  $t_0$  et (b) évolution temporelle du centre de la source  $(x_0, y_0)$ , pour le couple de paramètres choisi.

$x_0$ (mm)	$y_0$ (mm)	$t_0$ (s)	$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)	$\sigma_t$ (s)	$p_{max}$ ( $\text{W}/\text{m}^{-3}$ )
4.25	4.25	0.25	0.64	0.255	0.005	$4.4 \times 10^7$

Tableau II.3 – Valeurs des paramètres de la source de chaleur théorique.

La Figure II.18 illustre la forte hétérogénéité spatiale et temporelle de la source de chaleur obtenue pour les paramètres choisis. Même si le champ simulé n'est pas représentatif de l'ensemble des champs de source observés, comme nous allons le voir dans la suite, il représente un cas extrêmement pénalisant pour évaluer la méthode de traitement. Les autres types de sources observés, relatives à une fissuration translaminaire ou à un phénomène de plasticité, sont en effet moins hétérogènes.

### II.5.2.2 Résolution numérique du problème thermique

Pour résoudre le problème thermique, nous considérons un domaine tridimensionnel  $\Omega$  homogène et orthotrope, représentant une partie de la zone utile de l'éprouvette (Figure II.19), sur lequel on applique la distribution des sources de chaleur définie en Figure II.18. L'évolution de la température à l'intérieur du domaine est régie par l'équation de diffusion de la chaleur définie Sous-section II.2.2 et par des conditions limites linéaires sur sa frontière  $\partial\Omega$  :

$$\begin{cases} \rho C \dot{\theta}(\vec{x}, t) - \text{div}(\mathbf{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}\theta(\vec{x}, t)) = p'_{ch}(\vec{x}, t) & \forall \vec{x} \in \Omega \\ -\mathbf{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}\theta(\vec{x}, t) \cdot \vec{n} = h_{\partial\Omega/_{ext}}\theta(\vec{x}, t) & \forall \vec{x} \in \partial\Omega \end{cases} \quad (\text{II.60})$$

où  $h_{\partial\Omega/ext}$  représente le coefficient d'échange thermique entre la frontière et le milieu extérieur au domaine  $\Omega$ , qui est soit l'air - sur les faces supérieure et inférieure -, soit l'éprouvette - sur les faces latérales -. Ne connaissant pas l'ordre de grandeur du paramètre  $h_{\partial\Omega/ep}$ , nous supposons un échange thermique du type éprouvette/air sur les faces latérales. L'épaisseur de l'éprouvette étant relativement faible, les conditions aux limites sur ces faces ont peu d'influence sur les résultats, en particulier lorsque la distribution des sources de chaleur reste concentrée au centre du domaine (Figure II.18).

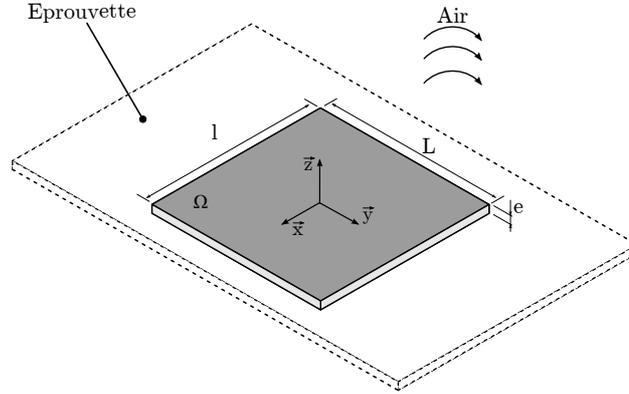


Figure II.19 – Domaine 3D considéré pour le problème thermique.

Les paramètres considérés sont ceux relatifs au stratifié tissé  $[0^\circ/90^\circ]_2$  verre/époxyde étudié dans le Chapitre III, pour lequel le tenseur des conductivités  $\mathbf{k}$  est considéré comme diagonal dans le repère global (confondu dans ce cas avec le repère local). Les paramètres sont donnés dans le Tableau II.4.

Paramètres liés au matériau		Paramètres de discrétisation	
$k_{xx} = k_{yy}$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	0.55	$\Delta_x = \Delta_y$ (mm)	0.17
$k_{zz}$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	0.35	$\Delta_z$ (mm)	0.0465
$C$ ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	882	$\Delta_t$ (s)	0.001
$\rho$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	1730	$f_{cam}$ (Hz)	50
$h_{\partial\Omega/air}$ ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )	8.15	-	-

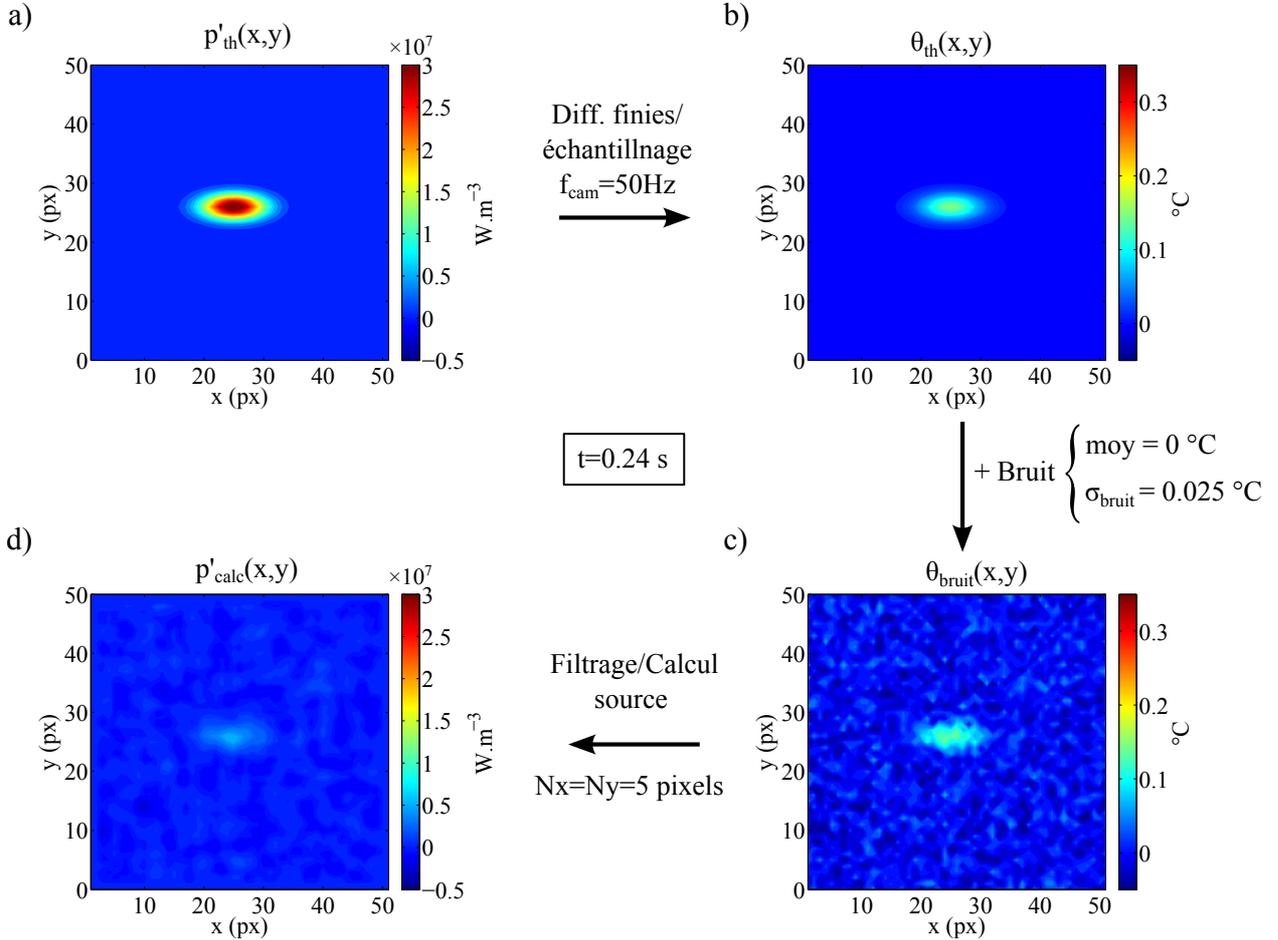
Tableau II.4 – Paramètres liés au matériau [Bigaud et al., 2001 ; Emery et al., 2008] et paramètres numériques considérés pour le problème thermique.

L'équation de la chaleur est ensuite résolue par la méthode des différences finies, programmée de manière explicite sous *Matlab*. Plus de détails sur la méthode numérique de résolution peuvent être trouvés dans [Berthel, 2007]. La discrétisation spatiale  $\Delta_x = \Delta_y$  est choisie égale à la résolution de la caméra infrarouge utilisée expérimentalement  $\approx 0.17$  mm. La résolution temporelle  $\Delta t$  (voir Tableau II.4) est déterminée de manière à satisfaire la condition de convergence imposée par le schéma explicite, qui dépend de la diffusivité du matériau et de la résolution spatiale utilisée. Le champ de température théorique obtenu est ensuite ré-échantillonné à la fréquence d'acquisition expérimentale (50Hz) afin d'obtenir une résolution temporelle comparable à celle utilisée expérimentalement (0.02s). Avant l'opération de filtrage et de calcul des sources, un bruit thermique gaussien de moyenne nulle et d'écart type égal au NETD constructeur  $\sigma_{bruit} = 0.025$  °C est ajouté au champ de température théorique échantillonné. Compte tenu des paramètres de discrétisation et de la distribution spatiale de la source de chaleur considérée, nous choisissons de travailler sur une durée de 1s et sur un domaine de  $L \times l \times e = 8.5 \times 8.5 \times 0.65$  mm<sup>3</sup>, ce qui représente 50 images thermiques de  $50 \times 50$  pixels<sup>2</sup>.

### II.5.3 Analyse de sensibilité

#### II.5.3.1 Influence de la taille de fenêtre

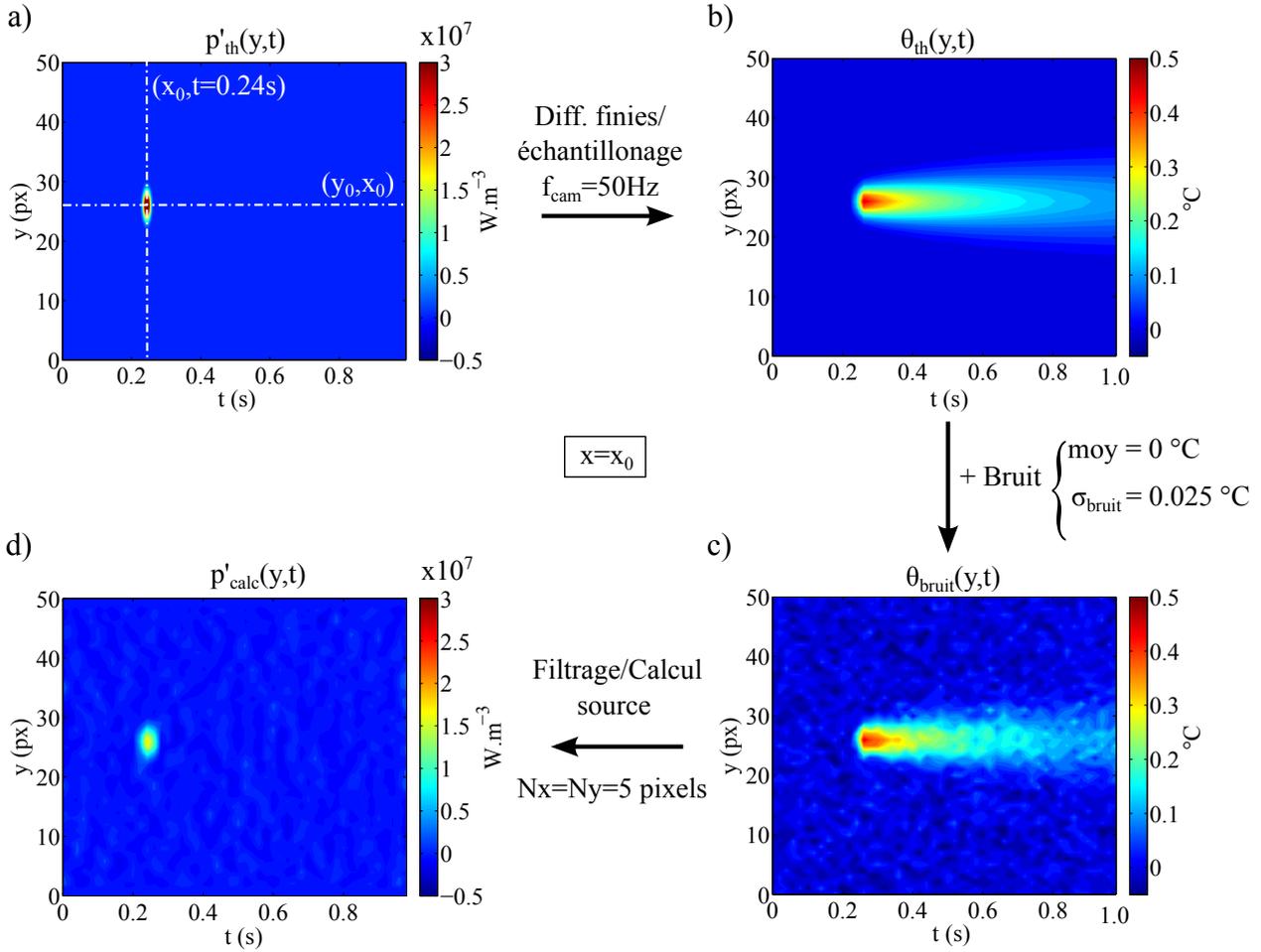
La Figure II.20 présente, à l'instant  $t=0.24s$  et pour une taille de fenêtre  $N_x = N_y = 5$  px, la distribution spatiale des champs obtenus au cours des différentes étapes du processus d'évaluation de la méthode de traitement.



**Figure II.20** – Résultats obtenus lors des étapes de la procédure d'évaluation, à l'instant  $t=0.24s$  pour une fenêtre de lissage de largeur  $N_x=N_y=5$  pixels. a) Champ de source de chaleur théorique, b) champ de variation de température théorique, c) champ de variation de température bruité et d) champ des sources de chaleur calculées.

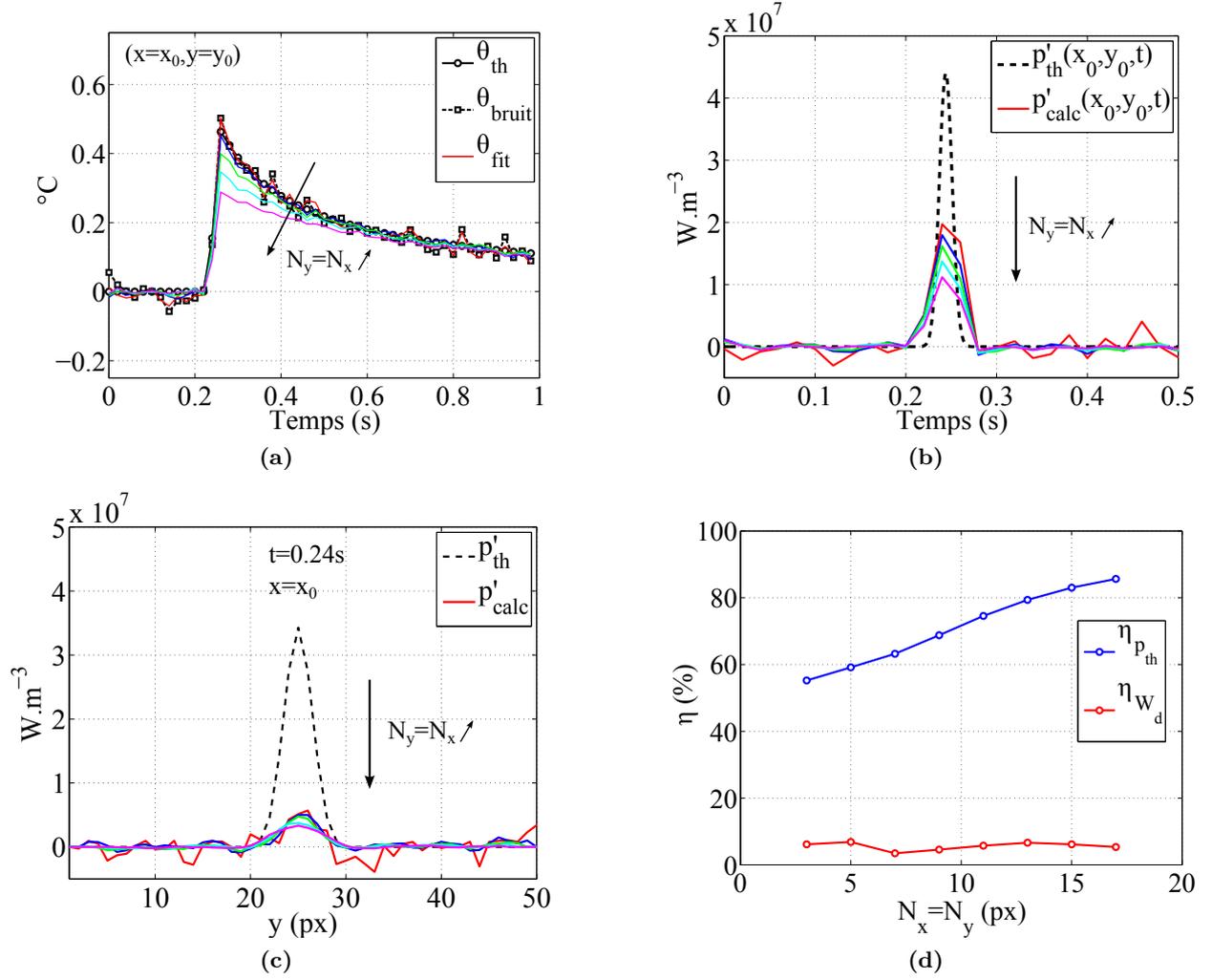
La première chose que l'on peut remarquer c'est que, compte tenu de la faible diffusivité thermique du matériau, la distribution spatiale des champs de source de chaleur et de température sont relativement similaires. Nous pouvons également constater que la source de chaleur calculée  $p'_{calc}$  est fortement sous-estimée en comparaison à la source théorique initiale  $p'_{th}$ . En plus d'être fortement sous-estimée, l'évolution spatiotemporelle du profil vertical  $x = x_0$  de la source calculée, tracée en Figure II.21, est étendue temporellement par rapport à celle de la source théorique. On peut également distinguer l'apparition de faibles sources négatives, qui sont *a priori* engendrées par le bruit expérimental subsistant après l'opération de filtrage pour la taille de fenêtre considérée.

Afin de déterminer les paramètres de filtrage optimaux, le calcul des sources de chaleur a été réalisé pour différentes tailles de fenêtre. Pour cette étude nous considérons des fenêtres carrées  $N_x = N_y$  dont le côté varie de  $N_x = 3$  à  $N_x = 17$  pixels. L'ensemble des résultats est présenté en Figure II.22. Comme nous pouvons nous y attendre plus la taille de la fenêtre de lissage augmente,



**Figure II.21** – Tracés spatiotemporels de l'évolution du profil vertical  $x = x_0$  de : a) la source de chaleur théorique, b) la variation de température théorique, c) la variation de température bruitée et d) la source de chaleur calculée.

plus le bruit thermique est atténué, mais plus les gradients thermiques sont sous-estimés, voir Figure II.22a. Nous pouvons remarquer que pour  $N_x > 5$  ( $N_x = 5$  correspond aux courbes de couleur bleue) le pic thermique est progressivement atténué avec l'augmentation de  $N_x$  et que pour  $N_x < 5$  le bruit temporel n'est quasiment pas atténué. La Figure II.22b et la Figure II.22c présentent respectivement l'évolution temporelle du centre de la source chaleur  $(x_0, y_0)$  et l'évolution spatiale selon le profil vertical  $x = x_0$  à l'instant  $t = 0.24s$  (ligne discontinue Figure II.21a). Logiquement la tendance observée sur la température est également constatée sur les sources de chaleur calculées : plus  $N_x$  augmente et plus l'amplitude de la source de chaleur calculée est atténuée. La Figure II.22b confirme également que, quelle que soit la taille de la fenêtre, la source de chaleur calculée est légèrement plus étendue temporellement que la source de chaleur théorique. Cependant, en dépit de la forte atténuation de l'amplitude, la distribution spatiale de la source calculée correspond, pour les différentes tailles de fenêtres, à celle de la source théorique (Figure II.22c). L'évolution de l'erreur commise sur l'estimation du maximum de la source de chaleur  $\eta_{p'_{th}}$  et sur l'estimation de l'énergie dissipée  $\eta_{W_d}$  (définies en Équation (II.61)) est représentée sur la Figure II.22d. Même avec la taille de fenêtre la plus petite possible  $N_x = 3$ , l'amplitude des sources de chaleur est sous-évaluée d'environ 55% et cette erreur augmente quasi linéairement avec la taille de fenêtre. Cette sous-estimation des sources de chaleur est principalement la conséquence de la faible discrétisation utilisée expérimentalement devant la forte hétérogénéité du champ de source considéré. En effet, compte tenu de la distribution spatiotemporelle de la dissipation considérée, la résolution thermique



**Figure II.22** – Influence de la taille de la fenêtre de lissage sur l'évolution : (a) temporelle de la variation de température, (b) temporelle et (c) spatiale de la source de chaleur calculée et (d) de l'erreur commise sur l'estimation du pic de la source et sur l'énergie dissipée.

et spatiale restent dans notre cas trop faibles pour calculer précisément les opérateurs différentiels, même en l'absence de bruit sur les données thermiques. L'utilisation de la méthode des différences finies pour calculer la dérivée temporelle avec une faible résolution temporelle semble être la cause principale de cette sous-estimation.

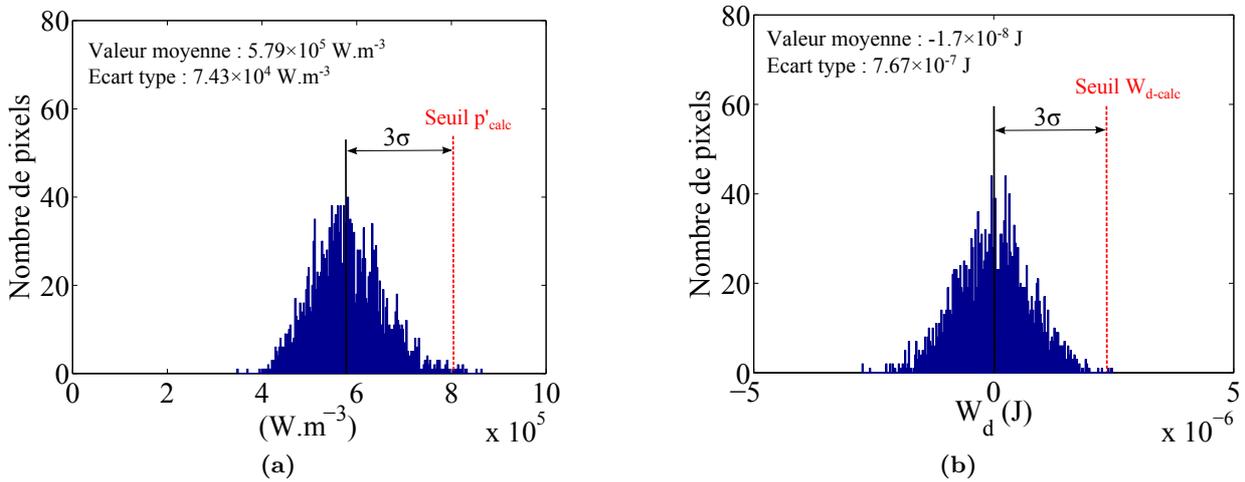
$$\begin{cases} \eta_{p'_{th}} = 100 \times \frac{|\max_{x,y,t} p'_{th} - \max_{x,y,t} p'_{calc}|}{\max_{x,y,t} p'_{th}} \\ \eta_{W_d} = 100 \times \frac{|W_{d-th} - W_{d-calc}|}{W_{d-th}} \end{cases} \quad (\text{II.61})$$

Cette difficulté est également constatée par [Berthel, 2007], qui observe que les sources de chaleur ne peuvent être correctement représentées que lorsque la taille du pavé d'approximation reste faible devant les gradients de sources. Cependant, nous observons que l'erreur d'estimation commise sur l'énergie dissipée reste inférieure à 7% quelle que soit la taille de la fenêtre de lissage. Cette tendance démontre que le cumul de l'information (intégrales en temps et en espace) réduit d'une part l'influence du bruit et d'autre part annihile quasi totalement les erreurs inhérentes aux opérations de dérivation.

À partir des constatations précédentes, nous choisissons d'utiliser une fenêtre carrée de côté  $N_x = 5$  pour traiter l'intégralité des essais<sup>14</sup>. Nous allons maintenant évaluer, pour cette taille de fenêtre, le seuil de détectabilité expérimental des sources dissipatives et de l'énergie dissipée, ainsi que l'influence des paramètres du matériau sur l'estimation de ces quantités.

### II.5.3.2 Seuil de détection des sources de chaleur et de l'énergie dissipée

Nous cherchons ici à caractériser le bruit obtenu sur les champs de source de chaleur et d'énergie dissipée afin de vérifier la précision obtenue sur ces champs pour la taille de fenêtre de lissage choisie :  $N_x = 5$  px. Pour cela, les sources de chaleur et l'énergie dissipée sont calculées à partir d'un champ de température théorique uniforme (source de chaleur nulle) auquel on ajoute un bruit gaussien d'écart type  $\sigma_{bruit} = 0.025^\circ\text{C}$ . Comme précédemment, nous considérons pour l'étude une séquence de 50 images thermiques de  $50 \times 50$  pixels<sup>2</sup>. Le bruit ainsi obtenu sur les sources de chaleur est un bruit d'écart type moyen de  $5.79 \times 10^5 \text{ W.m}^{-3}$  avec un écart type sur cette valeur de  $7.43 \times 10^4 \text{ W.m}^{-3}$ , voir Figure II.23a. Le bruit obtenu sur l'estimation de l'énergie dissipée est lui caractérisé par une moyenne de  $-1.7 \times 10^{-8} \text{ J}$  et un écart type de  $7.67 \times 10^{-7} \text{ J}$  (Figure II.23b). La



**Figure II.23** – (a) Distribution des écarts types temporels de sources de chaleur, calculés sur 50 images de  $50 \times 50 \text{ px}^2$  et (b) distribution du bruit obtenu sur le champ d'énergie dissipée.

précision sur les sources de chaleur est alors considérée égale à la valeur moyenne des écarts type plus 3 fois l'écart type de cette population, soit :  $0.80 \times 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ , ce qui correspond à environ 5% de la valeur maximale de la source de chaleur calculée. À titre comparatif, cette grandeur est environ 4 à 5 fois supérieure aux valeurs obtenues par [Berthel, 2007] ou [Vigneron, 2009]. Cette différence s'explique notamment par l'absence de filtrage temporel dans la méthode développée et par la taille de la fenêtre de lissage qui reste relativement faible comparée à celles utilisées par les auteurs. Toutefois, les sources de chaleur que cherchent à mesurer les précédents auteurs sont beaucoup plus diffuses que celle étudiée ici, ce qui justifie l'utilisation d'un pavé de lissage plus important, permettant ainsi d'obtenir un seuil de détection plus faible. Dans notre cas, pour le type de sources étudié la valeur du seuil reste largement acceptable. Le seuil de détection de l'énergie dissipée est lui calculé comme la moyenne de l'énergie dissipée plus 3 fois l'écart type de cette population. Il a pour valeur  $2.3 \times 10^{-6} \text{ J}$ , soit environ 0.1% de l'énergie dissipée calculée, ce qui est plus qu'acceptable.

14. Un seul essai mettant en jeu des sources plus diffuses (présence de plasticité) utilisera une taille de fenêtre supérieure plus un filtrage temporel (filtre passe bas), voir Sous-section III.2.2.

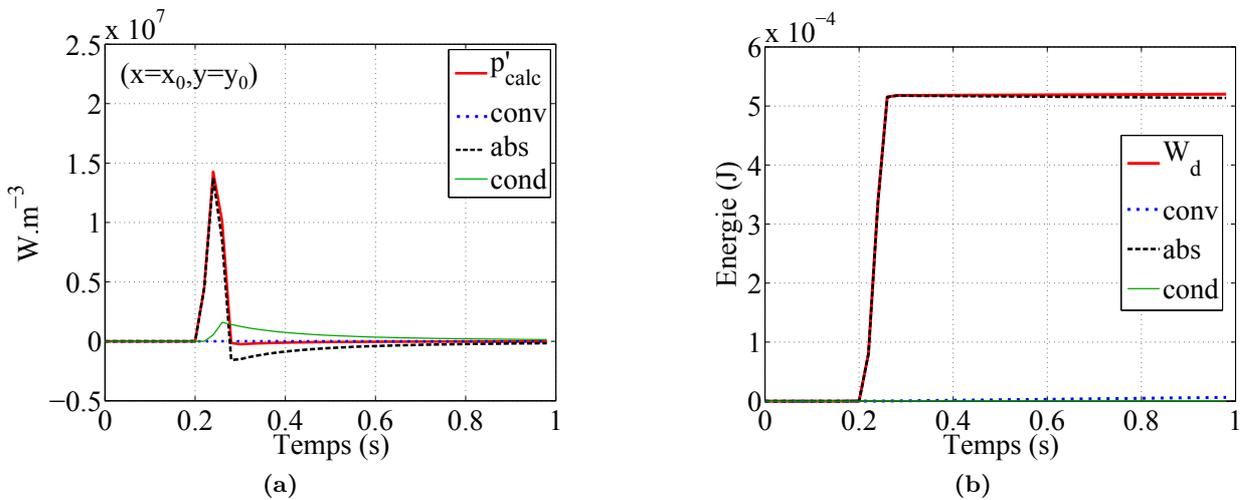
- **Remarque** : Pour le champ de source étudié et une vitesse de déplacement des points matériels égale à 10 mm/min (vitesse de déplacement relativement importante, compte tenu des vitesses de sollicitations employées), le terme convectif  $\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}(\theta)$  est environ 4 fois inférieur au seuil de détection des sources dissipatives. Le négliger devant le terme  $\frac{\partial \theta}{\partial t}$  est donc légitime.

### II.5.3.3 Influence des paramètres thermiques

L'estimation des sources de chaleur dépend directement de la valeur des coefficients ( $\rho$ ,  $C$ ,  $k_i$ ), que nous avons supposés constants sur la durée de l'essai. De plus les paramètres utilisés pour l'ensemble des calculs sont extraits de la littérature et se rapportent donc à des matériaux légèrement différents de ceux employés dans ce travail. L'objectif de cette partie est donc d'étudier la sensibilité des estimations de l'énergie dissipée et des champs de source de chaleur par rapport à la variation des paramètres liés au matériau présents dans l'Équation (II.62) :

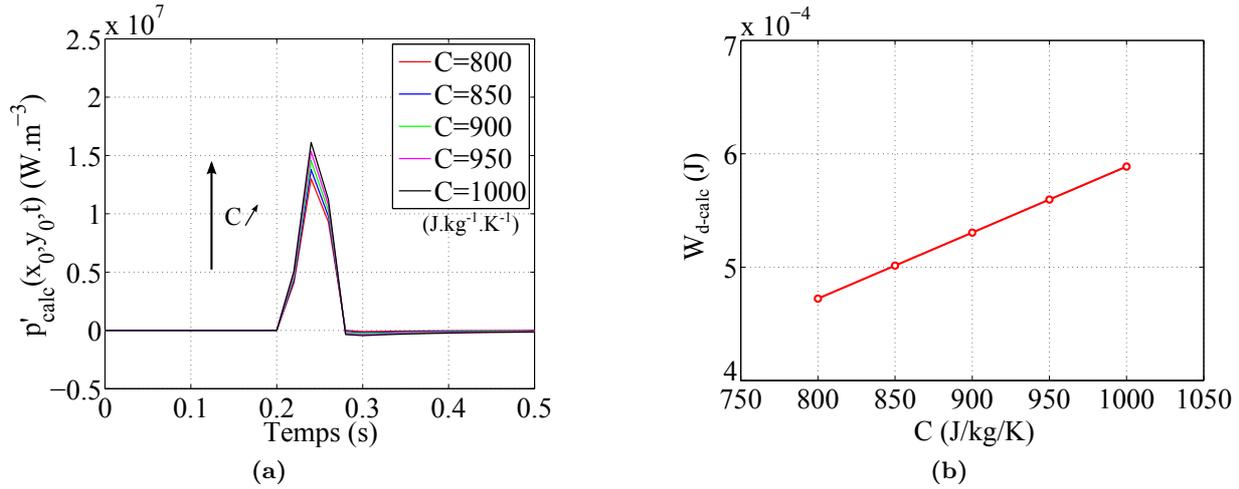
$$\underbrace{\rho C \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}}_{\text{Absorption}} + \underbrace{\rho C \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}}}_{\text{Convection}} - \underbrace{\left( k_{xx} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + 2k_{xy} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x \partial y} + k_{yy} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right)}_{\text{Conduction}} = p'_{ch} \quad (\text{II.62})$$

L'importance de chacun des termes de l'équation de la chaleur, rappelée ci-dessus, dépend du type de phénomène observé. Par exemple, pour un essai homogène, sous condition quasi adiabatique, le terme  $\rho C \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}$  sera prépondérant, alors que pour un essai où le champ de température est spatialement fortement localisé, le terme de conduction sera non-négligeable. Or, pour la source de chaleur théorique étudiée, le champ de température résultant est spatialement et temporellement fortement localisé. Nous avons donc calculé, dans un premier temps, la contribution de chacun des termes sur l'estimation des champs de source et de l'énergie dissipée, à partir du champ de température théorique non bruité (Figure II.20b) et en utilisant la taille de fenêtre choisie précédemment ( $N_x = 5$  px). L'évolution temporelle des différents termes de l'Équation (II.62) au centre de la source de chaleur calculée ( $x_0, y_0$ ) est tracée Figure II.24a. La répartition énergétique de chacun des termes est présentée en Figure II.24b. Ces deux figures montrent que la contribution du terme d'absorption (ou de restitution)  $\rho C \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}$  est prépondérante devant l'énergie évacuée par les mécanismes de conduction et de convection qui représente moins de 2% de l'énergie totale dissipée. En conséquence une variation importante de la masse volumique  $\rho$  et/ou de la chaleur spécifique  $C$ , engendrera une variation importante sur les champs de source de chaleur et sur l'énergie dissipée.



**Figure II.24** – (a) Évolution temporelle des termes de l'équation de la chaleur pour le pixel ( $x_0, y_0$ ); (b) répartition énergétique de chacun des termes.

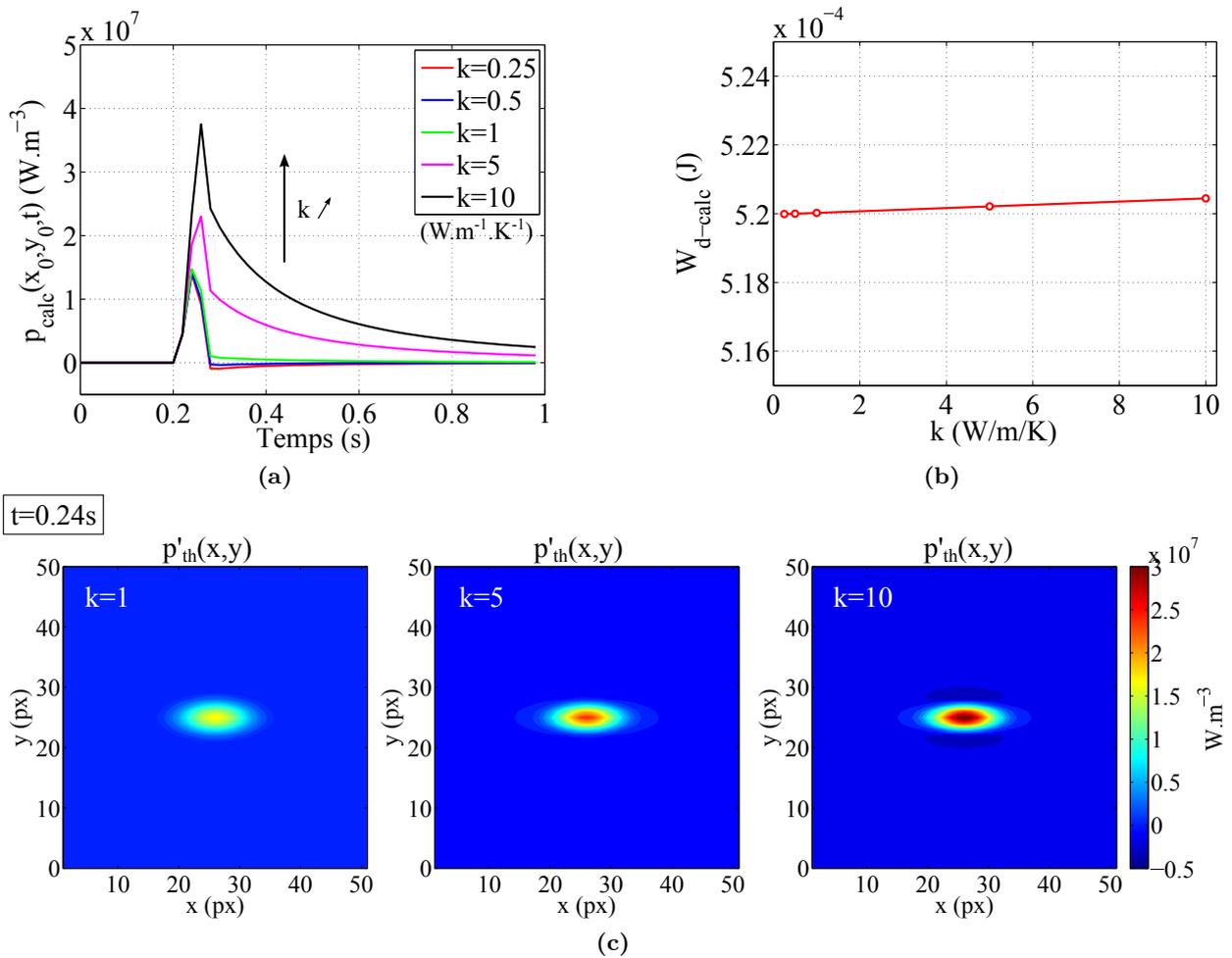
Si la masse volumique des matériaux étudiés est connue, ce n'est pas le cas de la chaleur spécifique qui est cherchée dans la littérature. Pour une masse volumique constante l'influence de la variation de  $C$  sur les champs calculés est exposée Figure II.25. Comme attendu, l'augmentation de la chaleur spécifique engendre une augmentation de l'amplitude des champs de source de chaleur sans modifier leur distribution. D'un point de vue énergétique, on relève une variation d'énergie de 25% pour une variation de chaleur spécifique de quasiment 25%. Par ailleurs, la Figure II.25b démontre que cette fluctuation est linéaire avec l'évolution de la chaleur spécifique. Par conséquent, la valeur de la chaleur spécifique  $C$  (supposée constante au cours d'un processus dissipatif) doit être connue avec suffisamment de précision pour obtenir une estimation énergétique quantitative.



**Figure II.25** – Influence de la chaleur spécifique sur : (a) l'évolution temporelle de la source calculée au pixel  $(x_0, y_0)$  et (b) l'énergie dissipée.

La Figure II.26 présente l'évolution des champs de source de chaleur autour de leur maximum et de l'énergie dissipée, calculés pour une conductivité thermique isotrope  $k = k_x = k_y$  variant de 0.25 à  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . À titre informatif, les conductivités thermiques des matériaux employés sont comprises entre  $k_l \approx 0.55 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  pour un pli de tissu verre/époxyde et  $k_l \approx 7 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  pour un pli unidirectionnel en carbone/époxyde. La Figure II.26a permet de constater que plus la conductivité thermique augmente et plus l'amplitude du centre de la source de chaleur augmente. De plus, comme l'illustre la Figure II.26c, la variation de la conductivité thermique engendre également une variation de la distribution spatiale de la source de chaleur calculée. Toutefois, pour des valeurs de  $k$  comprises entre 0.25 et  $1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  - gamme de valeur pour les composites verre/époxyde -, les variations observées sur l'estimation des sources de chaleur calculées restent négligeables.

Enfin, la variation de conductivité n'a quasiment aucune influence sur le calcul de l'énergie dissipée (Figure II.26c). En effet, même lorsque la conductivité thermique est multipliée par dix, la fluctuation de l'énergie dissipée reste inférieure à 1%. En conclusion, pour le type de source et la méthode de traitement employée, la contribution énergétique des termes de convection et de conduction est négligeable. Donc même si les coefficients  $h$  et  $k$  ne sont pas estimés avec précision, cela aura *a priori* peu de conséquence sur l'estimation de l'énergie dissipée.



**Figure II.26** – Influence de la conductivité thermique sur : (a) l'évolution temporelle de la source calculée au pixel  $(x_0, y_0)$ , (b) l'énergie dissipée et (c) la distribution spatiale des sources de chaleur.

## II.6 Conclusion sur l'approche expérimentale mise en place

Ce chapitre a permis, dans un premier temps, de définir le cadre thermodynamique nécessaire à l'établissement de l'équation de diffusion de la chaleur, ainsi que les hypothèses permettant la simplification du problème de diffusion. Cette simplification permet d'exploiter les mesures expérimentales pour calculer les sources de chaleur. Or, l'évaluation de ces sources de chaleur est intéressante dans la mesure où elle permet un calcul de l'énergie dissipée, qui combiné à l'évaluation de l'énergie mécanique, permet d'effectuer un bilan d'énergie complet. Dans le cas d'un milieu fissuré, l'établissement d'un bilan énergétique global a permis de montrer que l'énergie dissipée pouvait être reliée au taux de restitution d'énergie via l'intermédiaire d'un coefficient  $\beta$ , caractérisant la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur. L'avantage de cette approche est de pouvoir obtenir une estimation du taux de restitution d'énergie ( $G$ ) directement à partir de la mesure thermique, mais l'inconvénient est la dépendance directe de la valeur de  $G$  au paramètre  $\beta$ . La caractérisation de ce coefficient est donc réalisée dans le chapitre suivant dans le cas d'une fissuration fragile et d'une dégradation inélastique du stratifié.

Dans une deuxième partie, après avoir caractérisé la précision de l'appareil de thermographie utilisé, nous avons présenté la méthode de traitement des images qui s'appuie sur une approximation polynomiale 2D de la température. Divers contrôles numériques de la méthode ont été réalisés pour un type de source fortement hétérogène. Les résultats ont montré que pour ce type de champs, la sous-estimation de l'amplitude ( $\approx 60$  % pour  $N_x = 5$  px) des sources de chaleur calculées était inévitable, compte tenu de la faible résolution spatiale et temporelle utilisée devant les gradients de la source considérée. Cependant, même pour une source de chaleur fortement hétérogène, l'erreur commise sur l'énergie dissipée reste inférieure à 7 %, quelle que soit la taille de la fenêtre d'approximation. Nous avons ensuite montré que, pour la taille de fenêtre choisie, le bruit thermique expérimental engendre une erreur négligeable sur les champs d'intérêts et en particulier sur le calcul de l'énergie dissipée. Des essais conduits à la fréquence d'acquisition maximale de la caméra (152 Hz en pleine résolution), n'ont pas forcément abouti à une amélioration significative de la précision d'estimation des divers champs. Alors, afin de limiter la taille des données expérimentales à traiter, l'acquisition des images thermique est réalisée à la fréquence de 50 Hz pour la totalité des essais présentés dans ces travaux.

Enfin, l'étude portant sur l'influence des paramètres thermiques a permis de démontrer que, pour le matériau utilisé et le type de champ étudié, la contribution énergétique des termes de convection et de conduction était négligeable devant celle du terme d'absorption. En conclusion, la méthode de traitement développée reste suffisamment précise pour estimer l'énergie dissipée et donc le taux de restitution d'énergie, même dans le cadre de forte hétérogénéité des champs thermiques, à condition toutefois que la chaleur spécifique  $C$  du matériau considéré soit connue avec suffisamment de précision.

---

# Caractérisation de l'endommagement d'un composite tissé verre/époxyde

---

## Sommaire

---

<b>III.1 Introduction</b> . . . . .	<b>88</b>
III.1.1 Problématique et objectifs de l'étude . . . . .	88
III.1.2 Matériau étudié et protocole de fabrication . . . . .	88
<b>III.2 Analyse des phénomènes de dégradation sous sollicitations quasi sta-</b> <b>tiques</b> . . . . .	<b>90</b>
III.2.1 Comportement sous traction quasi statique dans l'axe des renforts . . . . .	90
III.2.1.1 Revue bibliographique . . . . .	90
III.2.1.2 Caractéristiques mécaniques du tissu étudié . . . . .	92
III.2.1.3 Étude du scénario d'endommagement . . . . .	93
III.2.1.4 Évaluation du taux de restitution d'énergie associé à la fissuration intralaminaire d'un toron . . . . .	101
III.2.1.5 Conclusion . . . . .	104
III.2.2 Comportement et mécanismes d'endommagement en cisaillement . . . . .	105
III.2.2.1 Essais de traction sur stratifié $[\pm 45]_2$ . . . . .	106
III.2.2.2 Comparaison avec un essai de cisaillement au rail . . . . .	112
III.2.2.3 Proportion d'énergie dissipée en chaleur $\beta$ par écrouissage de la résine . . . . .	115
III.2.2.4 Bilan . . . . .	119
<b>III.3 Étude de la propagation de coupure translaminaire</b> . . . . .	<b>120</b>
III.3.1 Protocole expérimental et géométrie de l'éprouvette de propagation . . . . .	120
III.3.2 Caractérisation de l'endommagement associé à la propagation de coupure . . . . .	121
III.3.2.1 Essai sur stratifié entaillé $[0^\circ]_2$ . . . . .	121
III.3.2.2 Essai sur stratifié entaillé $[\pm 45]_2$ . . . . .	127
III.3.3 Évaluation du taux de restitution d'énergie critique . . . . .	132
III.3.4 Bilan sur les essais de propagation . . . . .	136
<b>III.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>137</b>

---

## III.1 Introduction

### III.1.1 Problématique et objectifs de l'étude

Les travaux détaillés dans ce chapitre se focalisent sur la caractérisation des processus d'endommagement des revêtements en composites tissés minces. Compte tenu de leur architecture complexe, la prédiction de l'endommagement de ce type de matériau et/ou de leur durée de vie reste encore délicate, en particulier lorsqu'un défaut géométrique est présent dans la structure. En effet, la présence d'une entaille engendre une concentration de contraintes en pointe de coupure et provoque une dégradation importante impliquant divers endommagements à différentes échelles : décohésion fibre/matrice, fissuration matricielle, inélasticité, rupture de fibres et délaminage.

La compréhension détaillée de la propagation de coupure requiert l'étude de l'endommagement du matériau dans sa nature, sa localisation, sa quantification et son évolution. Cette caractérisation nécessite généralement la mise en place de divers essais et l'utilisation de plusieurs moyens de contrôles, destructifs ou non destructifs. En dehors des travaux antérieurs de [Bizeul, 2009] et [Rouault, 2013], portant sur l'étude de la propagation de coupure dans les structures tissées minces sous sollicitations cycliques, cette problématique a peu été abordée dans la littérature. Or, lors de ces travaux [Bizeul, 2009] et [Bizeul *et al.*, 2011] ont mis en évidence l'insuffisance des résultats obtenus par l'utilisation des techniques non destructives telles que, la radiographie par rayons X, le contrôle par ultrasons (C-Scan), l'émission acoustique ou encore la corrélation d'images (surfactive), pour détecter en pointe de coupure les endommagements observés au microscope. Lors des essais de propagation conduits par les auteurs précédents, le suivi de l'endommagement était alors réalisé par rétro-éclairage. Cette technique permet de révéler par transparence les zones de dégradations, celles-ci étant ternies à cause du phénomène de blanchiment de résine observé en pointe de coupure (densification des fissurations, déformation inélastique, ...).

L'objectif de ce travail est donc d'approfondir l'étude de la propagation de coupure des structures tissées minces, à l'aide de la technique de thermographie infrarouge. Ce travail doit notamment permettre d'identifier les zones endommagées au cours de la propagation d'une coupure macroscopique mais également d'estimer le taux de restitution d'énergie associé. Dans un premier temps, afin d'identifier la nature des dommages propres aux modes de traction et de cisaillement, des essais de caractérisation sur éprouvettes saines ont été réalisés. Dans un deuxième temps, un essai de propagation de coupure sous traction quasi statique a été développé et utilisé pour étudier les phénomènes de rupture sur deux drapages différents. Pour chacune des études, une estimation locale des énergies dissipées, associées aux différents endommagements, est réalisée via la mesure du champ de température surfacique. À partir de ces champs, une technique expérimentale, basée sur une approche thermique 2D ou 3D, est employée pour la mesure locale du taux de restitution d'énergie associé à différent cas de fissurations. Ces diverses études sont décrites dans les différentes parties de ce chapitre. Avant d'en préciser les résultats, le matériau et le procédé de fabrication sont brièvement présentés en préambule.

### III.1.2 Matériau étudié et protocole de fabrication

Le matériau étudié est un tissu composite à armure satin de 8 composé de fibres de verre et d'une résine époxyde. Il est distribué sous la forme de nappe pré-imprégnée par la société *HEXCEL*. La géométrie du motif élémentaire de tissage est représentée en Figure III.1 et les caractéristiques du pré-imprégné sont rassemblées dans le Tableau III.1. Le tissu est composé de torons (ou mèches) de forme elliptique de grand axe 0.25 mm (demi-largeur du toron) et de petit axe 0.05 mm (demi-hauteur du toron). Les mèches de trame flottent sur 7 mèches de chaîne et réciproquement. Une face est donc composée majoritairement de mèches de chaîne, face dite chaîne et l'autre de mèches de trame, face dite trame (Figure III.1). L'architecture particulière de l'armure satin de 8 engendre

un alignement des points de tissage selon des directions particulières non symétriques par rapport aux axes d'orthotropies du matériau. Les points de tissage sont alignés avec une direction orientée à  $18.4^\circ$  par rapport à l'axe des mèches. Cette particularité présente l'inconvénient de provoquer un voilage des plaques après polymérisation.

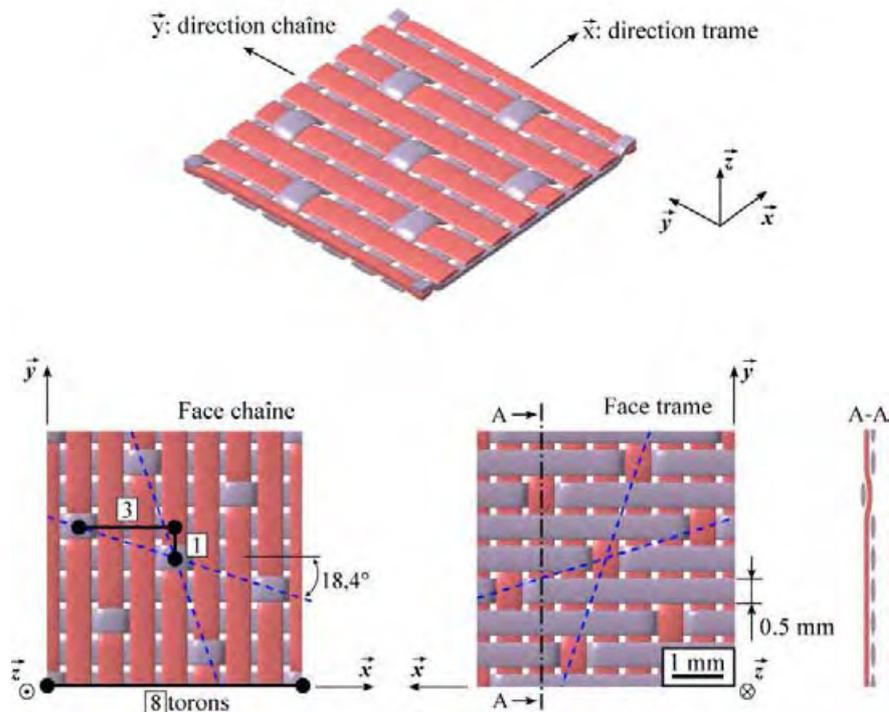


Figure III.1 – Schématisation du motif élémentaire de l'armure de tissage du pré-imprégné utilisé.

Paramètres matériau	
Fraction massique de résine	45 %
Masse volumique	$1730 \text{ kg.m}^{-3}$
Grammage	$303 \text{ g.m}^{-2}$
Contexture	$22 \text{ mèche.cm}^{-1}$
Épaisseur nominale	0.31 mm

Tableau III.1 – Caractéristiques du pré-imprégné verre/époxyde étudié.

Afin de limiter ce voilage sur les diverses éprouvettes considérées, la symétrie miroir stricte est abandonnée, et les empilements sont réalisés en conservant la même face (chaîne ou trame) sur la partie supérieure de chaque pli<sup>1</sup>. Pour la suite de l'étude, nous adoptons les notations suivantes pour les drapages considérés :

- Les éprouvettes  $[0^\circ/90^\circ]_n$  réalisées par empilements de  $n$  plis de tissu comportant chacun des renforts dans les directions  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , seront notées  $[0^\circ]_n$  lorsque l'effort s'applique dans la direction chaîne ( $0^\circ$ ) et  $[90^\circ]_n$  lorsqu'il est appliqué selon la direction trame ( $90^\circ$ ).
- Les éprouvettes composées d'empilements  $[45^\circ/-45^\circ]_n$ , seront notées  $[\pm 45^\circ]_n$ .

1. Précisons ici que ce drapage diffère du drapage équilibré et symétrique classiquement utilisé.

L'ensemble des éprouvettes décrites dans ce chapitre a été réalisé à l'Institut Clément Ader selon le même processus. Le tissu pré-imprégné est découpé, drapé et polymérisé sous forme de plaques d'environ  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  sous poche à vide. La polymérisation s'effectue sous une pression de 0.9 bar et selon le cycle de polymérisation donné en Figure III.2. Des tissus d'arrachage sur les deux faces du stratifié permettent de démouler le composite après polymérisation de la résine. Un feutre de drainage est ajouté pour permettre l'application d'un vide uniforme sur la plaque et absorber les éventuelles pertes de résine. Une fois les plaques fabriquées, des talons - constitués du même matériau - sont collés sur celles-ci, et les éprouvettes sont découpées selon la géométrie choisie à l'aide d'une scie circulaire diamantée.

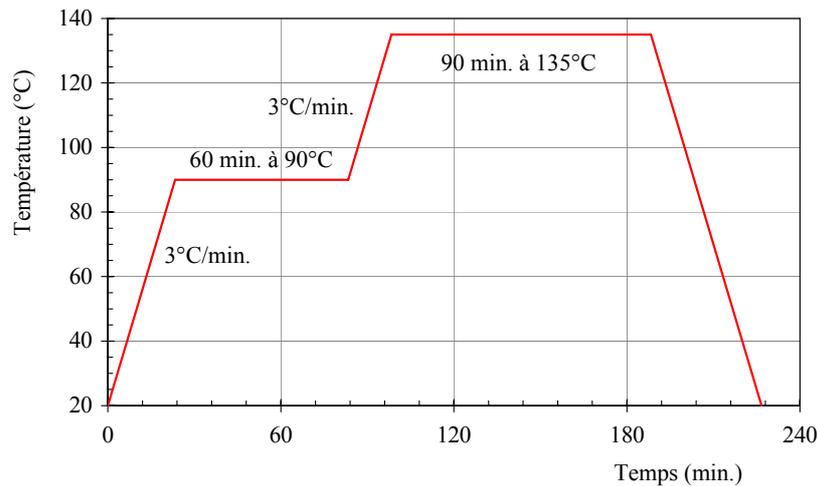


Figure III.2 – Cycle de polymérisation utilisé pour la fabrication des plaques stratifiées.

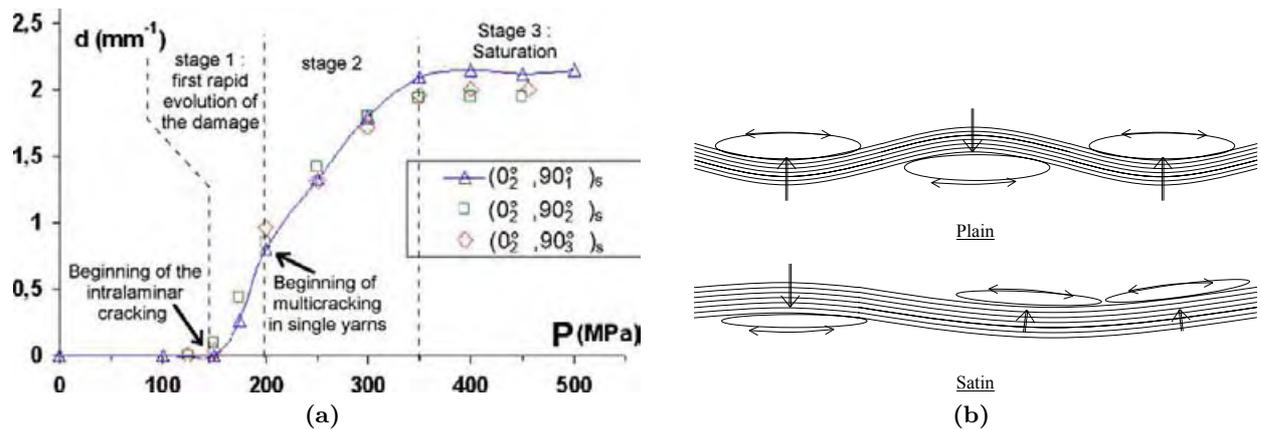
## III.2 Analyse des phénomènes de dégradation sous sollicitations quasi statiques

### III.2.1 Comportement sous traction quasi statique dans l'axe des renforts

#### III.2.1.1 Revue bibliographique

Le comportement des tissus en traction quasi statique dans un des deux axes de renfort a été largement abordé dans la littérature [Alif et Carlsson, 1997 ; Gao *et al.*, 1999 ; John *et al.*, 2001 ; Pandita *et al.*, 2001 ; Osada *et al.*, 2003 ; Daggumati *et al.*, 2010 ; Duplessis Kergomard *et al.*, 2010]. D'une manière générale, le comportement macroscopique est linéaire élastique jusqu'à un certain niveau de déformation appelé « knee point » correspondant au point d'inflexion observé sur la courbe contrainte/déformation. Cette baisse de rigidité est généralement attribuée aux ruptures matricielles des mèches transverses, voir par exemple [Pandita *et al.*, 2001]. Cet endommagement apparaît initialement dans les zones d'ondulations, lieux de sur-contraintes propices à la fissuration [Daggumati *et al.*, 2010]. Les auteurs s'accordent à dire que le phénomène de fissuration matricielle est la conséquence du dépliement des mèches longitudinales qui engendrent une sollicitation de flexion dans les mèches transverses, voir Figure III.3b. La microfissuration s'amorce alors sur la partie tendue de ces dernières et se propage dans la totalité de l'épaisseur du toron. Généralement, l'accroissement du chargement conduit ensuite à la densification de ces fissurations transverses - avec plusieurs fissures par mèche - jusqu'à un certain niveau de déformation à partir duquel une saturation est observée (Figure III.3a).

En fonction de l'architecture du tissu ou des matériaux le constituant, l'inflexion observée sur la courbe contrainte/déformation est plus ou moins marquée [Gao *et al.*, 1999 ; Osada *et al.*, 2003] et



**Figure III.3** – (a) Évolution de la densité de fissures (fissures/mm) dans les plis à  $90^\circ$  pour des stratifiés tissés verre/époxyde à armure satin de 4  $[0_2^\circ, 90_n^\circ]_s$  ( $n = 1, 2, 3$ ) [Duplessis Kergomard et al., 2010]. (b) Schématisation de l'influence de l'architecture du tissu sur la mise en flexion des mèches [Osada et al., 2003].

apparaît pour un niveau de déformation variable. La baisse de rigidité est en effet moins marquée pour les tissus composés de renforts en carbone que pour ceux à base de renforts en verre [Alif et Carlsson, 1997 ; Gao et al., 1999]. Les fibres de carbone étant plus rigides que les fibres de verre, la fissuration transverse de la matrice a comparativement moins d'effet sur la raideur totale du composite. [Osada et al., 2003] observent que le « knee point » apparaît plus haut en déformation pour un satin que pour un taffetas constitué d'un même matériau. L'ondulation des mèches étant plus faible dans le cas du satin, un niveau de déformation plus élevé est nécessaire pour générer une flexion importante dans les mèches transverses (Figure III.3b). Les auteurs observent également des fissures plus étendues sur le satin que sur le taffetas où elles sont limitées à une largeur de mèche par le motif de tissage.

Le nombre de plis constituant le drapage influence également le scénario d'endommagement. En effet, comparativement à des empilements de 4 ou 6 plis, [Gao et al., 1999] observent une augmentation des déformations résiduelles, du seuil de déformation et une diminution de la rigidité sur les empilements de 2 plis. Le coefficient de Poisson est également sujet à une évolution plus marquée. Pour des empilements de 2 plis, les mèches transverses se fissurent pour des déformations plus faibles et provoquent la séparation des directions de renfort, déchargeant totalement les mèches transverses. Quel que soit le nombre de plis, la répartition des contraintes dans les plis extérieurs est influencée par la condition de bord libre. Or ces plis extérieurs ont un rôle plus important dans la tenue mécanique pour un empilement de 2 plis que pour un empilement de 4 ou 6 plis, ce qui explique selon les auteurs les phénomènes observés.

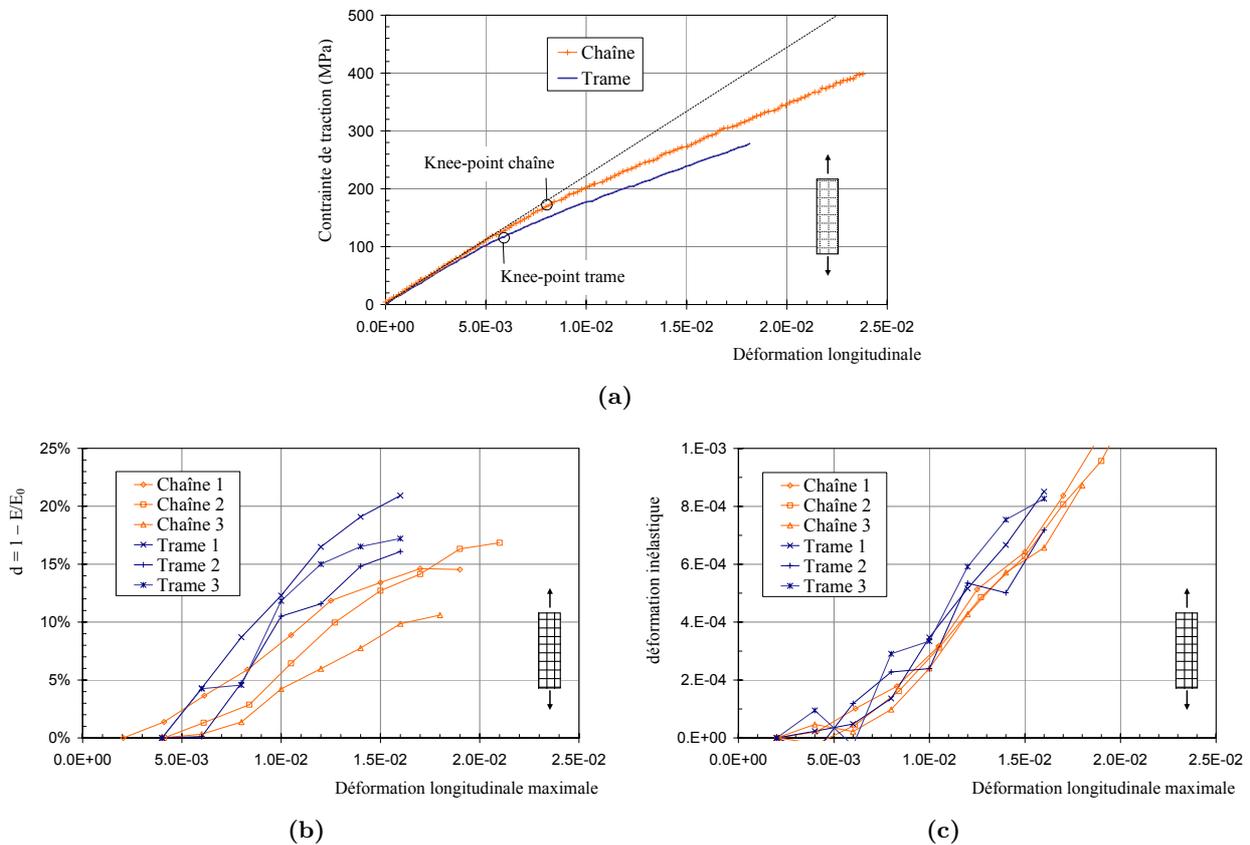
Finalement, sous l'accroissement de la déformation, les fissures transverses se propagent et conduisent à l'initiation de métadélaminages (délaminages entre les deux directions de renfort d'un même pli) dans les zones d'ondulation, voir à des délaminages entre les plis. La rupture finale du tissu correspond à la rupture fragile et brutale des fibres pour des déformations typiquement comprises entre 1.5 et 3% pour les tissus de verre. Le recoupement des différentes études de la littérature, permet de proposer - pour la majorité des tissus composites recensés dans cette étude - la chronologie d'endommagement suivante :

1. décohésion des interfaces fibre/matrice et fissurations matricielles des mèches transverses,
2. métadélaminages dans les zones d'ondulation,
3. délaminages entre plis,
4. ruptures longitudinales de fibres.

## III.2.1.2 Caractéristiques mécaniques du tissu étudié

Des essais de caractérisation du tissu étudié ont été effectués au laboratoire lors des travaux de thèse de [Bizeul, 2009]. Ces essais ont été réalisés sur des éprouvettes de 2 plis et dans les deux directions de renforts du tissu (éprouvettes  $[0^\circ]_2$ , et  $[90^\circ]_2$ ) à une vitesse de sollicitation de  $0.5 \text{ mm}\cdot\text{min}^{-1}$  (selon la norme EN-ISO14129). Pour le tissu considéré, le passage de 2 à 4 plis n'a montré aucune influence notable sur les caractéristiques mécaniques et sur l'évolution de l'endommagement [Bizeul, 2009 ; Rouault *et al.*, 2013].

Les évolutions du comportement macroscopique, de l'endommagement et de la déformation permanente sont présentées sur la Figure III.4 en fonction de la déformation longitudinale appliquée. Les caractéristiques macroscopiques du tissu sont synthétisées dans le Tableau III.2. Bien que le tissu soit équilibré, de légères différences sont constatées sur le comportement mécanique entre la direction chaîne et la direction trame. Le module d'Young, le coefficient de Poisson et la déformation de « knee-point » sont légèrement plus faibles dans la direction trame. La différence est cependant bien plus accentuée sur la contrainte et la déformation à rupture. Cette différence provient d'après [Kumagai *et al.*, 2004] de l'ondulation supérieure des mèches de trame par rapport aux mèches de chaîne. L'endommagement longitudinal<sup>2</sup> apparaît pour les directions chaîne et trame peu avant



**Figure III.4** – Comportement du tissu dans l'axe des renforts : (a) courbe contrainte/déformation macroscopique, (b) évolution de l'endommagement et (c) évolution de la déformation inélastique, d'après [Bizeul, 2009].

la déformation de « knee-point ». Il augmente ensuite quasi linéairement jusqu'à rupture pour atteindre entre 10 et 15 % dans la direction chaîne, et entre 15 et 20 % dans la direction trame (Figure III.4b). Les déformations permanentes apparaissent pour le même seuil de déformation longitudinale et n'excèdent pas 0.1 % (Figure III.4c).

2. L'endommagement longitudinal est défini comme la variation de raideur dans la direction de sollicitation à une déformation donnée, par rapport à la raideur initiale.

Renfort	$E$ (MPa)	$\nu$	$\epsilon_{\text{knee-point}}$ (%)	$\sigma_{\text{rupt}}$ (MPa)	$\epsilon_{\text{rupt}}$ (%)
Chaîne	21500	0.15	0.8	384	2.13
Trame	20600	0.15	0.6	281	1.90

Tableau III.2 – Caractéristiques mécaniques du matériau dans l'axe des renforts [Bizeul, 2009].

### III.2.1.3 Étude du scénario d'endommagement

#### III.2.1.3.1 Caractérisation de l'endommagement à l'échelle microscopique

Afin de déterminer le processus d'endommagement et la nature des dommages à l'échelle micro et mésoscopique, des essais de traction quasi statiques ont été effectués sur des éprouvettes  $[0^\circ]_2$ . La géométrie des éprouvettes testées est présentée Figure III.5a. L'étude est réalisée à température ambiante sur une machine de traction électromécanique de capacité 10 kN (INSTRON 10 kN) à une vitesse constante de  $0.5 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$ . Un extensomètre est collé sur une des faces de l'éprouvette afin d'estimer la déformation longitudinale. Chaque essai est interrompu à un niveau de déformation différent (Figure III.5b), puis des échantillons sont prélevés (Figure III.5a) sur chacune des éprouvettes. Une fois polis et métallisés, ces échantillons sont inspectés au Microscope à Balayage Électronique (MEB). Les micrographies obtenues pour les 4 niveaux de déformation considérés sont présentées Figure III.6. Les clichés micrographiques notés de A à D (Figure III.6) représentent les

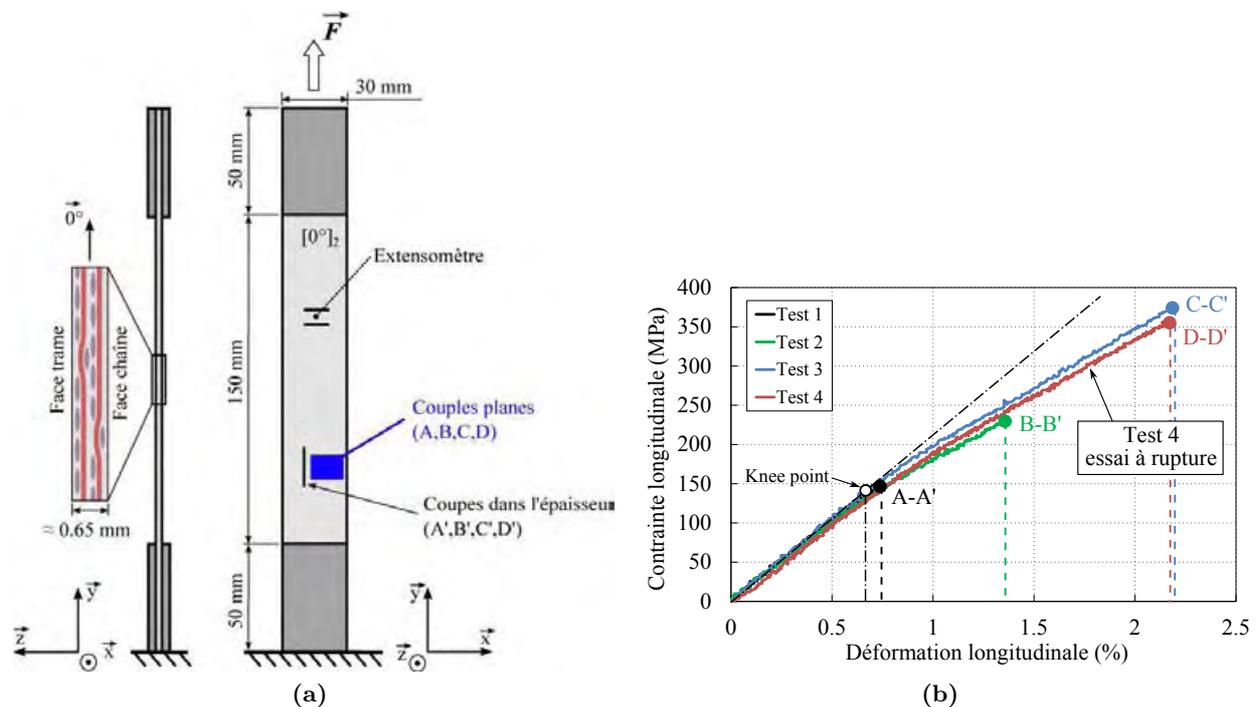
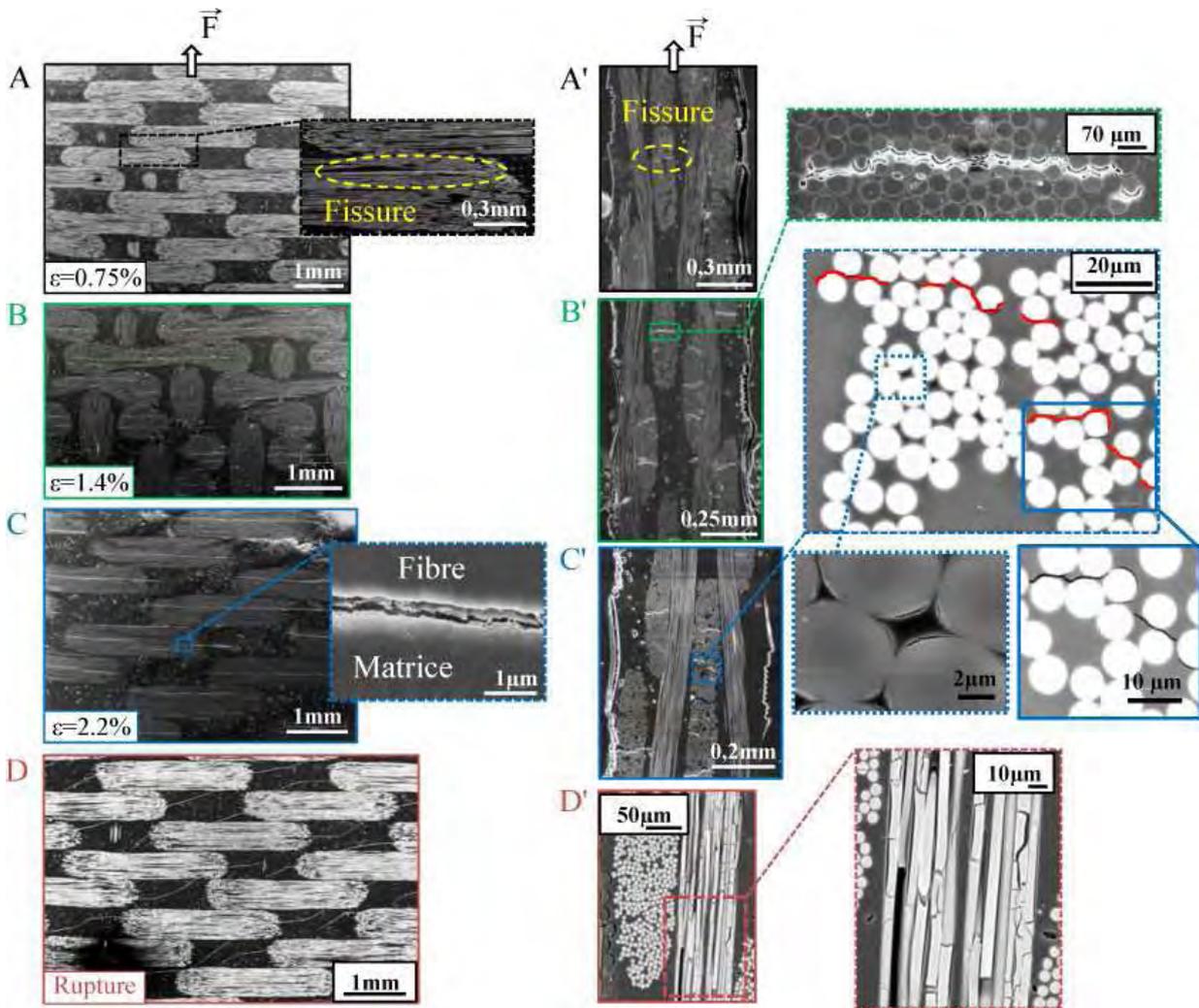


Figure III.5 – (a) Géométrie des éprouvettes de traction et localisation des zones observées au MEB. (b) Courbes contrainte/déformation associées aux différents essais.

coupes planes (plan d'observation  $(\vec{x}, \vec{y})$ , voir Figure III.5a) sur lesquelles les mèches transverses à la direction de sollicitation sont majoritaires (face trame) et les clichés de A' à D' sont les coupes réalisées dans l'épaisseur (plan d'observation  $(\vec{y}, \vec{z})$ , voir Figure III.5a). Comme observé dans la littérature [Osada *et al.*, 2003], l'apparition de la fissuration dans les mèches transverses survient autour du « knee point » (cliché A-A'). Avec l'augmentation de la déformation, les fissurations s'accumulent dans les mèches transverses qui peuvent compter jusqu'à 3 fissures par toron (clichés :



**Figure III.6** – Clichés MEB obtenus pour les différents niveaux de déformation considérés (se référer Figure III.5b), de A à D les coupes planes de normales  $\vec{z}$  (Figure III.5a) de la face trame et de A' à D' les coupes dans l'épaisseur de normales  $\vec{x}$ .

C-C', B-B'). Ces ruptures intralaminaires résultent de la coalescence des multiples décohésions fibre/matrice et s'étendent dès leurs apparitions sur toute l'épaisseur du toron (peu de fissures traversant partiellement les mèches ont été observées). Celles-ci se propagent préférentiellement dans les zones pauvres en résine en suivant les interfaces fibre/matrice (clichés B', C-C'). Les coupes planes montrent que les premières fissures transverses s'étendent sur une longueur limitée ( $\approx 0.8$  mm sur la coupe A), puis se propagent sous l'accroissement du chargement sur une longueur quasi équivalente à la distance entre deux points de tissage (coupes C, B et D). Rappelons toutefois que l'ondulation des mèches ne permet pas de suivre son plan médian au niveau des points de tissage, et qu'il est donc possible que les microfissures se poursuivent jusqu'aux points de tissage. La coalescence des fissurations transverses de part et d'autre des points de tissage engendre alors la séparation des directions de renfort et décharge totalement les mèches de trame. Les micrographies post-mortems D et D' révèlent la présence de multiples ruptures de fibres, parfois à l'intérieur d'une même fibre, ainsi que la coalescence des fissurations transverses d'une mèche à l'autre suivant un angle d'environ  $20^\circ$  par rapport à l'horizontale. Cette direction de propagation semble correspondre à la direction d'alignement privilégiée des points de tissage ( $\approx 18.4^\circ$ ) illustrée en Figure III.1. Ces deux phénomènes ne sont toutefois pas observés sur les clichés C-C' obtenus juste avant rupture. La propagation d'une onde de choc élastique résultant de la rupture brutale de l'éprouvette pourrait

expliquer l'apparition de ces deux phénomènes. Comparativement aux scénarios observés dans la littérature aucun métadélaminage n'a été observé, même pour des déformations élevées ( $\epsilon = 2.4\%$ ). L'architecture particulière du satin de 8, engendrant une faible ondulation des mèches, semble annihiler l'apparition de ce mode d'endommagement. L'initiation de la fissuration ne s'opère pas nécessairement au niveau des points de tissage. La faible ondulation des mèches peut là encore expliquer ce comportement.

Finalement, le scénario d'endommagement observé peut être résumé par la séquence suivante :

1. Apparition des décohésions d'interface fibre/matrice provoquant par coalescence la propagation d'une fissure dans toute l'épaisseur du toron.
2. Accumulation et propagation des fissurations transverses dans les mèches de trame sur une longueur équivalente à la distance entre deux points de tissage ;
3. Rupture macroscopique du stratifié provoquée par la rupture des torons de chaîne suite à l'accumulation de multiples ruptures dans les fibres longitudinales.

### III.2.1.3.2 Analyse de l'endommagement par thermographie infrarouge

Afin d'obtenir des précisions sur le développement spatial et temporel de l'endommagement, une zone réduite de l'éprouvette  $[0^\circ]_2$ , définie Figure III.7a, est observée par caméra infrarouge au cours des essais de traction monotone. L'éprouvette est placée dans une « enceinte isolante » afin de limiter les perturbations thermiques extérieures (Figure III.7b). La résolution spatiale de la caméra thermique est fixée à 0.17 mm (grossissement maximal) ce qui permet d'observer en pleine résolution une zone d'environ  $54 \times 43 \text{ mm}^2$  avec une résolution d'environ 3 pixels par largeur de mèche. Comme énoncé précédemment, les images thermiques sont enregistrées à une fréquence de 50 Hz. Les essais de traction sont effectués à température ambiante, à une vitesse constante de  $20 \text{ mm}\cdot\text{min}^{-1}$  afin de limiter la taille des séquences d'images thermiques enregistrées. Une comparai-

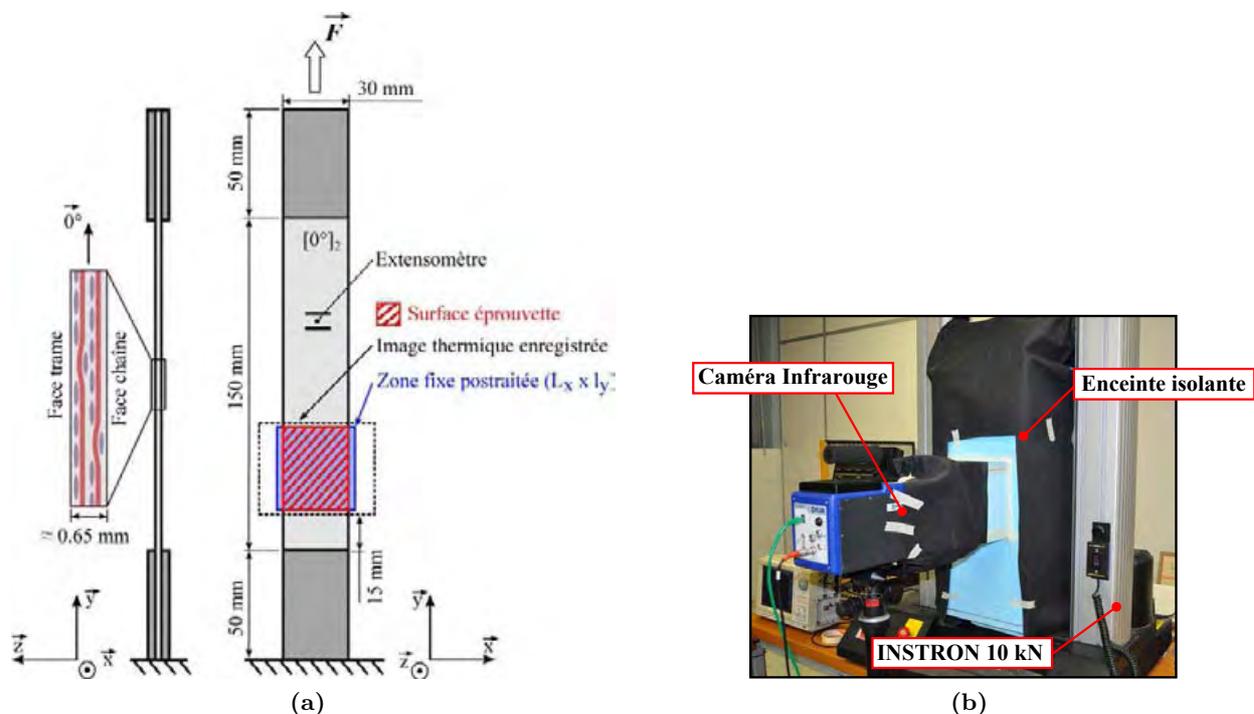


Figure III.7 – (a) Géométrie de l'éprouvette de traction et (b) montage expérimental.

son avec des essais effectués à une vitesse plus faible a été réalisée afin de s'assurer qu'aucun effet

dynamique lié au comportement viscoélastique de la résine n'apparaissait<sup>3</sup>. Seule une zone réduite, matérialisée par la zone bleue sur la Figure III.7a, est considérée pour le post-traitement des images thermiques. Cette zone est située à environ 15 mm du mors fixe afin de limiter les déplacements des points matériels observés<sup>4</sup>. Par ailleurs, compte tenu des faibles déformations mises en jeu, la variation de volume due à la déformation sera négligée et la surface observée sera considérée comme invariante au cours de l'essai  $S(t) \approx S(t = 0) = S_0$ .

La variation de température  $\bar{\theta}$  est ensuite estimée en chaque pixel comme la température mesurée à l'instant considéré  $\bar{T}(x, y, t)$  soustraite de la température moyennée sur les dix premières images enregistrées juste avant le début de l'essai  $\bar{T}_0(x, y)$  (éprouvette à l'équilibre thermique). Les sources de chaleur en chaque pixel  $\bar{p}'_{ch}$  sont alors calculées à partir de la méthode de traitement d'images décrite dans le chapitre précédent avec une taille de fenêtre  $N_x \times N_y = 5 \times 5$  pixels<sup>2</sup>. Les paramètres employés pour le calcul des sources sont synthétisés dans le Tableau III.3.

Paramètres liés au matériau	
Conductivité thermique longitudinale et transversale, $k_{xx} = k_{yy}$	0.55 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Conductivité thermique dans la direction de l'épaisseur, $k_{zz}$	0.35 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Chaleur spécifique, $C$	882 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Masse volumique, $\rho$	1730 kg.m <sup>-3</sup>
Coefficient d'échange thermique par convection, $h_{\Omega/air}$	8.15 W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>

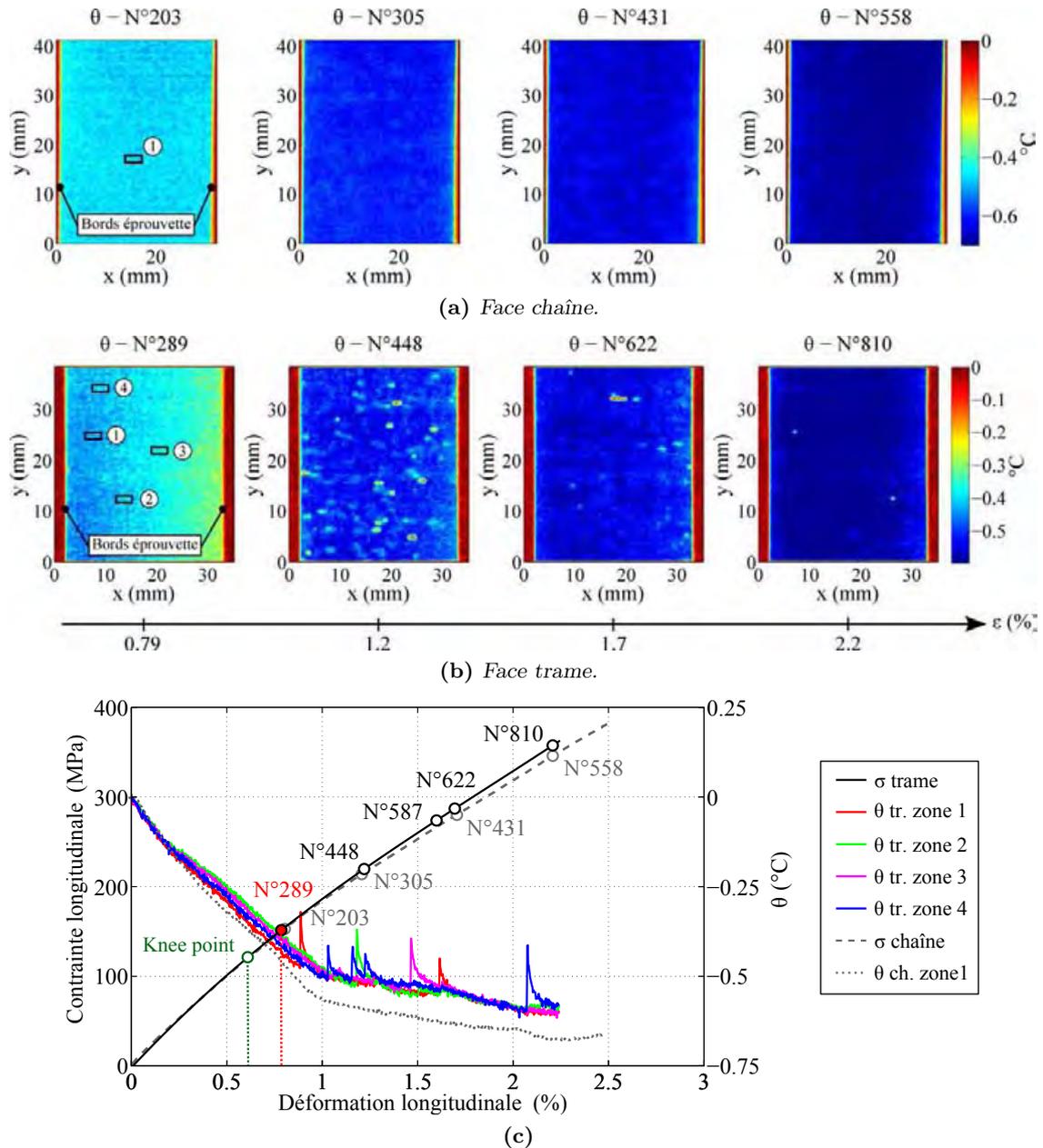
**Tableau III.3** – Paramètres considérés pour le pli de tissu verre/époxyde étudié [Bigaud et al., 2001 ; Emery et al., 2008].

La Figure III.8a présente le champ de variation de température observé sur la face chaîne (face majoritairement composée de mèches alignées avec la direction de sollicitation) à différents niveaux de déformation. L'évolution de la variation de température face trame (face majoritairement composée de mèches transverses à la direction de sollicitation), obtenue lors d'un essai distinct sur une éprouvette issue de la même plaque, est présentée pour des niveaux de déformation identiques à ceux de la face chaîne sur la Figure III.8b. Les courbes contrainte/déformation correspondantes aux deux essais sont reportées en Figure III.8c. Dès le début de l'essai, un refroidissement thermoélastique homogène est observé sur les deux faces de l'éprouvette. Il est toutefois plus accentué sur la face chaîne, et légèrement dissymétrique sur la face trame (Figure III.8b) où la partie gauche de l'éprouvette demeure plus froide que la partie droite au même niveau de déformation. Cet effet thermoélastique dissymétrique est certainement lié à un mauvais alignement de l'éprouvette entre les mors. Par ailleurs, l'apparition d'un léger gradient de température horizontal sur les 2 ou 3 pixels les plus proches des côtés de l'éprouvette témoigne des effets de bords dus à la convection naturelle sur la tranche de l'éprouvette<sup>5</sup>. À partir d'une déformation de 0.79 %, située peu après le « knee point » ( $\epsilon_{knee-point} \approx 0.6$  %), plusieurs élévations de température brutales et très localisées sont observées sur la face trame. Ces élévations de température sont relevées sur l'ensemble de la surface observée et leur nombre augmente avec l'accroissement du chargement jusqu'à un certain palier où leur accumulation ralentit. En revanche aucune élévation de température localisée n'est détectée sur la face chaîne.

3. Pour les résines époxyde, les effets viscoélastiques sont principalement observés en cisaillement [Couégnat, 2008 ; Bizeul, 2009].

4. Le matériau et les talons de l'éprouvette étant peu conducteurs, aucune perturbation thermique due à la proximité des mors n'est observée.

5. L'opération d'approximation de la température, effectuée lors de l'étape de filtrage, doit certainement contribuer à l'étalement spatial du gradient de température sur les bords.



**Figure III.8** – (a) Champs de variation de température face chaîne et (b) face trame pour différents niveaux de déformation (Figure III.8c). (c) Comparaison de l'évolution de la variation de la température moyenne calculée sur la zone 1 face chaîne et sur les 4 zones de la face trame.

La Figure III.8c montre l'évolution, en fonction de la déformation, de la variation de température face trame moyennée sur 4 zones distinctes de largeur égale à la largeur d'un toron (zones notées 1 à 4 sur la Figure III.8b). Sur l'évolution temporelle de ces signaux, la décroissance linéaire de la température due à l'effet thermoélastique peut être observée jusqu'à une déformation d'environ 0.9-1.0 %. Au delà, une ou plusieurs élévations brutales de température sont observées avec l'évolution de la déformation en fonction de la zone considérée. Dès l'observation des premières élévations de température localisées, l'accroissement du chargement s'accompagne d'une atténuation de la pente de refroidissement. Cette atténuation est attribuée à la diminution de la rigidité locale suite à la fissuration des mèches. À partir d'une déformation de 1.5%, une légère accentuation de la pente de refroidissement peut être observée. Cette tendance pourrait être liée à une ré-augmentation de la rigidité engendrée par le dépliement des mèches longitudinales (Figure III.8c). Sur le même graphique, l'évolution de la variation de température moyenne de la face chaîne est superposée.

Elle est calculée sur la zone 1 représentée sur Figure III.8a, dont les dimensions sont identiques aux 4 zones précédentes définies Figure III.8b. La comparaison illustre que le refroidissement thermoélastique est plus accentué sur la face trame que sur la face chaîne. Néanmoins, ces résultats sont issus de deux essais différents et la disparité observée sur l'évolution thermoélastique semble principalement liée à un problème de reproductibilité expérimentale. Des résultats contraires ont en effet été obtenus sur d'autres éprouvettes.

La Figure III.9 présente une comparaison à l'échelle du motif de tissage entre les champs de variation de température, les champs de source de chaleur et un cliché micrographique obtenu lors des essais précédents. La longueur des éruptions de température observées correspond en moyenne à celle des fissures transverses relevées sur les micrographies (de l'ordre du mm). Les élévations de température localisées sont donc indéniablement provoquées par l'initiation ou la propagation de la fissuration des mèches transverses. Le matériau étant peu conducteur, la dimension des sources de chaleur correspondantes (Figure III.9d) est quasi équivalente à celle des motifs thermiques observés. Le décalage temporel entre la température et les sources de chaleur d'une image est quant à lui un artefact numérique résultant de la méthode utilisée pour évaluer la dérivée temporelle de la température (étalement temporel de la source de chaleur). Celui-ci pourrait être en réalité bien plus faible. Les champs de source de chaleur, caractérisant la puissance mécanique irréversible dissipée en chaleur, démontrent que la propagation d'une fissure dans les mèches transverses engendre un endommagement « diffus » (décohésion fibre/matrice, micro fissuration matricielle, ...) sur toute la largeur du toron, voir Figure III.9d.

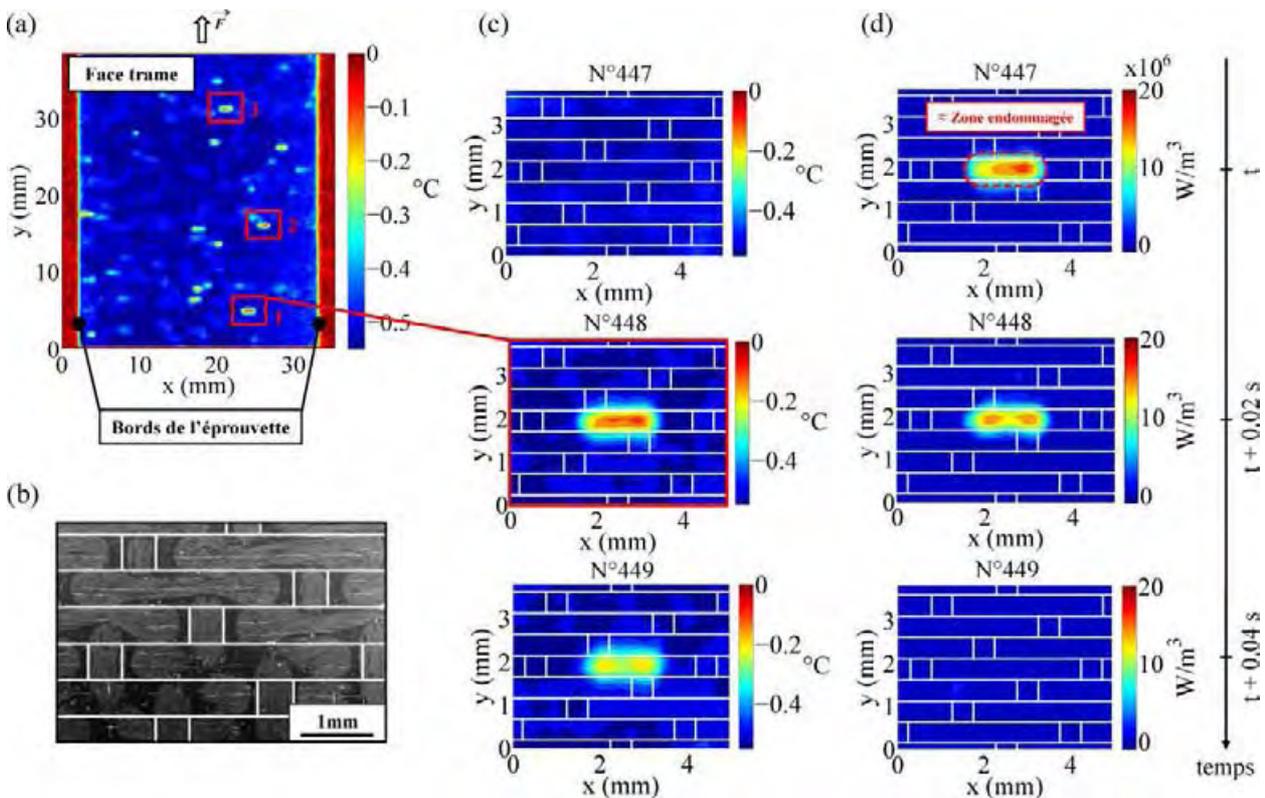
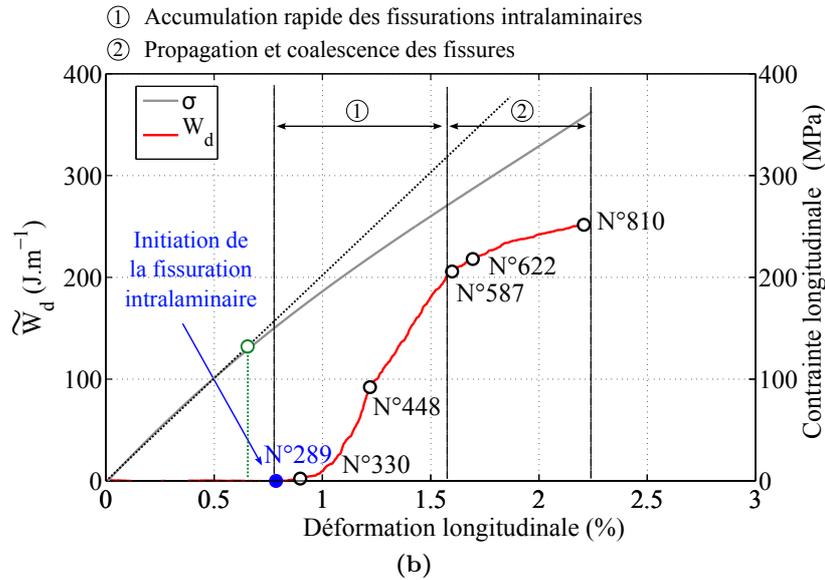
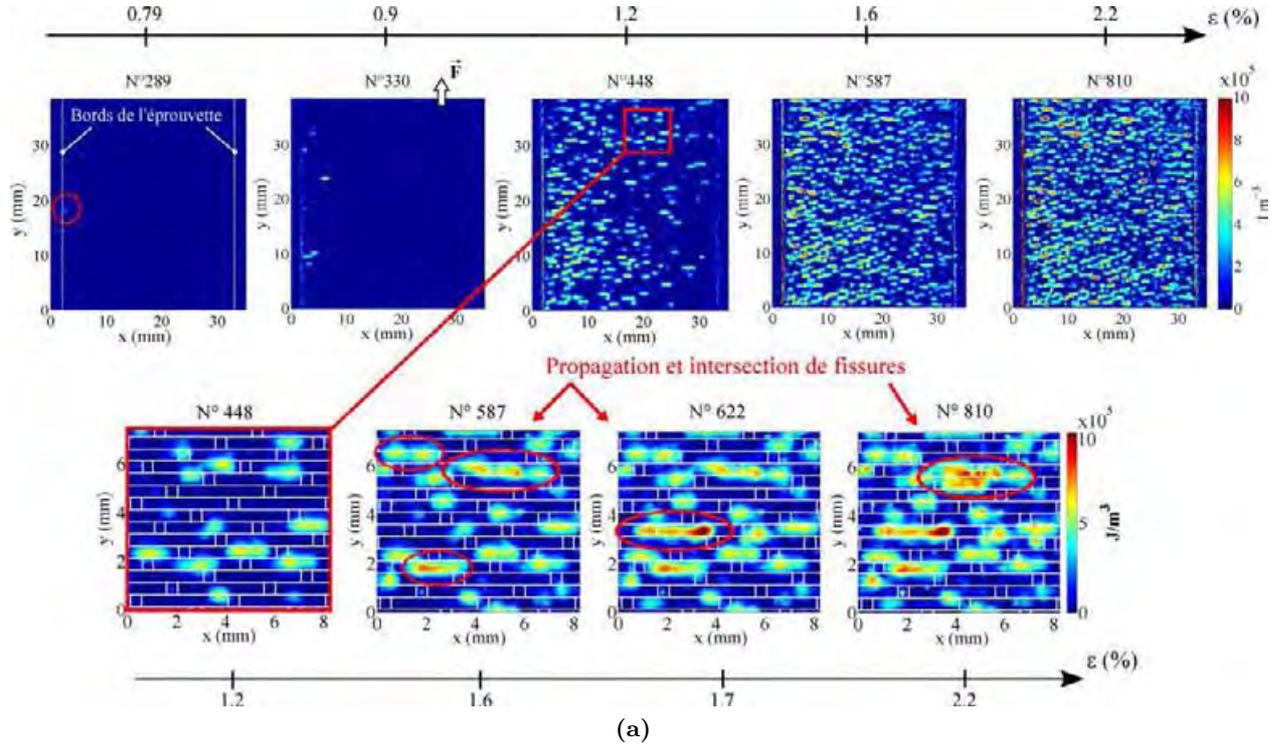


Figure III.9 – (a) Champs de variation de température face trame pour  $\epsilon = 1.2\%$ , (b) micrographie de la face trame pour  $\epsilon = 1.4\%$ , (c) champs de variation de température face trame à l'échelle du motif de tissage et (d) champs de source de chaleur correspondant.

Des cartographies d'endommagement sont ensuite obtenues par cumul temporel des sources de chaleur positives en chaque pixel ( $w_d$ <sup>6</sup>) obtenues face frame, voir Figure III.10a.



**Figure III.10** – (a) Champs de source de chaleur cumulés temporellement  $w_d$  ( $J.m^{-3}$ ) (b); Évolution de l'énergie dissipée par unité d'épaisseur cumulée sur la surface de l'éprouvette  $\widetilde{W}_d$  ( $J.m^{-1}$ ).

L'énergie dissipée par unité d'épaisseur correspondante est également tracée afin d'obtenir l'évolution de l'accumulation de l'endommagement dans les mèches transverses en fonction de la déformation ( $\widetilde{W}_d$ , Figure III.10b). Ces quantités sont respectivement évaluées à partir des équations suivantes :

$$w_d = \sum_{k=1}^N \overline{p}_{ch}^+(i, j, k) \times \Delta t \quad \text{et} \quad \widetilde{W}_d = \sum_{i=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{l_y} \sum_{k=1}^N \overline{p}_{ch}^+(i, j, k) \times \Delta x \times \Delta y \times \Delta t \quad (\text{III.1})$$

6.  $w_d$  peut être caractérisé comme la densité d'énergie volumique associée à chaque pixel.

où  $\overline{p}_{ch}^+$  représente les sources de chaleur positives et supérieures au seuil de détection estimé précédemment ( $\approx 0.8 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$ , voir partie II.5.3.2).  $N$  désigne le numéro de l'image à l'instant considéré. La Figure III.10a confirme que les premières fissurations transverses apparaissent peu après le « knee point » au voisinage du bord gauche de l'éprouvette ( $\epsilon \approx 0.79 \%$ ), à cause du léger désalignement de l'éprouvette dans les mors. La détection de ces fissurations peu après le « knee point » indique le développement d'un endommagement préalable à l'initiation de la fissuration. Selon [Daggumati *et al.*, 2010] l'endommagement se développe initialement à l'échelle microscopique sous la forme de décohésions fibre/matrice. Pour le matériau étudié, ces décohésions sont présentes sur certaines interfaces après le processus de polymérisation (Figure III.11). Elles se développent ensuite sous l'accroissement du chargement et engendrent une baisse de rigidité caractérisée par le knee point sur la courbe contrainte/déformation.

Peu après le knee-point, les fissurations transverses se développent et s'accumulent sur toute la surface de l'éprouvette avec l'augmentation de la déformation, aussi bien dans les mèches intactes que dans celles déjà fissurées (Figure III.10a). L'évolution de la dissipation cumulée  $\widetilde{W}_d$ , tracée Figure III.10b, traduit une accumulation rapide (densification) des fissurations transverses face trame. Un ralentissement de cette densification de l'endommagement, correspondant à une saturation de la densité de fissures, est ensuite observé à partir de 1.6 % de déformation. Ces observations sont en concordance avec l'évolution de la densité de fissures relevée par [Duplessis Kergomard *et al.*, 2010] présentée Figure III.3a. Si jusqu'à  $\epsilon \approx 1.6\%$  il était plutôt relevé la création de nouvelles fissures, les images à l'échelle du motif de tissage N° 587, 622 et 810 (Figure III.10a) démontrent qu'au-delà de ce niveau de déformation, l'endommagement résulte plus de la propagation et de l'intersection de fissures existantes que de la création de nouvelles fissures. Enfin, l'image N° 810 illustre la fissuration de la quasi totalité des torons transverses juste avant la rupture finale de l'éprouvette engendrée par la rupture des fibres longitudinales. Ces dernières n'ont d'ailleurs pas pu être observées sur la face chaîne certainement car elles engendrent quasi instantanément la rupture globale de l'éprouvette.



Figure III.11 – Décohésions des interfaces fibre/matrice observées après le processus de polymérisation sur une éprouvette  $[0^\circ]_2$ .

### III.2.1.3.3 Bilan

Combiné aux vues microscopiques, l'étude des champs de source de chaleur a permis d'apporter plusieurs indications sur le développement de l'endommagement du tissu considéré. Le comportement macroscopique est linéaire élastique jusqu'au « knee point » où le développement des décohésions fibre/matrice engendre une baisse de la rigidité globale de l'éprouvette. Peu après, des fissures apparaissent et s'accumulent peu à peu dans les mèches transverses sur toute la surface de l'éprouvette jusqu'à environ 1.6 % de déformation. Au-delà, peu de nouvelles fissures se créent et l'endommagement est essentiellement dû à la propagation des fissures existantes. Ces microfissures ne s'initient pas forcément dans les zones d'ondulation et n'engendrent pas de métadélamination. Elles traversent la mèche dans l'intégralité de son épaisseur et se propagent progressivement dans le sens longitudinal en suivant les interfaces fibre/matrice sur une longueur quasi équivalente à la distance entre deux points de tissage. Notons ici que l'ondulation des mèches transverses complexifie l'estimation de la longueur réellement fissurée, que ce soit à partir des coupes planes ou

à partir des mesures surfaciques de température. Nous avons également pu constater à partir des champs de source de chaleur qu'un endommagement diffus accompagne cette fissuration sur toute la largeur de la mèche. Les observations microscopiques démontrent que cet endommagement se manifeste principalement sous la forme de décohésions fibre/matrice, engendrant éventuellement un frottement sur le lieu de cette décohésion. L'apparition de faibles déformations inélastiques à l'échelle macroscopique observées par [Bizeul, 2009] résulte certainement de la présence de débris aux interfaces fibre/matrice endommagées plutôt que d'une déformation inélastique de la matrice.

Enfin, l'étude des champs thermiques relatifs aux deux faces de l'éprouvette révèle la forte hétérogénéité du champ de température dans l'épaisseur lors de l'apparition de l'endommagement. L'hypothèse d'une distribution homogène des champs de température et de sources dans l'épaisseur ne s'avère pas acceptable et le problème thermique 3D doit être considéré pour une analyse qui se veut quantitative.

#### III.2.1.4 Évaluation du taux de restitution d'énergie associé à la fissuration intralaminaires d'un toron

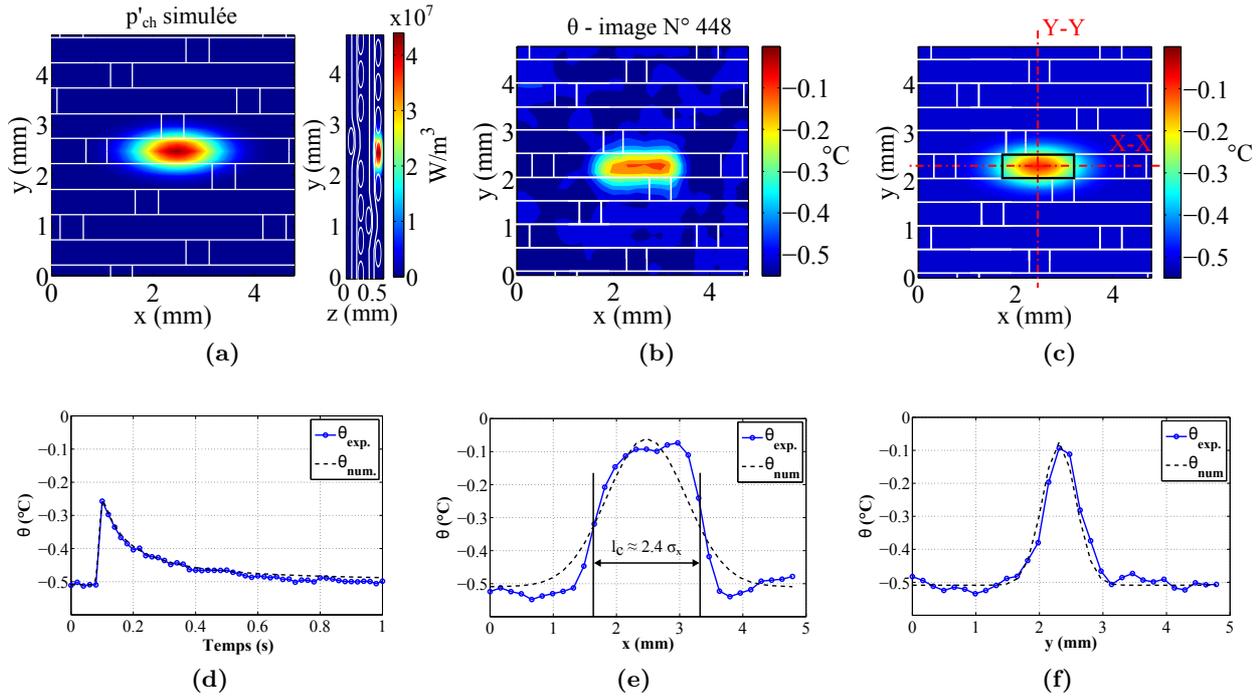
Bien que les éprouvettes étudiées soient relativement minces ( $e \approx 0.65$  mm), la faible diffusivité transversale du matériau devant l'intensité et la distribution des sources de chaleur nous amène à considérer le problème thermique inverse 3D pour obtenir une information quantitative sur l'énergie dissipée par le phénomène de microfissuration. Les résultats expérimentaux précédents ont en effet mis en évidence l'évolution fortement hétérogène du champ de température dans l'épaisseur. Or, comme nous l'avons évoqué, résoudre le problème thermique inverse 3D à partir de mesures discrètes des variations de température est impossible sans informations additionnelles sur la distribution des sources de chaleur. Cependant, les informations récoltées au travers des vues microscopiques et des champs thermiques expérimentaux renseignent en partie sur la forme à donner aux sources de chaleur associées au processus de fissuration intralaminaires d'un toron. À partir des constatations précédentes les hypothèses suivantes sont adoptées pour définir la distribution de ces sources de chaleur :

- lorsqu'une fissure se propage dans un toron, la totalité de son épaisseur est fissurée. La profondeur de la source de chaleur accompagnant cet endommagement est donc supposée égale à l'épaisseur d'un toron, soit 0.1 mm, et sa distribution est considérée homogène dans l'épaisseur de la mèche.
- Les évolutions spatiotemporelles des variations de température observées (Figure III.8 et Figure III.9) nous amènent à postuler une distribution spatiale Gaussienne de la source de chaleur associée à une évolution temporelle brutale.

Considérant ces hypothèses, l'expression analytique suivante est proposée pour modéliser la source de chaleur associée à la fissuration intralaminaires d'un toron :

$$p'_{th}(x, y, z, t) = p_{max} \cdot e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\cdot\sigma_y^2}\right)} \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\cdot\sigma_t^2}} \cdot [H(z - z_0) - H(z - z_1)] \quad (\text{III.2})$$

Les ensembles de paramètres  $(x_0, y_0, t_0)$  et  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_t)$  définissent respectivement la position et la distribution spatiotemporelle de la source de chaleur.  $p_{max}$  contrôle l'amplitude maximale de la source et  $H(z - z_0) - H(z - z_1)$  est une fonction rectangulaire, construite avec deux fonctions de Heaviside  $H$ , définissant la distribution homogène et la position de la source de chaleur dans l'épaisseur.  $z_0$  et  $z_1$  sont choisis de manière que la hauteur de la fonction rectangulaire corresponde à l'épaisseur d'un toron. La Figure III.12a illustre la distribution spatiale de la source de chaleur obtenue.



**Figure III.12** – Distribution spatiale à l'échelle du motif de tissage : (a) de la source de chaleur simulée ; (b) du champ de température expérimental ; (c) du champ de température numérique. Comparaison numérique/expérimental de l'évolution : (d) de la température moyennée sur zone rectangulaire définie Figure III.12c et de la température le long des profils (e) X-X et (f) Y-Y au pic de température.

Le problème thermique est alors résolu par la méthode des différences finies implémentée dans le logiciel *Matlab*. L'éprouvette  $[0^\circ]_2$  est modélisée comme un milieu homogène orthotrope. Les paramètres utilisés correspondent aux paramètres homogénéisés du pli, répertoriés dans le Tableau III.3. Les paramètres de discrétisation spatiale dans le plan sont similaires à la résolution de la caméra :  $\Delta x = \Delta y = 0.17$  mm. Une discrétisation plus fine est utilisée dans l'épaisseur,  $\Delta z = 0.05$  mm, afin d'évaluer avec suffisamment de précision les gradients thermiques. Un pas de temps de  $\Delta t = 0.001$  s est choisi de façon à satisfaire la condition de convergence. L'évaluation des sources théoriques associées à la fissuration des mèches est réalisée pour les élévations de température situées à l'intérieur des 3 zones identifiées (Figure III.9a). Les paramètres de positionnement  $(x_0, y_0, t_0)$  sont fixés de façon à faire correspondre la position spatiotemporelle du pic de température expérimental avec celle du pic de température numérique. Les paramètres caractérisant la distribution de la source  $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_t)$  et son intensité  $(p_{max})$  sont déterminés par dichotomie jusqu'à obtenir une corrélation satisfaisante entre le champ des variations de température expérimental et numérique. Pour chaque cas, la distribution spatiale des champs de température expérimental et numérique est comparée au pic de température suivant les profils X-X et Y-Y définis sur la Figure III.12c. Les résultats pour une zone sont respectivement présentés Figure III.12e et Figure III.12f. Les paramètres caractérisant la distribution spatiale de la température  $(\sigma_x, \sigma_y)$  sont alors déterminés. Le couple de paramètres  $(\sigma_t, p_{max})$  est ensuite ajusté à partir de la comparaison entre l'évolution temporelle expérimentale et numérique de la température (Figure III.12d) moyennée sur la zone rectangulaire définie sur la Figure III.12c. Les valeurs des paramètres obtenus dans les 3 mèches considérées sont synthétisées dans le Tableau III.4.

Une fois les paramètres de la source de chaleur déterminés, une approximation de l'énergie dissipée en chaleur est obtenue à partir de l'intégration du champ source en temps et en espace<sup>7</sup>. Une estimation du taux de restitution d'énergie associé à la fissuration intralaminare peut être ensuite

7. L'intégration de la fonction est réalisée à l'aide du module de calcul symbolique de *Matlab*.

Zone	$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)	$\sigma_t$ (s)	$p_{max}$ (W.m <sup>-3</sup> )	$l_c$ (mm)	$e_c$ (mm)	$G_{\beta=0.9}$ (kJ.m <sup>-2</sup> )
1	0.62	0.25	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^7$	1.49	0.1	0.56
2	0.62	0.25	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^7$	1.32	0.1	0.62
3	0.5	0.21	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^7$	0.99	0.1	0.57

Tableau III.4 – Valeurs des paramètres de la source théorique pour les 3 zones considérées Figure III.9a.

obtenue à partir de l'Équation (III.3) (établie Sous-section II.2.5), moyennant la connaissance de la surface fissurée et de la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur  $\beta$  :

$$G = \frac{1}{\beta dA} \cdot \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{\Omega_{fiss}} p'_{ch} dV \right] dt = \frac{W_d}{\beta dA} \quad (III.3)$$

Dans le cas de la fissuration matricielle d'un composite à matrice fragile, l'énergie irrécupérable résulte essentiellement de l'apparition des phénomènes de frottement au niveau des interfaces fissurées induisant un champ de contraintes résiduelles. Cependant, à partir du dispositif expérimental mis en place, il est impossible de mesurer localement la variation d'énergie mécanique impliquée par la fissuration intralaminare. En première approximation nous supposons que l'énergie dissipée en chaleur par le phénomène de fissuration intralaminare - phénomène de rupture *a priori* fragile - est comprise entre 90% et 100% ( $0.9 \leq \beta \leq 1.0$ ) de l'énergie mécanique irréversible mise en jeu. Les résultats présentés dans la suite de l'étude (Sous-section III.3.3) justifieront cette hypothèse. Pour connaître le taux de restitution d'énergie critique il ne reste plus qu'à identifier la surface fissurée associée à chaque source de chaleur. Compte tenu des observations précédentes, la surface fissurée est supposée plane et rectangulaire<sup>8</sup>. Ses dimensions sont alors identifiées en combinant les champs de source de chaleur cumulés (Figure III.13a) et les vues microscopiques (Figure III.13b). Quelle que soit la fissure considérée, sa hauteur est confondue avec la hauteur du toron (0.1 mm) et sa longueur est en moyenne environ égale à  $2.2 \times \sigma_x$  (écart type spatial suivant  $x$  de la source de chaleur).

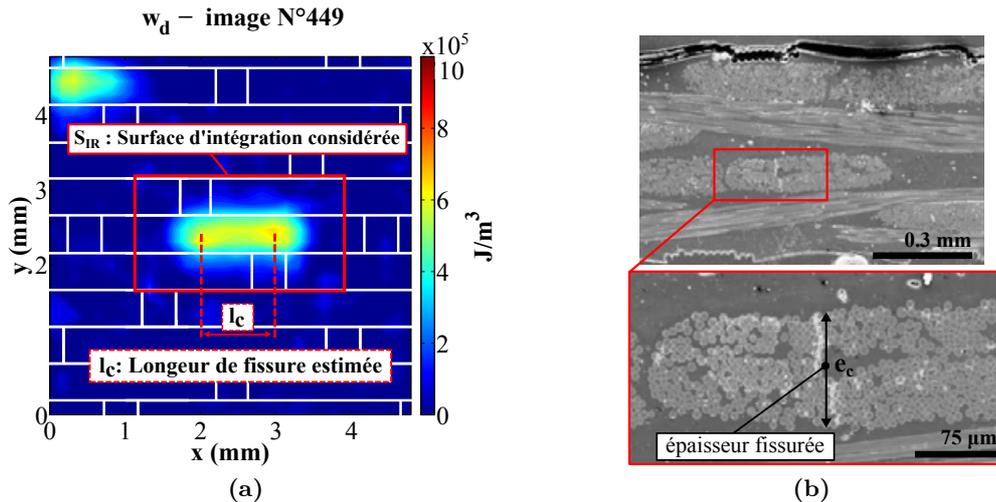
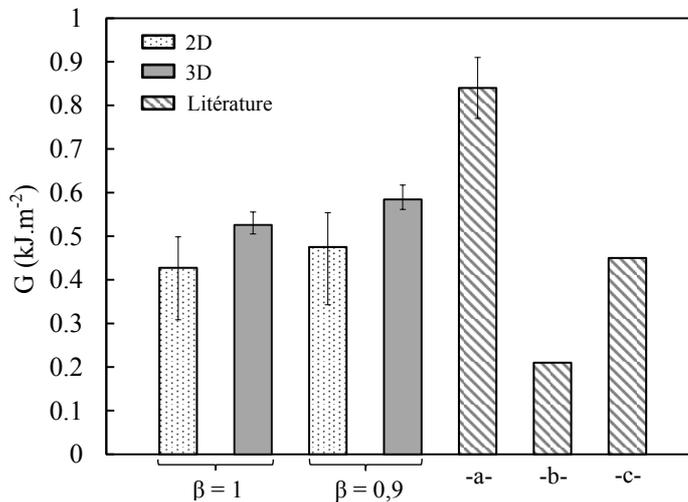


Figure III.13 – (a) Schématisation de la surface d'intégration utilisée pour le calcul de l'intégrale de surface; (b) approximation de l'épaisseur fissurée.

8. Cette hypothèse conduit *a priori* à une légère sous-estimation de la longueur fissurée et donc à une sur-estimation du taux de restitution d'énergie.

Les taux de restitution d'énergie ainsi obtenus pour les trois zones étudiées sont donnés dans le Tableau III.4 pour  $\beta = 0.9$ . La valeur moyenne obtenue avec cette approche dite 3D est comparée Figure III.14 avec le taux de restitution d'énergie moyen obtenu avec l'approche bidimensionnelle, pour laquelle le calcul de  $W_d$  s'appuie sur le champ de source estimé à partir de la variation de température surfacique. La valeur moyenne du  $G$  obtenue avec l'approche 2D est calculée pour 12 fissurations distinctes relevées sur deux essais différents. Pour les deux méthodes, les résultats sont présentés pour deux valeurs de  $\beta$  : 0.9 et 1.0. Ils démontrent que l'approche 2D sous-estime d'environ 18 % le taux de restitution d'énergie critique par rapport à l'approche 3D. Même si à la vue de la dispersion des résultats obtenus avec les deux méthodes, l'approche 2D peut être considérée quantitative pour une fissuration qui se développe en surface dans un matériau faiblement conducteur. À titre indicatif, certaines valeurs de  $G$  relevées dans la littérature sont également reportées sur le graphique Figure III.14. Il s'agit des taux de restitution d'énergie en mode I associés à de la fissuration interlaminaire (-a- : tissu verre/époxyde) et intralaminaire (-b- et -c- : UD carbone/époxyde) de matériaux composites à matrice époxyde. Les propriétés des matériaux et les chemins de fissuration étant différents les résultats sont difficilement comparables. Néanmoins, nous pouvons observer que l'ordre de grandeur obtenu reste similaire à ceux répertoriés dans la littérature.



**Figure III.14** – Comparaison du taux de restitution d'énergie moyen calculé avec l'approche 2D et l'approche 3D avec quelques résultats de la littérature : -a-  $G$  interlaminaire satin de 8 verre/époxyde [Alif et al., 1998]; -b-  $G$  intralaminaire UD carbone/époxyde (T300/913) [Pinho et al., 2009]; -c-  $G$  intralaminaire UD carbone/époxyde (913) [Truss et al., 1997].

### III.2.1.5 Conclusion

Les différents résultats expérimentaux présentés dans cette partie ont permis d'identifier avec précision l'évolution de l'endommagement du tissu composite étudié sollicité dans l'axe des renforts. Le scénario observé apparaît être en accord avec ceux des matériaux similaires présentés dans la littérature, même si certaines spécificités comme l'absence de métadélamination ou la non-initiation des fissurations aux points de tissage semblent propres à l'architecture du tissu étudié.

La procédure expérimentale proposée, s'appuyant sur l'estimation des champs de source de chaleur, a permis d'établir des cartographies d'endommagement et de caractériser l'évolution de l'énergie dissipée par le processus de fissuration matricielle intralaminaire. Des précisions complémentaires sur la cinétique de l'endommagement de notre tissu ont ainsi pu être obtenues. Deux approches ont ensuite été utilisées, une 2D et l'autre 3D, afin d'estimer le taux de restitution d'énergie associé à la rupture intralaminaire d'un toron. Le faible écart constaté entre ces deux approches,

démontre que l'approche 2D permet une estimation quantitative du taux de restitution d'énergie même dans le cas d'une distribution thermique hétérogène dans l'épaisseur, à condition toutefois que la fissuration soit localisée en surface et que la conductivité du matériau dans l'épaisseur reste faible. Dans le cas contraire, la méthode s'appuyant sur la résolution du problème thermique 3D doit être utilisée pour une caractérisation quantitative. Enfin, quelle que soit l'approche utilisée, la méthode mise en place constitue une alternative intéressante pour la mesure locale du taux de restitution d'énergie critique par rapport aux méthodes classiques (compliance, méthode des aires) qui restent inutilisables dans les cas où la variation de raideur due aux phénomènes de fissuration reste faible. Une estimation précise du taux de restitution d'énergie ne peut cependant pas être obtenue sans la connaissance du facteur  $\beta$ . Les essais présentés ci-après ont en partie pour objectif d'apporter des précisions sur ce paramètre.

### III.2.2 Comportement et mécanismes d'endommagement en cisaillement

Nous nous intéressons ici à la caractérisation de l'endommagement en cisaillement du tissu verre/époxyde. Pour ce type de chargement, le comportement et les mécanismes de dégradation du pli sont majoritairement gouvernés par la résine. Le comportement macroscopique en cisaillement d'un pli orthotrope, unidirectionnel ou tissé, est généralement caractérisé dans le repère d'orthotropie par un essai de traction désorientée sur un drapage  $[\pm 45]_n$ . Bien qu'il ne s'agisse pas d'un essai de cisaillement pur<sup>9</sup>, sa simplicité de réalisation et de dépouillement en fait l'un des essais les plus répandus. Cet essai a été normalisé pour l'étude des composites à matrice polymère [ASTM International, 2001]. Cependant, l'état de contrainte ne correspondant pas à un cisaillement pur et l'endommagement résultant est donc impacté par les composantes de traction. Par ailleurs, ces composantes de traction dans la direction des fibres s'accroissent avec le phénomène de réorientation des fibres dans la direction de la charge, lorsque la déformation devient importante. Ce phénomène empêche en particulier la mesure d'une contrainte ou d'une déformation à rupture en cisaillement. Un nombre important d'essais de cisaillement plan ont également été employés pour caractériser le comportement des plis composites, [Lessard *et al.*, 1997] en ont par exemple dénombré plus de 30.

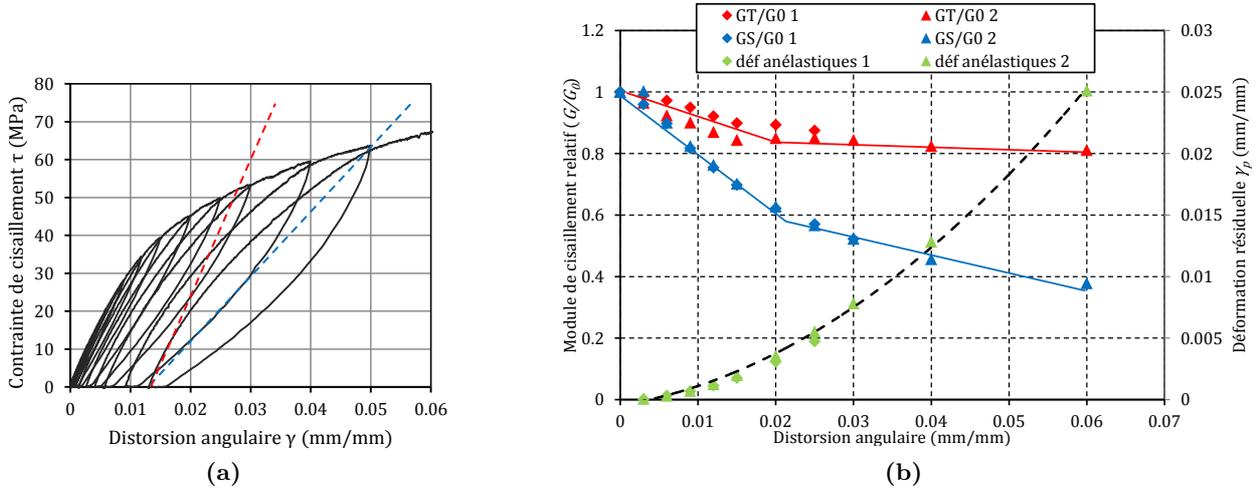
Le comportement macroscopique du tissu verre/époxyde a été précédemment étudié au laboratoire par [Bizeul, 2009] à partir d'essais de traction désorientée, et plus récemment par [Rouault, 2013] via un essai de cisaillement au rail. La réponse contrainte/déformation d'une éprouvette  $[0^\circ]_4$  pour un essai de cisaillement au rail est présentée en Figure III.15a. Le comportement en cisaillement - gouverné par la résine - est initialement linéaire puis suivi, à partir d'environ  $\gamma = 0.9\%$ , d'une phase non linéaire (« écrouissage » progressif) où des déformations inélastiques se développent [Rouault, 2013]. On peut également constater un effet d'hystérésis ainsi que la relaxation partielle des déformations inélastiques à contrainte nulle, traduisant le comportement viscoélastique typique d'une résine époxyde [Couégnat, 2008 ; De Greef *et al.*, 2011]. Enfin, la rupture est obtenue pour des déformations beaucoup plus importantes que lorsque la charge est alignée avec un axe de renfort. Les évolutions des déformations résiduelles et des modules tangentiel  $GT$  et sécant  $GS$  normés par rapport au module initial  $G_0$ , sont illustrées Figure III.15b pour deux éprouvettes différentes. Le module de cisaillement initial  $G_0$  est estimé à environ 3.54 GPa [Bizeul, 2009] (essai de traction désorientée) et 3.82 GPa [Rouault, 2013] (essai de cisaillement au rail). Ce dernier observe une diminution du module plus importante avec le critère de module sécant (jusqu'à 60%) qu'avec celui du module tangent (20%). La déformation inélastique présente de son côté une évolution quadratique en fonction de la déformation totale.

Afin d'apporter des précisions sur la nature et la cinétique de l'endommagement en cisaillement, des essais de traction désorientée sur drapages  $[\pm 45]_2$  sont étudiés ci-après à partir de mesures

---

9. Sous l'hypothèse d'une contrainte de traction homogène dans le repère structural, l'écriture du tenseur local des contraintes montre en effet qu'il existe des contraintes de traction dans les directions de renforts.

thermiques et de coupes micrographiques. Une comparaison avec un essai de cisaillement au rail est également présentée.



**Figure III.15** – (a) Réponse contrainte/déformation d'une éprouvette  $[0^\circ]_4$  sollicitée en cisaillement, les droites en pointillés matérialisent les pentes correspondant aux modules tangent (en rouge) et sécant (en bleu). (b) Évolution des modules normés tangent  $GT$ , sécant  $GS$ , et des déformations inélastiques [Rouault, 2013].

### III.2.2.1 Essais de traction sur stratifié $[\pm 45]_2$

#### III.2.2.1.1 Caractérisation de l'endommagement à l'échelle microscopique

Les essais désorientés sur stratifiés  $[\pm 45]_2$  ont été effectués à température ambiante, à une vitesse constante de  $40 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$ . La géométrie des éprouvettes définie en Figure III.16a reste identique à celle utilisée pour les essais de traction dans l'axe des renforts. La contrainte de cisaillement  $\tau_{lt}$  et la distorsion angulaire  $\gamma_{lt}$ , exprimées dans le repère d'orthotropie, sont calculées à partir des relations suivantes :

$$\tau_{lt} = \frac{\sigma_y}{2} = \frac{F}{2S} \quad \text{et} \quad \gamma_{lt} = \epsilon_y - \epsilon_x = (1 + \nu_{xy}) \epsilon_y \quad (\text{III.4})$$

où  $F$  dénote l'effort de traction mesuré expérimentalement et  $S$  la section initiale de l'éprouvette.  $\epsilon_y$  représente la déformation longitudinale mesurée par un extensomètre et  $\nu_{xy}$  le coefficient de Poisson global homogénéisé ( $\nu_{xy} \approx 0.5$  [Bizeul, 2009]). L'endommagement à l'échelle microscopique est ensuite examiné sur trois éprouvettes sollicitées à des niveaux de déformation croissants (Figure III.16b). Les micrographies correspondantes sont présentées Figure III.17a (coupes planes de normale  $\vec{z}$ ) et Figure III.17b (coupes transverses perpendiculaires à la direction trame). Les clichés micrographiques obtenus montrent qu'aucune microfissure matricielle ne se développe jusqu'à 4.2 % de distorsion angulaire. Comparativement, [De Greef *et al.*, 2011] relèvent l'apparition de ces microfissures à partir de 2.27 % pour un sergé carbone/époxyde. Ils précisent notamment qu'elles résultent de la coalescence des multiples décohésions fibre/matrice se développant à des niveaux de déformation plus faibles. Pour une distorsion d'environ 9 % plusieurs fissurations matricielles sont observées dans les mèches de chaîne et les mèches de trame. La présence de débris est observée à l'intérieur de ces fissures, laissant à penser que celles-ci se produisent sous l'effet d'un cisaillement local important (formation de « cups »). Comme en traction à  $0^\circ$ , ces fissures ne s'initient pas nécessairement aux points de tissage et se propagent majoritairement aux interfaces fibre/matrice. Pour ce niveau de déformation, de multiples ruptures de fibres, parfois dans une même fibre, sont aussi observées (Figure III.17a). À 9 % de distorsion, la déformation de traction atteint environ

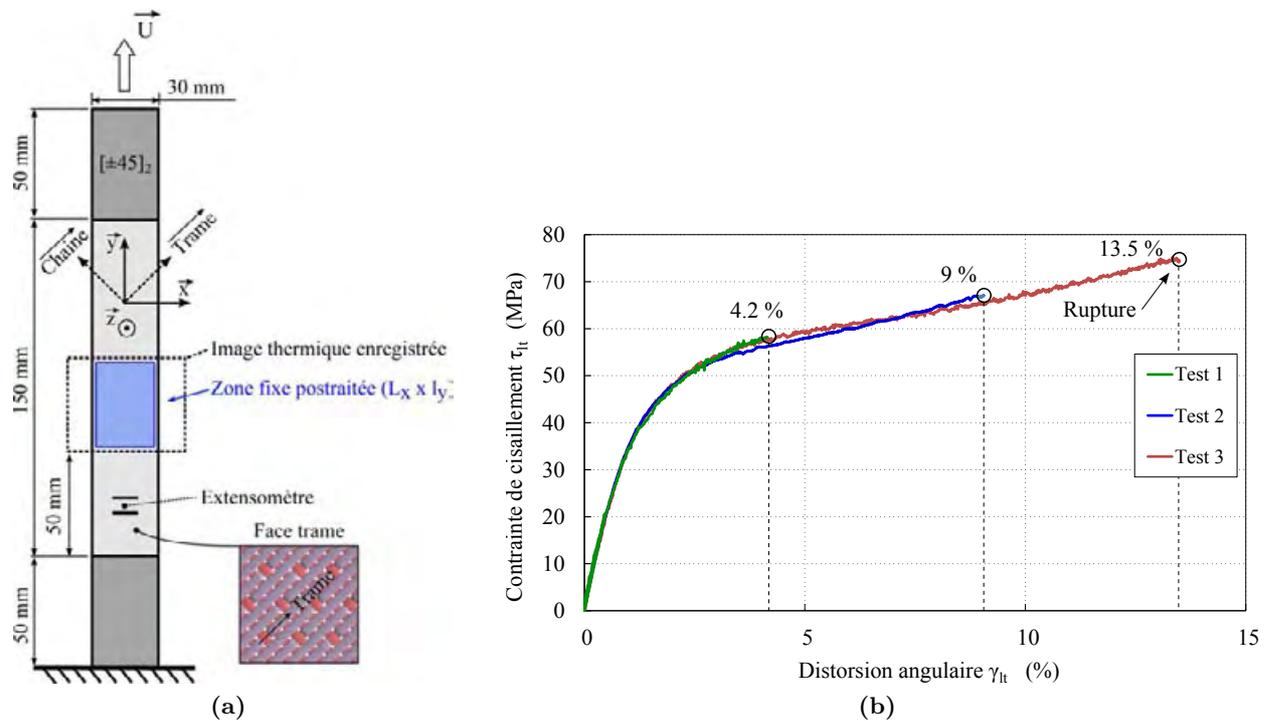
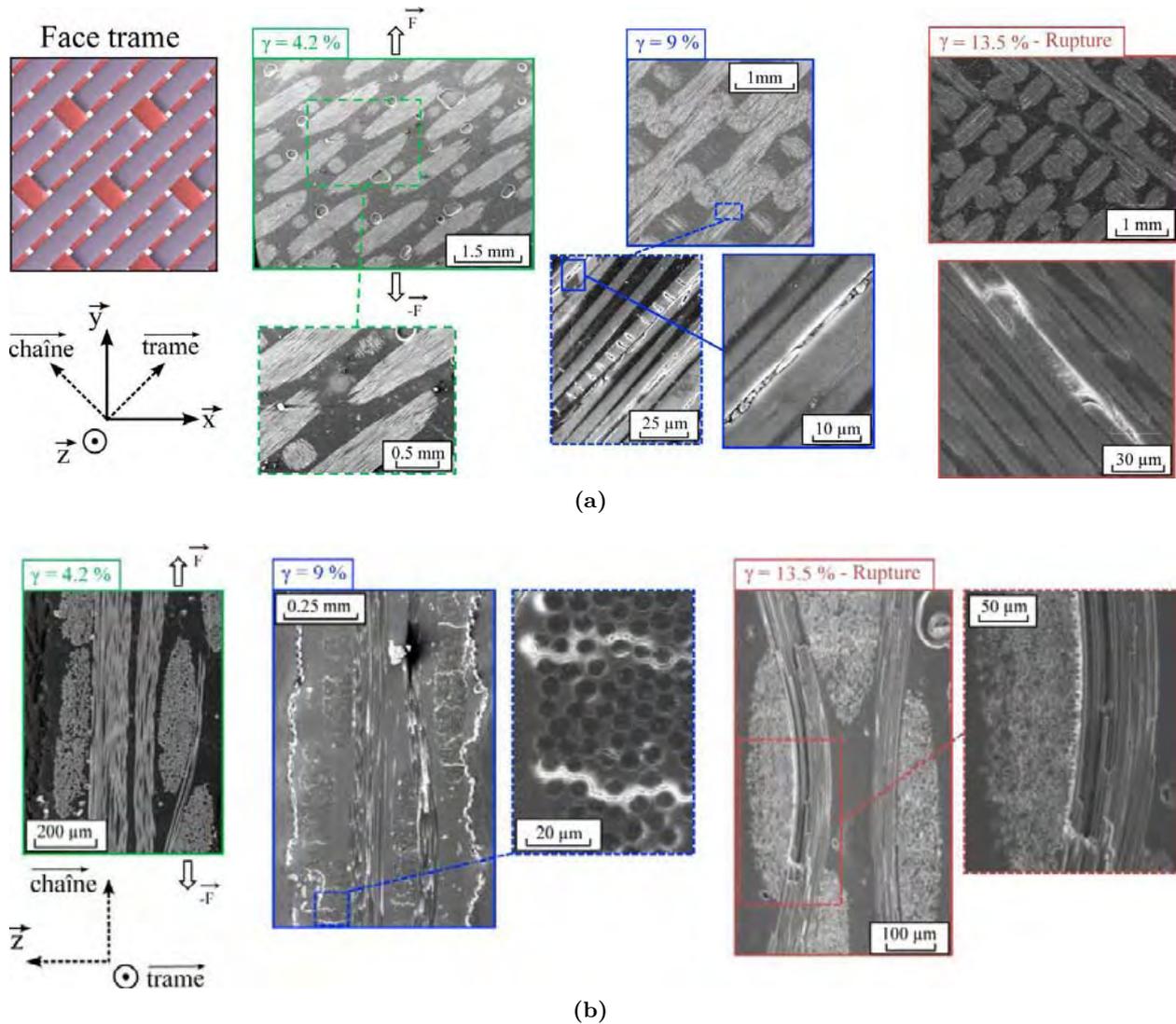


Figure III.16 – (a) Géométrie des éprouvettes de traction  $[\pm 45^\circ]_2$  et (b) courbes contrainte/déformation associées aux différents essais.

3 % ce qui est supérieur à la déformation à rupture du tissu en traction qui se situe autour de 2.2 %. Il n'est donc pas étonnant d'observer des ruptures de fibres à un tel niveau de distorsion. Les clichés post-mortem (Figure III.17a) démontrent qu'après la rupture globale de l'éprouvette, la quasi totalité des mèches est multi-fissurée. La Figure III.17b indique que ces fissures se propagent jusqu'aux points de tissage où elles provoquent l'apparition de métadélaminages. Selon [Karahana, 2011], ces derniers s'expliquent en partie par l'apparition d'un cisaillement hors plan au niveau des points de renforts, engendré par le pivotement des mèches.



**Figure III.17** – Micrographies obtenues pour les différents niveaux de déformation considérés : (a) les coupes planes de normale  $\vec{z}$  de la face trame et (b) les coupes transversales Figure III.16a dans la direction des renforts de chaîne (perpendiculaires à la direction des mèches de trame).

### III.2.2.1.2 Analyse des champs de température et de source de chaleur

Les essais de traction  $[\pm 45^\circ]_2$  sont suivis par thermographie infrarouge en adoptant un protocole expérimental identique à celui des essais précédents (fréquence d'acquisition, enceinte isolante, ...). Seule une zone réduite, représentée par la zone bleue (Figure III.16a), est considérée pour le post-traitement des images thermiques. Les variations de température sont relevées sur une zone située au centre de l'éprouvette (Figure III.16a) afin d'éviter les perturbations thermiques observées près des mors (Figure III.18). En effet, les mèches dont une des extrémités est encastrée dans le talon subissent une tension supérieure se traduisant par un refroidissement thermoélastique prononcé dans les zones proches des talons, voir Figure III.18.

Comme nous l'avons énoncé au chapitre précédent (Sous-section II.4.1), le traitement des images thermiques est légèrement différent compte tenu de l'amplitude et de l'hétérogénéité spatiotemporelle plus faibles des champs de source observés. Un filtrage temporel est préalablement réalisé par application d'un filtre passe bas RIF (Réponse Impulsionnelle Finie, préprogrammé dans *Matlab*) de fréquence de coupure normée  $\bar{f}_c = \frac{f_c}{f_e/2} = 0.04$ . Une fois l'opération de filtrage temporel

réalisée, un filtrage spatial est effectué en utilisant la méthode présentée au chapitre précédent mais avec une fenêtre spatiale carrée de taille  $N_x \times N_y = 21 \times 21$  pixels<sup>2</sup>. Pour cette configuration, le seuil de détectabilité sur l'amplitude des sources de chaleur est estimé à  $0.15 \times 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ , à comparer à  $0.8 \times 10^6 \text{ W.m}^{-3}$  pour la configuration précédente. Des sources de chaleur de plus faibles amplitudes peuvent donc être mesurées, mais la taille des hétérogénéités spatiotemporelles de dissipation détectables sera en conséquence plus faible.

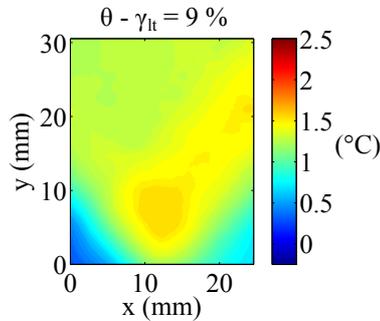


Figure III.18 – Variation de température observée sur la face trame pour une zone située à 15 mm du mors fixe.

Les résultats obtenus face trame et face chaîne (pour deux éprouvettes différentes) sont présentés sur la Figure III.19 et la Figure III.20. Les réponses contrainte/déformation (Figure III.19) sont identiques jusqu'à environ 9 % de distorsion angulaire, au-delà de laquelle, les réponses macroscopiques des deux éprouvettes diffèrent légèrement. L'évolution de la température moyenne des zones étudiées suit néanmoins la même tendance. Le réchauffement de l'éprouvette filmée face trame diminue légèrement comparativement à celui observé sur la face chaîne (Figure III.19) autour d'une distorsion de 9%. La faible différence observée est certainement liée, ici encore, à un problème de reproductibilité expérimentale. Notons toutefois que cette divergence apparaît pour un niveau de déformation où le phénomène de réorientation des mèches est observé.

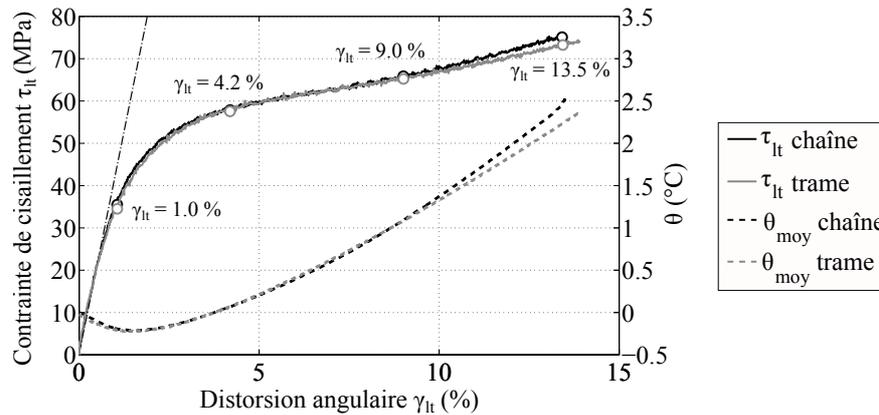


Figure III.19 – Comparaison de l'évolution de la variation de la température moyenne de la face chaîne et de la face trame, pour deux essais distincts dont les réponses contrainte/déformation sont superposées.

Les champs de variation de température observés pour les quatre niveaux de déformation considérés lors de l'analyse microscopique sont présentés sur la Figure III.20a pour la face trame et Figure III.20b pour la face chaîne. Pour les deux faces, le refroidissement thermoélastique observé jusqu'à environ 1.0 % de distorsion ( $\approx$  seuil de plasticité observé par [Rouault, 2013] et [Bizeul, 2009]) reste homogène sur la zone d'observation. Il est cependant légèrement plus important sur la face trame mais l'écart reste relativement faible. Une légère variation de l'orientation des plis entre

les deux éprouvettes, due au processus de fabrication, peut être à l'origine de cette disparité. Enfin quelle que soit la face observée, aucune élévation de température brutale - traduisant éventuellement l'apparition de fissurations intralaminaires - n'est relevée au cours de l'essai. À partir de la perte de linéarité relevée sur les courbes de la Figure III.19 ( $\gamma_{lt} \approx 1\%$ ), la distribution spatiale de la variation de température semble influencée par l'orientation des mèches présentes en majorité sur les faces observées, voir Figure III.20a et Figure III.20b. *A contrario*, la distribution des sources de chaleur reste « aléatoire » sur la zone observée et ne présente aucune direction privilégiée, voir Figure III.20c pour la face trame et Figure III.20d pour la face chaîne.

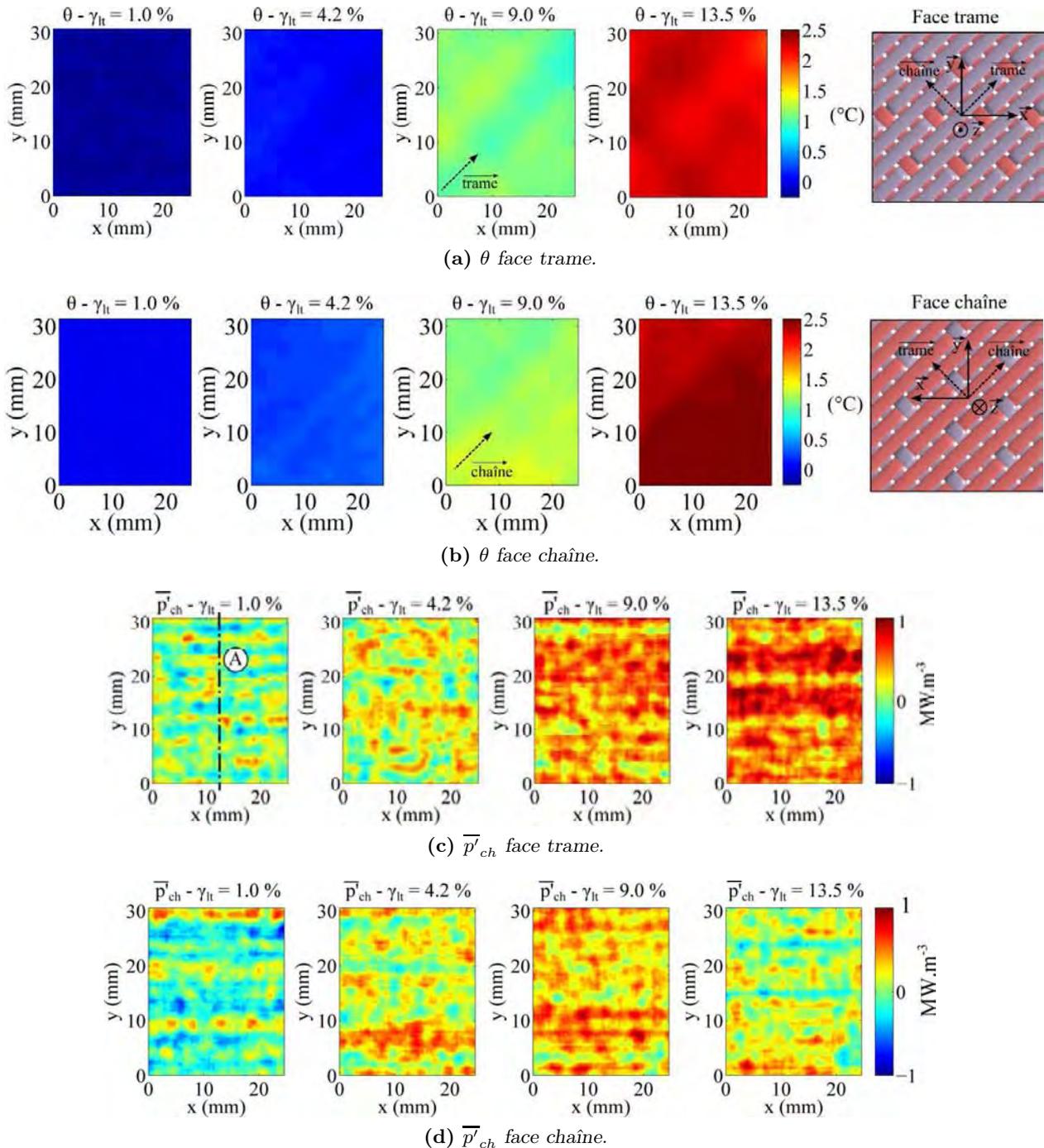
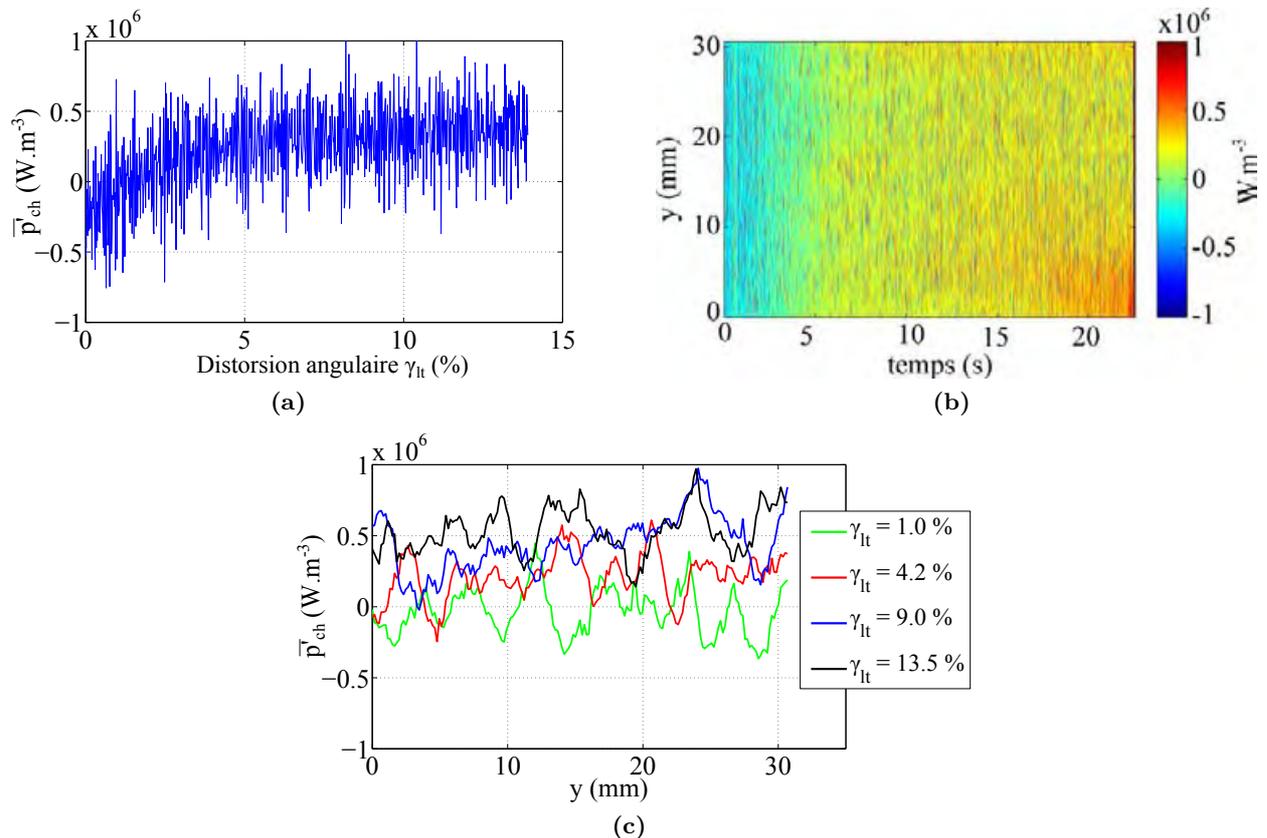


Figure III.20 – Comparaison des évolutions : de la variation de température (a) face trame et (b) face chaîne (située sur le côté opposé); du champ de sources de chaleur (c) face trame et (d) face chaîne (située sur le côté opposé).

L'interprétation de ces champs de source reste cependant complexe à cause de la présence d'un bruit temporel important. En effet, la Figure III.21a montre que l'évolution temporelle de la source de chaleur calculée sur un pixel est fortement perturbée, même si l'on observe en moyenne que celle-ci augmente progressivement des sources négatives (effet thermoélastique) vers les sources positives. L'évolution temporelle des champs de source de chaleur selon le profil A, défini Figure III.20c, confirme cet accroissement progressif de l'intensité des sources de chaleur même si là encore un bruit spatial de plus faible fréquence est observé (Figure III.21b et Figure III.21c).



**Figure III.21** – (a) Évolution de la source de chaleur calculée face trame sur un pixel situé au centre de l'éprouvette; (b) évolution temporelle des sources de chaleur le long du profil vertical A défini Figure III.20c; (c) distribution des sources de chaleur le long du profil vertical A pour plusieurs niveaux de distorsion.

L'intensité des sources de chaleur relevée est environ 10 fois inférieure à celles relevées lorsque l'éprouvette est sollicitée dans l'axe des renforts. Par ailleurs, aucune source localisée n'apparaît brutalement, ce qui démontre que les quelques fissurations intralaminaires observées au microscope sont trop faiblement énergétiques pour être détectées. L'intensité des sources de chaleur étant liée à la vitesse de chargement, des essais conduits à des vitesses de chargement supérieures pourraient éventuellement révéler ces microfissurations, si leur manifestation thermique ne s'avère pas trop faible comparativement à celle induite par l'écroutissage de la résine.

Finalement, les champs de source dissipatifs observés, d'amplitude  $< 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ , semblent majoritairement liés à l'écroutissage progressif de la résine. En effet, même s'ils sont fortement bruités, leur évolution semble indiquer le développement de champs de source dissipatifs progressifs, *a priori* étendus sur la surface de l'éprouvette. L'apparition de la fissuration intralaminare en cisaillement, formée par la coalescence des décohésions fibre/matrice, semble moins brutale compa-

rativement aux fissurations de traction observées sur les drapages  $[0^\circ]_2$ . Contrairement aux essais dans l'axe des renforts, la comparaison des résultats obtenus sur les deux faces de l'éprouvette révèle une faible hétérogénéité des divers champs dans l'épaisseur. L'hypothèse d'une distribution constante des champs de température et de source dans l'épaisseur semble donc raisonnable pour cette configuration, même si dans l'absolu elle reste à vérifier expérimentalement sur une même éprouvette.

### III.2.2.2 Comparaison avec un essai de cisaillement au rail

A titre comparatif, un essai de cisaillement au rail est filmé face chaîne afin d'observer l'influence de la composante de traction hydrostatique - inhérente à l'essai de traction désorientée - sur les mécanismes d'endommagement du matériau en cisaillement. Ces essais sont réalisés à l'aide du dispositif de cisaillement au rail développé par [Rouault, 2013], qui est monté sur une machine hydraulique de traction/compression (Figure III.22a). Les essais sont réalisés sur des éprouvettes de 4 plis  $[0^\circ]_4$  dont la géométrie est présentée Figure III.22b, afin d'éviter l'apparition d'un flambage local en cisaillement [Rouault, 2013]. La distorsion angulaire est mesurée à l'aide d'un extensomètre modifié utilisant des couteaux verticaux [Rouault, 2013].

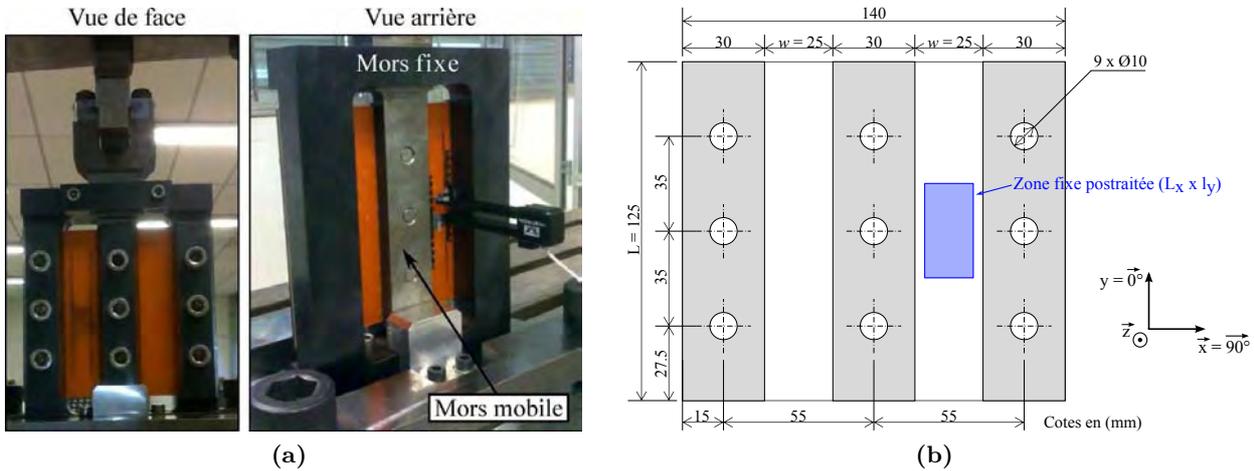
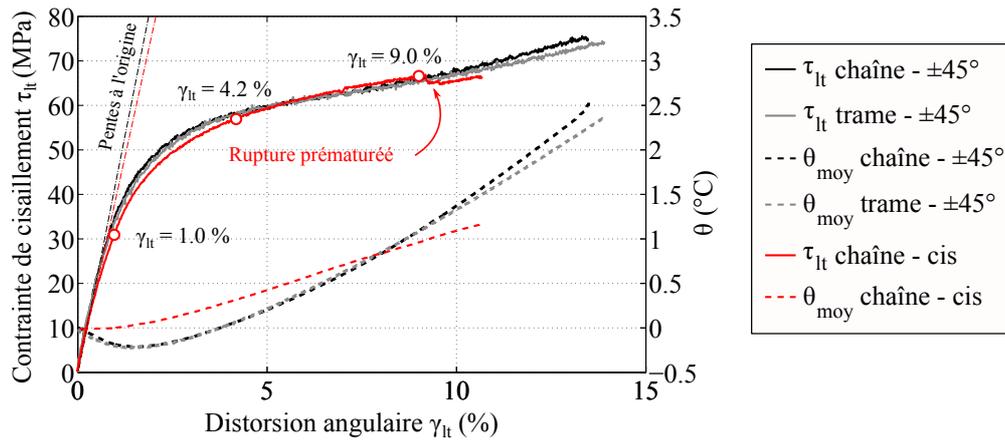


Figure III.22 – (a) Montage de cisaillement au rail installé sur une machine de traction/compression et (b) géométrie de l'éprouvette de cisaillement, d'après [Rouault, 2013].

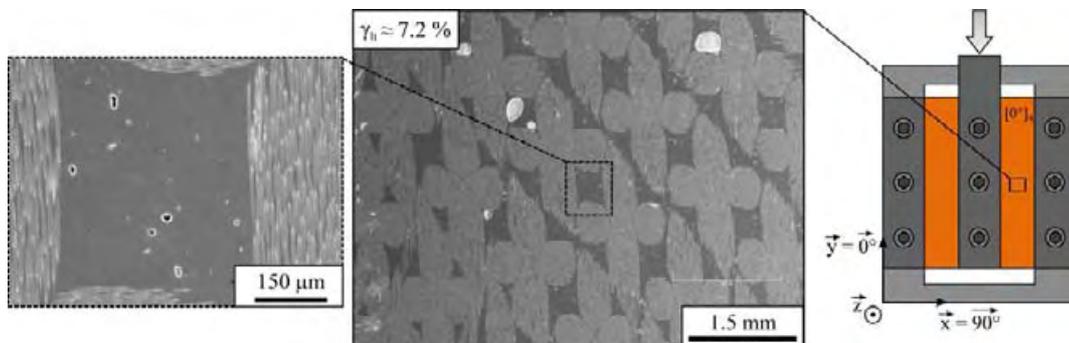
Le rail mobile (Figure III.22a) est déplacé à une vitesse de  $3 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$ , ce qui correspond à un taux de distorsion angulaire ( $\approx 0.8 \times 10^{-3} \% \cdot \text{s}^{-1}$ ) environ 8 fois inférieur au taux de distorsion obtenu lors des essais de traction désorientée ( $\approx 6.7 \times 10^{-3} \% \cdot \text{s}^{-1}$ ). La comparaison des réponses contrainte/déformation tracées Figure III.23, démontre une bonne corrélation entre les deux essais jusqu'à environ 9 % de distorsion. À partir de ce niveau de déformation, une rigidification engendrée par la réorientation des fibres apparaît sur les éprouvettes  $[\pm 45^\circ]_2$ , et une rupture prématurée des éprouvettes de cisaillement survient en coin de l'éprouvette près des bords encastrés.

La Figure III.24 présente un cliché MEB réalisé sur une éprouvette sollicitée à environ 7.2 % de distorsion angulaire. À ce niveau de distorsion, des déformations inélastiques et une diminution de la rigidité sont observées [Rouault, 2013] (cf. Figure III.15), alors que le matériau ne présente aucun endommagement à l'échelle microscopique. En effet, aucune microfissuration de la résine ou « crazing » (craquelures) n'est observée à l'échelle microscopique. Ce mode de ruine, typique des polymères, survient en principe dans les zones où la contrainte hydrostatique est importante ou dans les zones de plasticité fortement localisée. Ce phénomène découle du développement de microporosités d'environ 10 nm de diamètre qui se propagent perpendiculairement à la direction de traction jusqu'à former une craquelure [Lemaignan, 2003]. Les plans de la craquelure sont alors



**Figure III.23** – Comparaison de la réponse contrainte/déformation et de l'évolution des températures moyennes obtenues lors des essais de traction  $[\pm 45^\circ]_2$  avec celle obtenue pour un essai de cisaillement au rail sur éprouvette  $[0^\circ]_4$ .

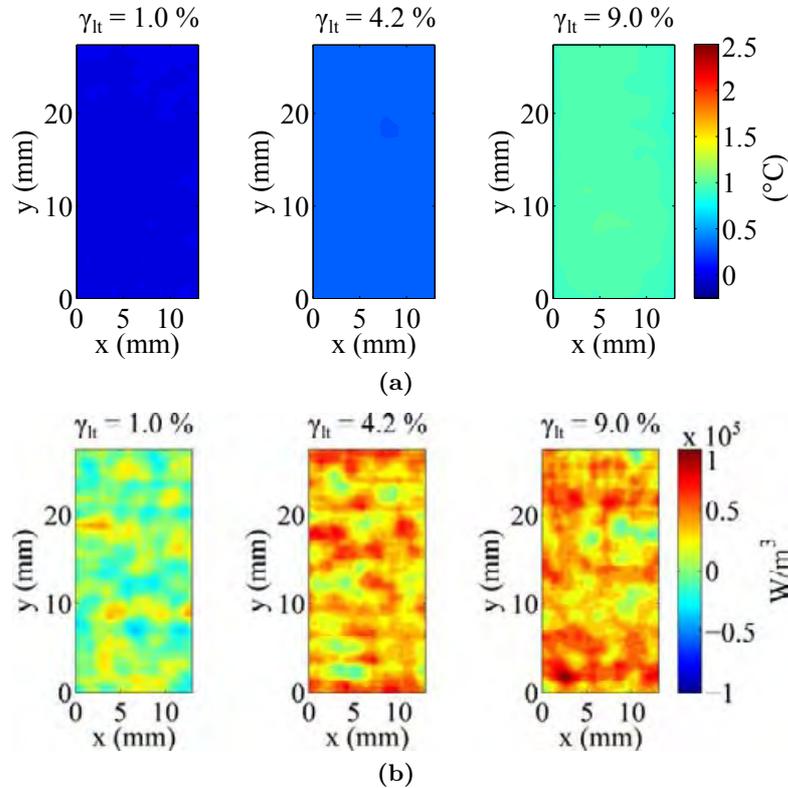
reliés par un réseau de fibrilles (fibre de polymère constituée de plusieurs chaînes macromoléculaires) de quelques  $nm$  de diamètre. Si l'endommagement se produit à une telle échelle, il n'est alors pas détectable par la méthode de caractérisation employée. Ces observations sont en accord avec les constatations de [Rouault, 2013] qui relève pour une sollicitation cyclique seulement quelques microfissures isolées, insuffisantes pour justifier la dégradation du comportement macroscopique observée. Ce comportement contraste avec celui en traction  $\pm 45^\circ$  où la microfissuration apparaît pour des déformations inférieures, voir Figure III.17. [Fiedler *et al.*, 2001] ont démontré au travers de plusieurs essais distincts (traction, compression, cisaillement) que le comportement d'une résine époxyde et son mode de rupture variaient fortement en fonction de l'amplitude de la partie hydrostatique du tenseur des contraintes. Les auteurs démontrent que lorsque cette partie hydrostatique est importante (essai de traction), la résine présente un comportement et un mode de rupture fragile alors que dans le cas contraire (essai de cisaillement) elle se comporte comme un matériau ductile et casse pour des déformations plastiques importantes. Ils expliquent alors, à partir de l'observation des faciès de rupture des divers échantillons, que la contrainte hydrostatique serait responsable de la nucléation des microfissures et que la partie déviatorique gouvernerait le comportement plastique. La fissuration de la résine est donc fortement influencée par l'état de triaxialité des contraintes dans le matériau, ce qui pourrait expliquer la différence observée entre les essais de traction  $\pm 45^\circ$  (partie hydrostatique non négligeable) et l'essai de cisaillement au rail (partie hydrostatique quasi nulle).



**Figure III.24** – Micrographie de la face chaîne pour  $\gamma_{lt} \approx 7.2\%$ .

L'évolution de la variation de température moyenne de la face chaîne calculée sur la zone définie en Figure III.22b est reportée sur la Figure III.23. Contrairement aux essais de traction désorientée, aucune phase de refroidissement thermoélastique n'est observée lors de la phase linéaire élastique,

la variation de température reste nulle<sup>10</sup>. Pour environ 0.9 % de déformation, la température augmente linéairement jusqu'à l'apparition des ruptures prématurées sur les bords de l'éprouvette où l'essai est stoppé (Figure III.23). Compte tenue des observations micrographiques précédentes (aucune microfissuration), cette augmentation traduit l'échauffement engendré par l'écroutissage de la résine époxyde en cisaillement. Cet échauffement est comparativement plus faible que celui observé lors des essais de traction  $\pm 45^\circ$  mais plus homogène (Figure III.25a).



**Figure III.25** – (a) Champs de variation de température et (b) champs de source de chaleur observés lors d'un essai de cisaillement au rail.

Les champs de source de chaleur sont estimés en conservant les paramètres de la méthode de filtrage utilisés pour les essais de traction  $\pm 45^\circ$ . Le constat est identique aux essais de traction désorientée, le bruit présent sur les champs de source ne permet de représenter avec suffisamment de précision la distribution spatiale des sources de chaleur (Figure III.25b). De plus, l'intensité des sources est d'un ordre de grandeur inférieur à celui observé lors des essais de traction  $\pm 45^\circ$  ( $1 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-3}$  pour la traction  $\pm 45^\circ$  contre  $0.1 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-3}$  pour l'essai de cisaillement au rail), et donc de l'ordre de grandeur du bruit. Comme pour l'essai de traction désorientée, l'apparition de sources de chaleur en moyenne positives sur la surface correspond à l'apparition des phénomènes d'inélasticité de la résine.

En conclusion, les microfissurations relevées sur les essais de traction désorientée engendrent une augmentation de la dissipation calorifique, qui s'avèrent dix fois supérieure à celle mesurée pour un essai de cisaillement pur où aucune microfissuration n'est observée. Sachant, qu'un phénomène de fissuration fragile est purement dissipatif alors qu'un phénomène d'inélasticité aura plus tendance à stocker de l'énergie, il est donc logique d'observer une dissipation supérieure pour un phénomène combiné de fissuration/inélasticité (essai de traction  $\pm 45^\circ$ ) comparativement à un phénomène d'inélasticité seul (essai de cisaillement au rail).

10. En HPP, pas de variation de volume en cisaillement et donc pas d'effet thermoélastique.

- **Remarque** : lors des essais de traction désorientée le taux de distorsion était environ 8 fois supérieur à celui imposé lors de l'essai de cisaillement au rail. Par conséquent une dissipation - de nature viscoélastique - plus importante devrait apparaître sur les essais de traction désorientée. Toutefois, les vitesses de déformation étant relativement faibles pour les deux essais, les effets viscoélastiques restent négligeables et ne justifient pas à eux seuls l'écart observé sur la dissipation.

### III.2.2.3 Proportion d'énergie dissipée en chaleur $\beta$ par écouissage de la résine

Que ce soit pour les essais de traction désorientée ou pour l'essai de cisaillement au rail, les résultats précédents ont montré que les champs de dissipation sont majoritairement liés à la dissipation de la résine en cisaillement. À partir de ces champs de source et des mesures mécaniques (efforts, déplacements, déformations), l'objectif de cette étude est de caractériser la proportion d'énergie mécanique dissipée en chaleur par le phénomène d'inélasticité de la résine en cisaillement. Pour cela une estimation quantitative de l'énergie dissipée est nécessaire. Or, compte tenu de la similitude des champs de source et de température observée pour les deux faces du tissu lors des essais de traction  $\pm 45^\circ$ , il apparaît raisonnable de considérer pour les deux configurations précédentes que les champs de source observés sur une face sont quantitativement représentatifs des champs de source moyennés dans l'épaisseur. La dégradation en cisaillement étant en effet majoritairement pilotée par le comportement de la résine, il n'y a *a priori* pas de raison pour que le phénomène d'écrouissage diffère fortement d'une face à l'autre. Partant de cette hypothèse, l'énergie dissipée est calculée dans la suite à partir des champs évalués précédemment. Pour les essais de traction désorientée, l'ordre de grandeur de la source thermoélastique ( $\approx 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ ) est comparable à celle des sources de chaleur dissipatives, et ne peut par conséquent plus être négligée. En tenant compte de cette dernière, le bilan énergétique pour les deux essais se réécrit :

$$W_{ext} = W_r + W_{irr} = W_r + W_d + W_b \quad \text{avec} \quad W_d = W_{\overline{p}'_{ch}} - W_{\overline{p}'_{the}} \quad (\text{III.5})$$

où  $W_{\overline{p}'_{the}}$  désigne la variation d'énergie calorifique générée par les couplages thermoélastiques. La source thermoélastique  $\overline{p}'_{the}$  est elle calculée en supposant que la face trame et la face chaîne se comportent comme un pli unidirectionnel orienté à  $+45^\circ$  ou  $-45^\circ$ . En adoptant la théorie classique des stratifiés, l'expression de la source thermoélastique est donnée par [Emery *et al.*, 2008] :

$$\overline{p}'_{the} = T [\alpha_1(Q_{11} + Q_{12}) + \alpha_2(Q_{12} + Q_{22})] \frac{(\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y)}{2} \quad (\text{III.6})$$

où les  $Q_{ii}$  représentent les termes de la matrice de raideur exprimée dans le repère d'orthotropie du pli. Les termes  $\alpha_i$  représentent les coefficients de dilatation thermique selon les axes d'orthotropie du pli.  $\dot{\epsilon}_x$  et  $\dot{\epsilon}_y$  sont les taux de déformation selon les directions transverse et longitudinale de l'éprouvette, estimés à partir des mesures expérimentales de la déformation. Les paramètres utilisés pour le calcul de  $W_{\overline{p}'_{the}}$  sont synthétisés dans le Tableau III.5.

Pour les essais de traction  $\pm 45^\circ$ , les variations de température restent homogènes et similaires sur les deux faces du tissu lors de la phase linéaire élastique, voir Figure III.20a et Figure III.20b. Les champs de source thermoélastique sont donc supposés homogènes dans l'épaisseur et sur la surface de l'éprouvette observée. La variation volumique de l'énergie thermoélastique  $W_{\overline{p}'_{the}}$  est alors estimée à partir de la relation suivante :

$$W_{\overline{p}'_{the}} = e \int_{t_0}^t \left( \int_{\partial\Omega} \overline{p}'_{the} dS \right) dt = e S \int_{t_0}^t \overline{p}'_{the} dt \quad (\text{III.7})$$

où  $t_0$  désigne l'instant initial de l'essai,  $e$  l'épaisseur de l'éprouvette et  $\partial\Omega$  la surface de l'éprouvette considérée pour le postraitement des images thermiques d'aire  $S$  (supposée ici constante).

Paramètres matériau	
Module d'Young longitudinal, $E_1$ (GPa)	36.8
Module d'Young transversal, $E_2$ (GPa)	8.4
Coefficient de Poisson, $\nu_{12}$	0.25
Coefficient de Poisson, $\nu_{21}$	0.05
Coefficient de dilatation thermique longitudinal, $\alpha_1$ ( $^{\circ}\text{K}^{-1}$ )	$6.10^{-6}$
Coefficient de dilatation thermique transversal, $\alpha_2$ ( $^{\circ}\text{K}^{-1}$ )	$35.10^{-6}$

**Tableau III.5** – Caractéristique d'un pli unidirectionnel verre/époxyde, d'après [Emery et al., 2008].

Les différentes quantités énergétiques de l'Équation (III.5) sont ensuite respectivement estimées à partir des relations suivantes :

- variation d'énergie extérieure,  $W_{ext}$  :

$$W_{ext} = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} dV dt = \int_{t_0}^t F(t) \dot{U}_{imp} dt \quad (\text{III.8})$$

où  $F(t)$ ,  $\dot{U}_{imp}$  et  $\Omega$  correspondent respectivement à l'effort mesuré, à la vitesse de déplacement imposée et le domaine géométrique occupé par la zone de posttraitement considérée.

- variation d'énergie réversible,  $W_r$  :

$$W_r = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e dV dt \implies \begin{cases} \text{Traction } \pm 45^{\circ} : W_r = e S \int_{t_0}^t \frac{F(t) \dot{F}(t)}{S_{45}^2 E_y} dt \\ \text{Cisaillement au rail} : W_r = e S \int_{t_0}^t \frac{F(t) \dot{F}(t)}{S_{cis}^2 G_0} dt \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

où  $S_{45}$  correspond à la section initiale de l'éprouvette de traction  $\pm 45^{\circ}$  :  $S_{45} = l \times e$  avec  $l$  la largeur de l'éprouvette ; et  $S_{cis}$  à la section initiale cisillée lors de l'essai de cisaillement au rail :  $S_{cis} = 2Le$ , avec  $L$  la hauteur de l'éprouvette de cisaillement (voir Figure III.22b).  $e$  et  $S$  représente respectivement dans chaque configuration, l'épaisseur de l'éprouvette et l'aire de la surface post-traitée. Enfin,  $E_y$  correspond au module d'Young longitudinal initial de l'éprouvette de traction et  $G_0$  au module de cisaillement initial. Notons ici que les expressions établies en Équation (III.9) supposent que les champs de contrainte  $\boldsymbol{\sigma}$  et de taux de déformation  $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e$  sont homogènes sur l'ensemble du domaine  $\Omega$ . Les essais de caractérisation menés par [Rouault, 2013] ont montré que le module initial de cisaillement se dégradait avec l'augmentation de la distorsion (Figure III.15b). Par ailleurs, la valeur de cette dégradation est dépendante du module de cisaillement considéré : tangent ou sécant. De plus, l'apparition de boucles d'hystérésis observées lors d'essais cycliques rend complexe l'estimation du module de cisaillement élastique et par conséquent de l'énergie élastique mise en jeu. Pour la suite de l'étude nous supposons en première approximation que le module de cisaillement reste constant et égal au module initial  $G_0$  au cours de l'essai, ce qui entraînera par conséquent une légère sous-estimation de l'énergie élastique mise en jeu.

- variation d'énergie dissipée,  $W_d$  :

$$W_d = e \int_{t_0}^t \left( \int_{\partial\Omega} \bar{p}'_{ch} dS \right) dt \quad (\text{III.10})$$

avec  $\partial\Omega$  correspondant à la surface postraitée et  $p'_{ch}$  aux champs de source de chaleur totale évalués expérimentalement. La variation d'énergie mécanique irréversible  $W_{irr}$  et la variation d'énergie bloquée  $W_b$  sont ensuite déduites des quantités précédentes :

- variation d'énergie mécanique irréversible,  $W_{irr}$  :

$$W_{irr} = W_{ext} - W_r \quad (III.11)$$

- variation d'énergie bloquée,  $W_b$  :

$$W_b = W_{ext} - W_r - W_d \quad (III.12)$$

Comme les tailles des surfaces considérées pour le postraitement des données thermiques diffèrent en fonction des essais, nous comparerons les quantités énergétiques moyennes (rapportées au volume d'étude) de chaque essai, notées  $\bar{w}_{\square}$ . La Figure III.26 présente l'évolution des différentes densités d'énergie volumiques moyennes en fonction de la distorsion angulaire  $\gamma_{lt}$  pour un essai de traction  $\pm 45^\circ$  observé face trame. L'énergie irréversible augmente de manière quasi linéaire à partir de  $\gamma_{lt} \approx 1\%$ . Cette dernière est à moitié dissipée en chaleur jusqu'à environ 6,5 % de distorsion angulaire. Au-delà, l'énergie dissipée augmente de façon prononcée alors que l'accroissement de l'énergie bloquée dans le matériau diminue, traduisant un changement de mécanisme de dégradation qui pourrait correspondre avec le développement de la fissuration intralaminare puisque jusqu'à environ 4 % de distorsion aucune fissuration n'est détectée (Figure III.17).

Une comparaison des quantités énergétiques  $W_{irr}$ ,  $W_d$  et  $W_b$  obtenues lors des essais de traction et de cisaillement est présentée Figure III.27 en fonction de la distorsion angulaire inélastique<sup>11</sup>  $\gamma^p$ . L'évolution de l'énergie mécanique irréversible volumique (énergie inélastique) est quasiment confondue pour les essais de traction et l'essai de cisaillement au rail. Elle évolue quasi linéairement en fonction de la déformation inélastique (Figure III.27a). Comme l'on pouvait s'y attendre à la

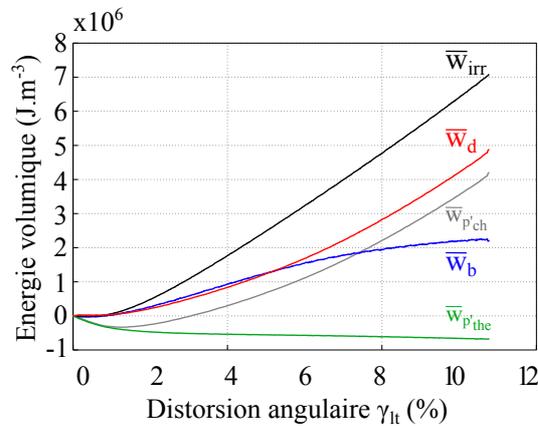
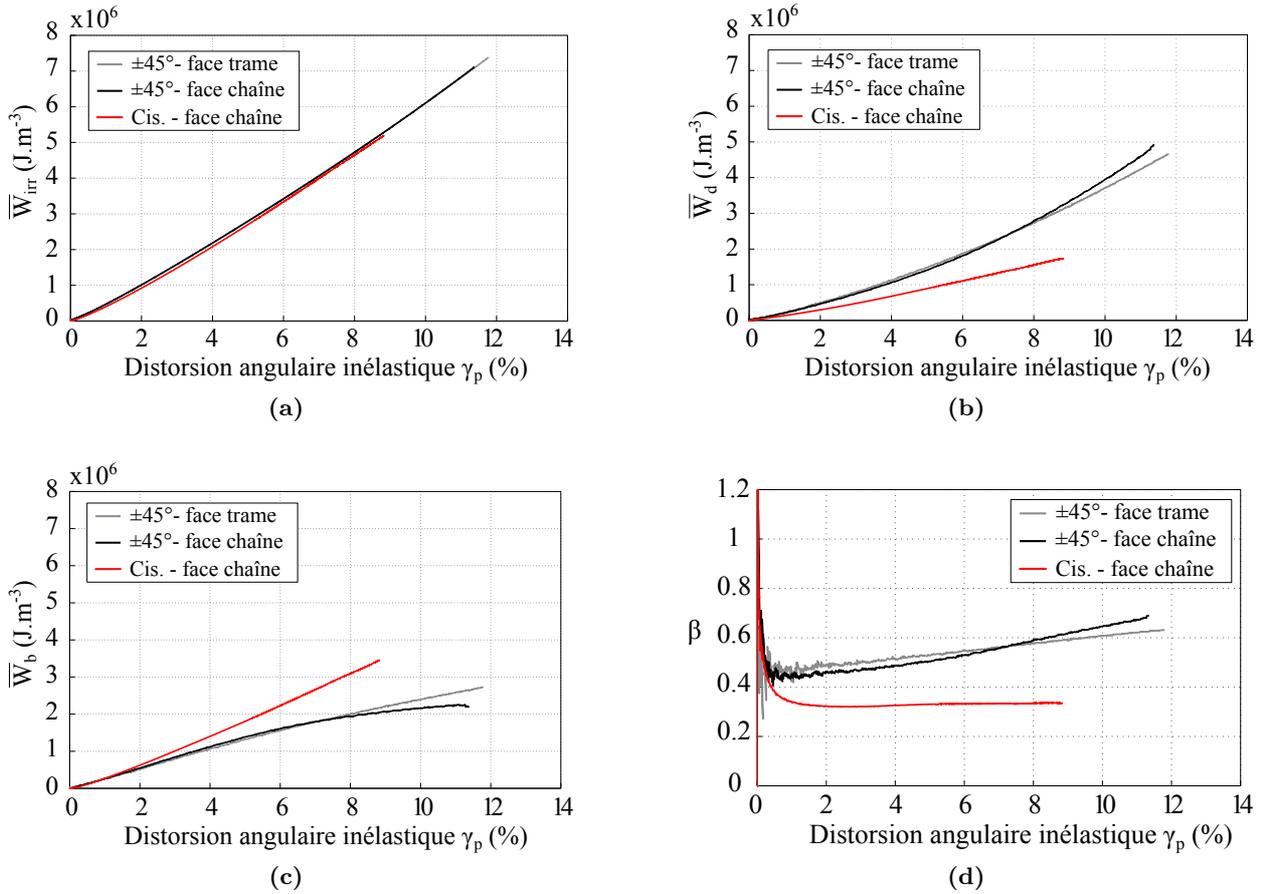


Figure III.26 – Bilan énergétique pour un essai de traction  $\pm 45^\circ$  observé face chaîne.

vue des champs de source observés, l'essai de cisaillement au rail dissipe moins d'énergie volumique en chaleur comparativement aux essais de traction. Par ailleurs, la densité d'énergie dissipée en chaleur évolue linéairement lors de l'essai de cisaillement au rail alors qu'elle est plutôt de forme quadratique pour les essais de traction. Comme nous l'avions précédemment expliqué une dissipation plus importante est obtenue pour l'essai de traction désorientée à cause de l'apparition des microfissurations dans les mèches. La différence entre les évolutions des densités d'énergie dissipée peut également être expliquée par la disparité des processus d'endommagement entre les deux essais. La Figure III.27c présente une comparaison entre les évolutions des densités d'énergie bloquée. L'évolution des énergies volumiques irréversibles étant confondues entre les deux types d'essais, la

11. Si  $\gamma^p$  est nul, les quantités énergétiques  $W_{irr}$ ,  $W_d$  et  $W_b$  le sont également pour les essais considérés.



**Figure III.27** – Comparaison pour les essais de traction désorientée et l’essai de cisaillement au rail de : (a) l’énergie volumique irréversible  $\bar{w}_{irr}$ , (b) l’énergie volumique dissipée en chaleur  $\bar{w}_d$ , (c) l’énergie volumique bloquée  $\bar{w}_b$ , (d) de la proportion d’énergie irréversible convertie en énergie calorifique  $\beta$ .

densité d’énergie bloquée est logiquement supérieure pour l’essai de cisaillement ( $W_b = W_{irr} - W_d$ ). Comme nous l’avons évoqué, pour un même matériau et énergie mécanique mise en jeu identique (ce qui est le cas ici), un processus purement inélastique aura tendance à bloquer plus d’énergie qu’un processus combinant endommagement fragile et inélasticité, ce qui concorde avec l’observation d’un processus moins dissipatif pour l’essai de cisaillement au rail. Concernant les essais de traction désorientée, quelle que soit la face observée, l’évolution des différentes énergies volumiques reste identique jusqu’à environ 8 % de distorsion inélastique ce qui coïncide avec l’apparition du phénomène de rigidification dû à la réorientation des mèches. La similitude entre les énergies dissipées sur les deux faces du tissu confirme l’hypothèse de champs de source homogènes dans l’épaisseur.

Les variations du rapport  $\beta$  en fonction de la déformation inélastique sont reportées Figure III.27d pour les différents essais. Pour de faibles déformations inélastiques ( $\gamma^p < 1\%$ ) des oscillations et des valeurs anormalement supérieures à 1 sont constatées. Elles résultent principalement de l’inaptitude de la méthode expérimentale à évaluer suffisamment finement les dissipations de faibles amplitudes coïncidant avec le début de l’écrouissage de la résine. Pour l’essai de cisaillement, la valeur de  $\beta$  reste quasi constante autour de 0,3 à partir d’un certain niveau de distorsion plastique. Pour les essais de traction les valeurs initiales de  $\beta$  sont plus élevées,  $\beta \approx 0.45$ , puis elles augmentent avec l’accroissement de la déformation inélastique jusqu’à  $\beta \approx 0.7$  pour la face trame. L’évolution linéaire de  $\beta$  pour les essais de traction désorientée signifie que la proportion d’énergie dissipée en chaleur augmente avec l’accroissement de la distorsion angulaire. L’accumulation d’une dissipation calo-

rifique résultant des microfissurations observées sur les clichés micrographiques semble expliquer cette tendance. Ces résultats montrent que pour un état de cisaillement pur, la proportion d'énergie dissipée en chaleur uniquement par l'écroutissement de la résine est plus faible que lorsque celle-ci est soumise à une partie de traction hydrostatique entraînant l'apparition de microfissurations.

Enfin, peu d'informations sont disponibles dans la littérature sur les valeurs de  $\beta$  pour les résines époxyde. On peut tout de même citer les travaux de [Trojanowski *et al.*, 1997] qui observent lors d'essais dynamiques aux Barres d'Hopkinson ( $\dot{\epsilon} \approx 2500 \text{ s}^{-1}$ ) des valeurs de  $\beta$  évoluant autour de 0.15. Même si les valeurs obtenues ne sont pas comparables, cette étude démontre que le rapport  $\beta$  dépend non seulement de l'état de déformation, du taux de déformation imposé et des mécanismes d'endommagement mis en jeu. Pour un stratifié à matrice époxyde thermodurcissable, il apparaît toutefois raisonnable de considérer l'évolution de  $\beta$  constante au cours d'un essai où l'évolution du comportement est principalement piloté par l'écroutissement de la résine. Pour l'essai de cisaillement considéré la valeur moyenne de ce rapport  $\beta_{moy}^{cis}$  est d'environ 0.33. Lorsque l'évolution du comportement est régie par plusieurs processus plus ou moins dissipatifs, l'évolution de  $\beta$  n'est plus constante et dépend *a priori* de la proportion d'énergie dissipée ou bloquée par chaque processus de dégradation.

### III.2.2.4 Bilan

Bien que les essais de traction  $\pm 45^\circ$  et l'essai de cisaillement au rail, engendrent une réponse macroscopique similaire, le scénario d'endommagement et les énergies mises en jeu diffèrent. Les coupes micrographiques ont en effet révélé que la composante de traction hydrostatique inhérente à l'essai de traction désorientée, conduit à un comportement « plus fragile » de la résine se traduisant par l'apparition de décohésions d'interface, de multiples fissurations intramèches, des métadélaminages et des ruptures de fibres. Ces endommagements ne sont pas observés lorsque la résine est sollicitée en cisaillement « pur » via le montage de cisaillement au rail. Ces résultats concordent avec les observations de [Fiedler *et al.*, 2001] qui démontrent que le comportement macroscopique écroutissable de la résine est fortement lié à l'état de contrainte et en particulier au terme de pression hydrostatique.

À partir de quelques hypothèses, les mesures mécaniques et thermiques ont par la suite permis d'estimer, pour les deux configurations testées, les différentes quantités énergétiques mises en jeu. Les résultats obtenus ont en particulier démontré que lorsque la résine était soumise à un état de cisaillement pur, une quantité d'énergie plus importante était stockée par le matériau. Pour la résine époxyde considérée cette énergie est certainement bloquée à l'intérieur des craquelures apparaissant en deçà de l'échelle microscopique lors du processus d'écroutissement. Par ailleurs, si la résine subit uniquement un écroutissement (aucun endommagement), l'évolution de la proportion d'énergie bloquée peut être supposée constante avec l'augmentation de la distorsion angulaire ( $\beta_{moy}^{cis} \approx 0.33$ ). Dans le cas où la contribution de composante de traction hydrostatique entraîne la microfissuration des interfaces fibre/matrice, la proportion d'énergie stockée devient plus faible. Ce qui est logique puisque un processus de fissuration purement fragile dissipe l'intégralité de l'énergie mécanique irréversible sous forme de chaleur ( $\beta = 1$ ). Finalement, il n'est donc pas surprenant d'obtenir des  $\beta$  inférieurs pour l'essai de cisaillement au rail comparativement à l'essai de traction désorienté.

### III.3 Étude de la propagation de coupure translaminaire

Cette partie est consacrée à l'étude d'essais de propagation translaminaire dans les tissus minces sous chargement de traction quasi statique. Comme évoqué lors du premier chapitre, ce phénomène de rupture est classiquement associé à un phénomène de fissuration fragile pour lequel les déformations inélastiques restent faibles. Un des objectifs de cette étude sera donc d'obtenir des précisions sur la proportion d'énergie convertie en chaleur lorsqu'un phénomène de fissuration « fragile » se manifeste. Ce travail vient notamment compléter les travaux antérieurs de [Bizeul, 2009] et [Rouault, 2013] consacrés à l'étude de la propagation de coupure dans les tissus minces sous sollicitations cycliques. Peu étudié dans la littérature, à notre connaissance ce type d'essai n'a à l'heure actuelle fait l'objet d'aucune norme.

#### III.3.1 Protocole expérimental et géométrie de l'éprouvette de propagation

Dans ses travaux [Bizeul, 2009] adopte une éprouvette structurale censée reproduire un état de contrainte proche de celui observable dans le revêtement d'une pale d'hélicoptère. La géométrie de cette éprouvette est présentée en Figure III.28. Deux plis unidirectionnels en carbone/époxyde sont ajoutés de part et d'autre des plis de tissu verre/époxyde constituant l'éprouvette, afin d'augmenter la rigidité de l'éprouvette à la manière d'un longeron sur une pale et de pouvoir travailler à déformation cyclique imposée. Les fibres de carbone étant peu sensibles à la fatigue, elles permettent de travailler à déformation imposée au cours d'un essai de propagation cyclique.

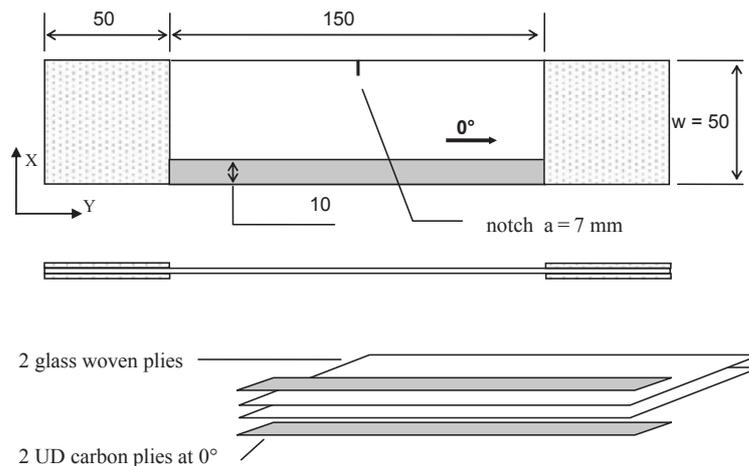


Figure III.28 – Géométrie de l'éprouvette structurale [Bizeul, 2009].

Dans notre cas, la géométrie globale de l'éprouvette est conservée mais les conditions aux limites et la longueur initiale de l'entaille sont modifiées pour accroître la stabilité de la propagation<sup>12</sup>. Une étude numérique EF (*ABAQUS/Standard*) a en effet été réalisée afin de définir des conditions aux limites et une longueur initiale de coupure  $a_0$  permettant d'obtenir une propagation stabilisée. Dans cette phase de pré-dimensionnement, le comportement de l'éprouvette est supposé linéaire homogène et orthotrope. L'influence des conditions limites est étudiée en faisant varier la largeur des talons pincée dans les mors, et ce pour plusieurs longueurs de fissures initiales. La Figure III.29a présente une comparaison de l'évolution du taux de restitution d'énergie disponible à déplacement constant en fonction de la longueur relative initiale de la coupure, pour deux types de conditions limites. Les résultats démontrent que lorsque l'éprouvette est à moitié pincée dans les mors, les valeurs du taux de restitution d'énergie  $G$  diminuent. De plus, une décroissance de  $G$  plus marquée

12. Notons ici, que compte tenu de la faible épaisseur des éprouvettes, le chargement est appliqué par pincement de l'éprouvette entre les mors plutôt que par l'intermédiaire d'un système de trou/goupille (éprouvette type CT) qui engendrerait potentiellement un matage local voir des arrachements de matière.

et plus précoce est observée à partir de  $a_0 = 40\%$ , indiquant ainsi une stabilisation de la propagation ( $dG/da < 0$ ).

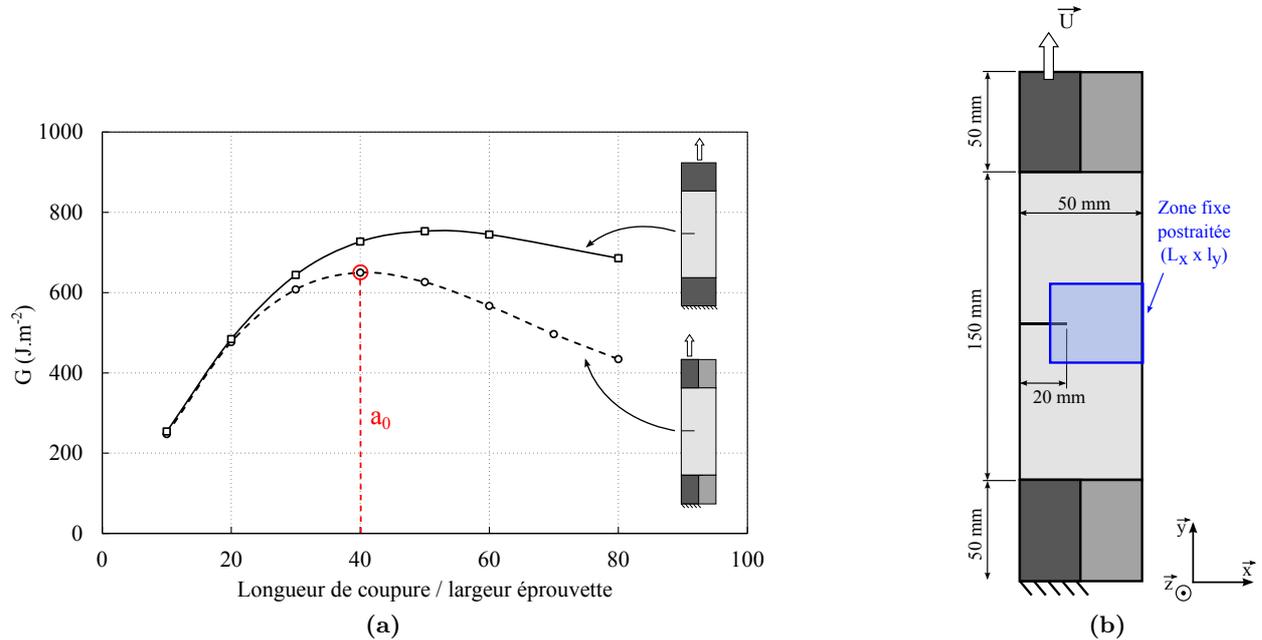


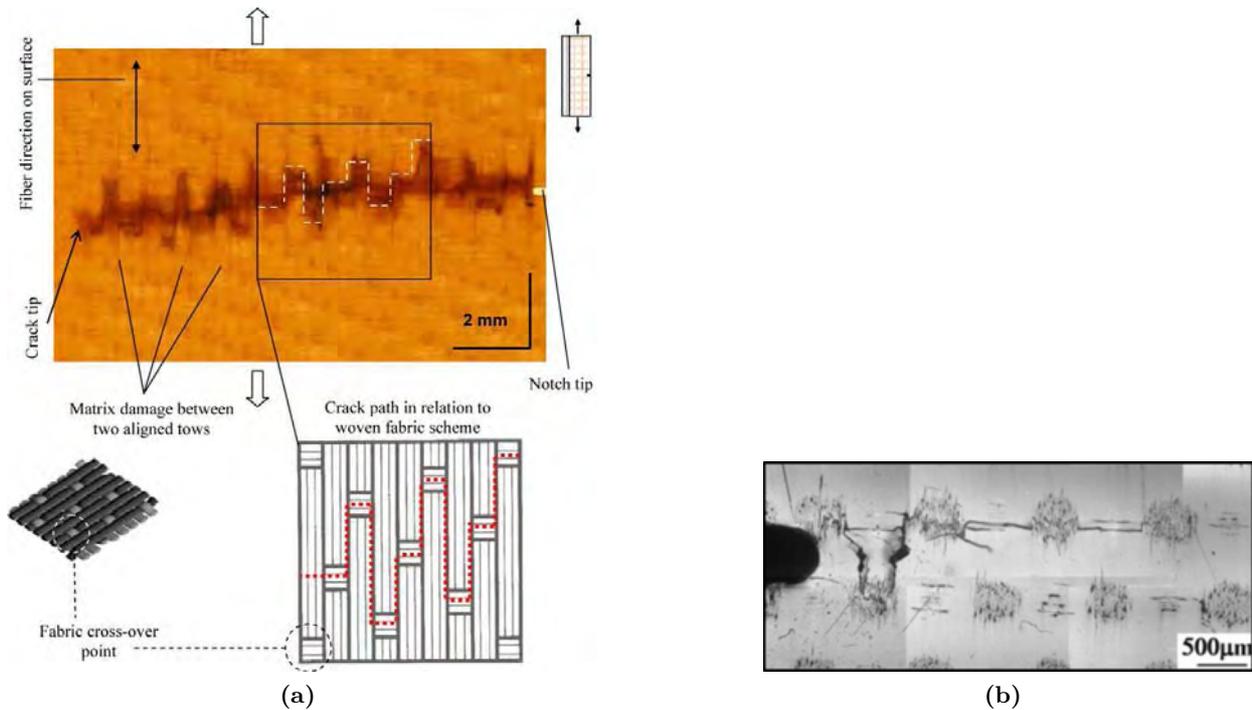
Figure III.29 – (a) Évolution du taux de restitution d'énergie en fonction de l'avancée relative de la coupure et (b) géométrie de l'éprouvette de propagation.

En conséquence, si l'on bride 50% de la largeur de l'éprouvette dans les mors, la longueur initiale de la coupure choisie correspondra à environ 40% de la largeur de l'éprouvette - abscisse correspondant au point d'inflexion sur la courbe  $G(a)$  -. La géométrie de l'éprouvette de propagation utilisée est donnée Figure III.29b. Compte tenu de la largeur de l'éprouvette une entaille rectiligne de 20 mm est préalablement réalisée à l'aide d'une scie à fil diamanté de diamètre 0.17 mm. L'intégralité des essais de propagation présentés ci-après sont effectués à température ambiante et à une vitesse de déplacement constante de  $3 \text{ mm.min}^{-1}$ .

### III.3.2 Caractérisation de l'endommagement associé à la propagation de coupure

#### III.3.2.1 Essai sur stratifié entaillé $[0^\circ]_2$

Les campagnes d'essais de propagation cyclique sur stratifiés  $[0^\circ]_2$  (direction chaîne alignée avec la direction de chargement) menées par [Bizeul, 2009 ; Bizeul *et al.*, 2011], [Rouault, 2013], montrent que la coupure se propage en moyenne dans l'axe de la pré-entaille en suivant les points de tissage qui représentent des points privilégiés de passage de la coupure (Figure III.30a). L'influence de la position des points de tissage sur le trajet de la coupure est également observée par [Shindo *et al.*, 2005] lors d'essais cycliques sur des éprouvettes CT en taffetas verre/époxyde (Figure III.30b). Dans le cadre de nos essais de propagation, l'endommagement en front de coupure se traduit à l'échelle de la microstructure par la fissuration intralaminare des mèches de trame, conformément à ce qui a été observé en traction, mais également par la propagation de fissures verticales dans les mèches de chaîne (Figure III.31a). La Figure III.31b démontre que des fissurations intralaminares sont observées dans les mèches de trame jusqu'à environ 11 mm au-dessus de la coupure. Par ailleurs, lorsque la coupure se propage l'éprouvette est fissurée dans la totalité de l'épaisseur avec la rupture complète des mèches de chaîne (rupture de toutes les fibres composant le toron), voir Figure III.31c. Le parcours de la coupure dans l'épaisseur est influencé par la position transverse des points de tissage.



**Figure III.30** – (a) Trajet de la coupure pour un essai de fatigue sur un stratifié tissé verre/époxyde  $[0^\circ]_2$  [Bizeul et al., 2011]. (b) Trajet de la coupure observé par [Shindo et al., 2005] lors d'essais de propagation sur éprouvette CT en taffetas verre/époxyde.

En revanche, peu de métadélaminages et de délaminages entre plis sont observés. La Figure III.32 présente les faciès de rupture face chaîne et face trame obtenus lors d'essais de propagation sous MEB (sur des éprouvettes de dimensions réduites) réalisés au laboratoire par [Garcia, 2013]. Nous pouvons remarquer que les fissurations intralaminaires des mèches de chaîne s'accompagnent de la formation de « cups », faciès caractéristique des ruptures en cisaillement. [Garcia, 2013] relève également de nombreuses fissurations intralaminaires dans les mèches transverses sur la face trame. Enfin, l'endommagement en pointe de coupure résulte de la combinaison d'un endommagement de traction et d'un endommagement de cisaillement. Ces observations micrographiques permettent d'identifier la nature des endommagements mais restent insuffisantes pour caractériser la taille des zones endommagées. Pour cela nous utilisons les champs de source de chaleur calculés à partir des images thermiques enregistrées lors de la propagation. La zone de posttraitement correspondante est indiquée sur la Figure III.29b. Les résultats obtenus pour un essai filmé face trame et un essai filmé face chaîne sont respectivement présentés en Figure III.33 et Figure III.34. Pour les deux essais, le champ de température est relativement comparable lors de la propagation de la coupure. On distingue une forte élévation de température en pointe de fissure - pouvant atteindre  $25^\circ\text{C}$  - précédée d'une zone de refroidissement thermoélastique de forme assimilable à une cardioïde, traduisant un état de traction concentrée en aval de la zone endommagée en pointe de coupure<sup>13</sup>. Pour la majorité des essais de propagation réalisés, le scénario d'endommagement est identique et peut être décomposé en 3 zones, indépendamment de la face observée (Figure III.33a et Figure III.34a) :

- **Zone 1** : zone correspondant à la partie élastique linéaire de la courbe effort/déplacement pour laquelle aucun endommagement n'est relevé.
- **Zone 2** : partie durant laquelle un endommagement se développe en pointe de fissure sans

13. L'échelle de température est choisie de façon à pouvoir observer le refroidissement en pointe d'entaille et le chemin de la fissuration. Les températures indiquées ne correspondent pas aux valeurs extrêmes obtenues sur des zones très localisées lors de la rupture.

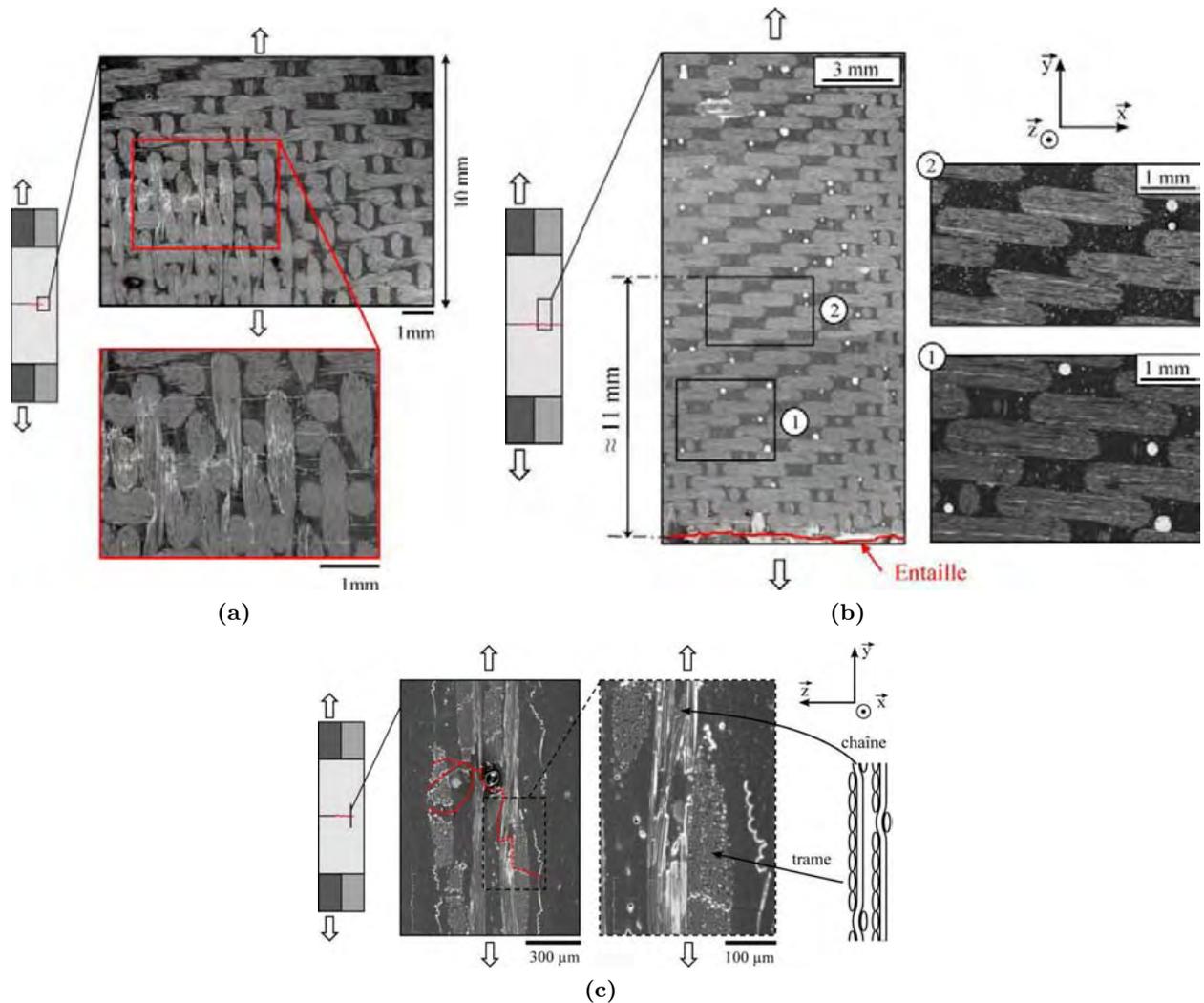


Figure III.31 – Clichés micrographiques de la face trame (a) en pointe de coupure, (b) après rupture complète de l'éprouvette et (c) coupe transverse en pointe de coupure.

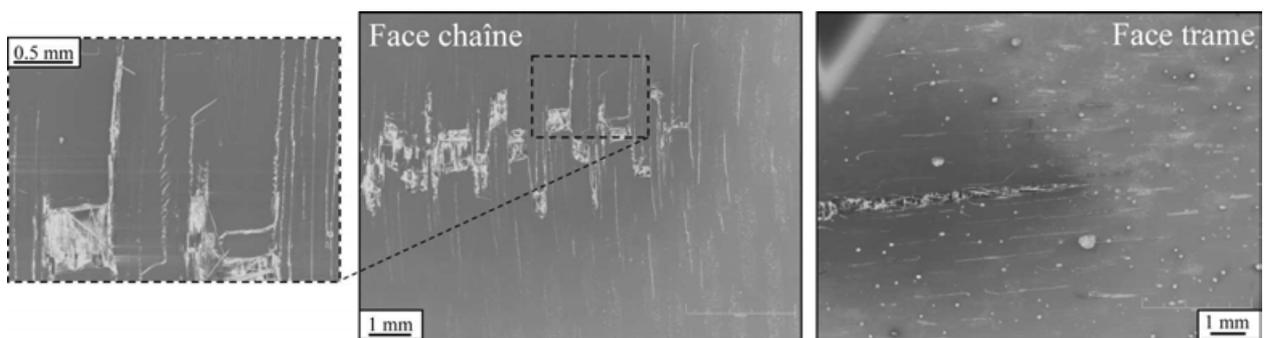


Figure III.32 – Clichés micrographiques obtenus en pointe de coupure lors d'essais de propagation sous MEB réalisés par [Garcia, 2013].

qu'une propagation de la pré-entaille initiale ne soit observée. Cette deuxième zone correspond approximativement à l'intervalle où les premières non linéarités sont observées sur les courbes effort/déplacement. Pour l'essai face chaîne, on remarque cependant que la coupure se propage quasi instantanément après l'initiation de l'endommagement en pointe de coupure (après les premiers endommagements détectés en surface). L'intervalle de cette zone

d'endommagement est *a priori* dépendant de la position de la pointe de la pré-entaille par rapport au motif de tissage. En effet, si l'extrémité de la pré-entaille se trouve à l'intérieur d'une mèche longitudinale il est probable que la propagation ait lieu quasi instantanément après le début de l'endommagement, qui se traduirait dans ce cas par de la microfissuration en cisaillement dans les mèches longitudinales. Il alors est vraisemblable que son seuil d'initiation soit plus élevé que si la pré-entaille se trouvait entre deux mèches. Dans ce dernier cas l'endommagement va d'abord se propager dans les zones riches en résine ou dans les mèches transverses (microfissuration en traction) avant d'atteindre la mèche longitudinale suivante. Les zones endommagées juste avant le début de la propagation - obtenues par cumul temporel des champs de source de chaleur - sont données Figure III.35a pour la face trame et Figure III.35b pour la face chaîne. Comme il peut être constaté, la taille des zones endommagées est quasi identique pour les deux faces. Elles mesurent environ 5 à 6 mm de haut pour 1 à 2 mm de large. On note également sur ces deux figures la présence de sources de chaleur positives sur les bords de la pré-entaille induites par le déplacement des lèvres de la coupure initiale. En effet, le pixel mesurant initialement la température sur un des bords de la fissure capte, après le déplacement des lèvres, la température de l'enceinte isolante qui est supérieure à celle de la surface de l'éprouvette, ce qui se traduit sur les champs de source par l'apparition d'une faible dissipation sur les bords de la fissure. Les champs de source de chaleur présentés respectivement Figure III.33d et Figure III.34d semblent montrer que l'endommagement apparaît plus tôt face trame que face chaîne, ce qui signifierait que les fissures se propagent d'abord dans les mèches transversales puis dans les mèches longitudinales (fissuration de traction moins énergétique que la fissuration de cisaillement,  $G_I < G_{II}$ ).

- **Zone 3** : cette dernière partie correspond à l'intervalle de propagation de la pré-entaille initiale. Les champs de source cumulés  $w_d$ , sur lesquels le motif de tissage face chaîne est superposé, sont respectivement représentés Figure III.33e pour la face trame et Figure III.34e pour la face chaîne. Les champs de source cumulés face trame à  $u = 1.15$  mm montrent que la coupure initiale se propage dans la direction transverse en suivant les points de tissage, comme observé par [Bizeul *et al.*, 2011] lors d'essais de fatigue. Au cours de la propagation, les champs de source  $p'_{ch}$  (Figure III.33d face trame et Figure III.34d face chaîne) permettent d'observer l'endommagement créé lors de l'avancée de la coupure. Il est caractérisé par de multiples microfissurations dans les mèches de chaîne et les mèches de trame, des ruptures des fibres longitudinales et des décohésions d'interface. Les champs de source sont caractérisés par une partie fortement dissipative autour du trajet de la coupure, révélant une forte concentration de l'endommagement (concentration des ruptures de fibres, de la microfissuration et de l'inélasticité). Lorsque l'on s'éloigne verticalement de la coupure les sources de chaleur deviennent progressivement plus diffuses indiquant un endommagement plus faible et plus diffus (microfissuration et décohésion d'interface). De multiples sources de chaleur de taille plus faible sont également observées au devant de cette zone endommagée haute d'environ 20 mm pour 3 à 4 mm de large (Figure III.33d). Ces diverses sources correspondent à l'apparition de la fissuration des mèches transverses dans la zone fortement chargée située en aval de la zone d'endommagement. Elles sont observées en plus grand nombre sur la face trame où les mèches transverses sont majoritaires. Enfin, les cartographies d'endommagement établies à partir du cumul des champs de source indiquent que la propagation de la coupure est accompagnée d'un endommagement s'étalant sur 10 à 15 mm de part et d'autre de la coupure. Notons que lorsque la coupure est proche du bord de l'éprouvette, la rupture finale survient de manière brutale et les champs de source sont alors fortement perturbés par les déplacements de l'éprouvette résultant du retour élastique de l'éprouvette.

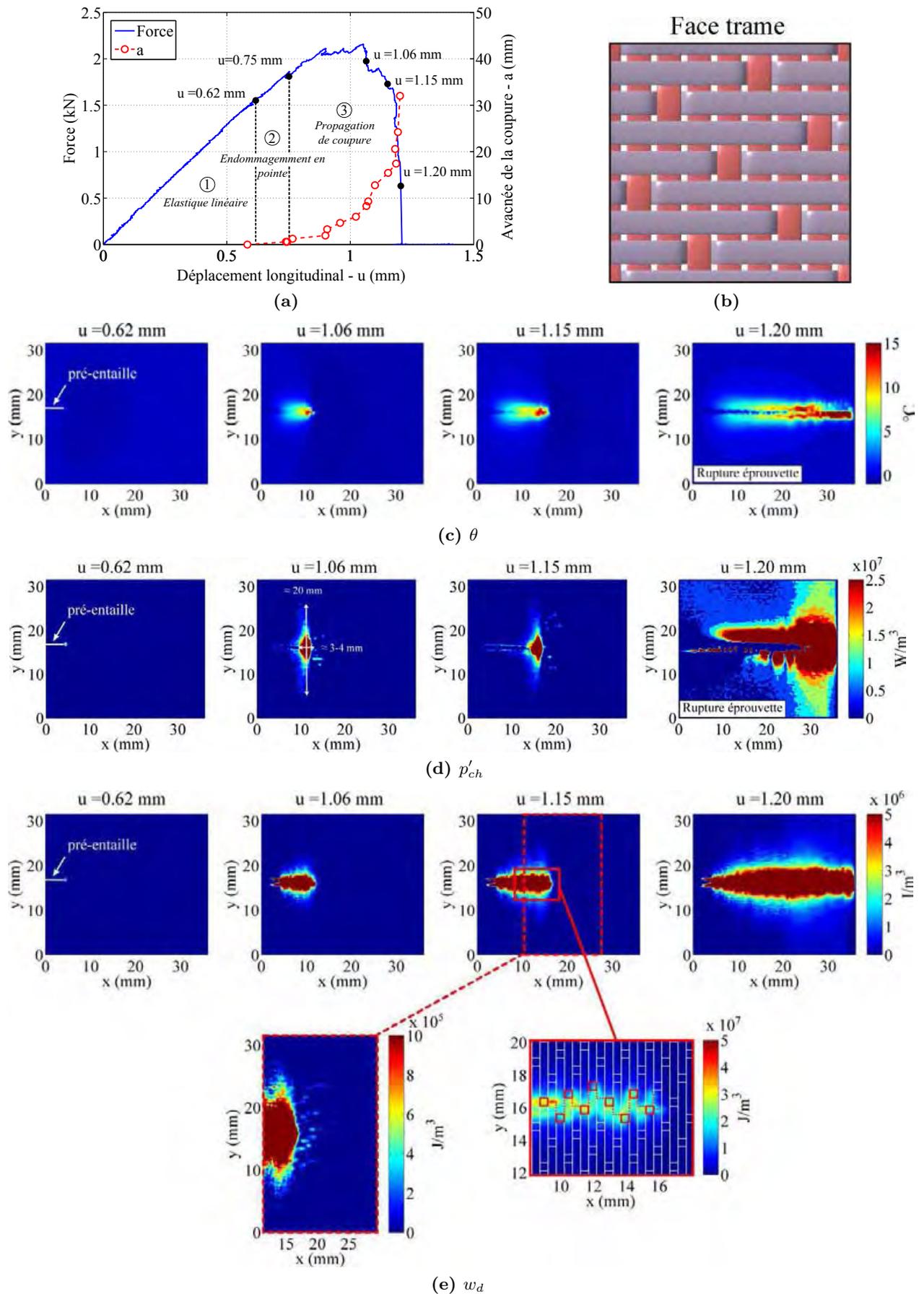


Figure III.33 – (a) Courbe effort/déplacement; (b) face du motif de tissage correspondant à la face observée; (c) champs de variation de température  $\theta$ , (d) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (e) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face trame.

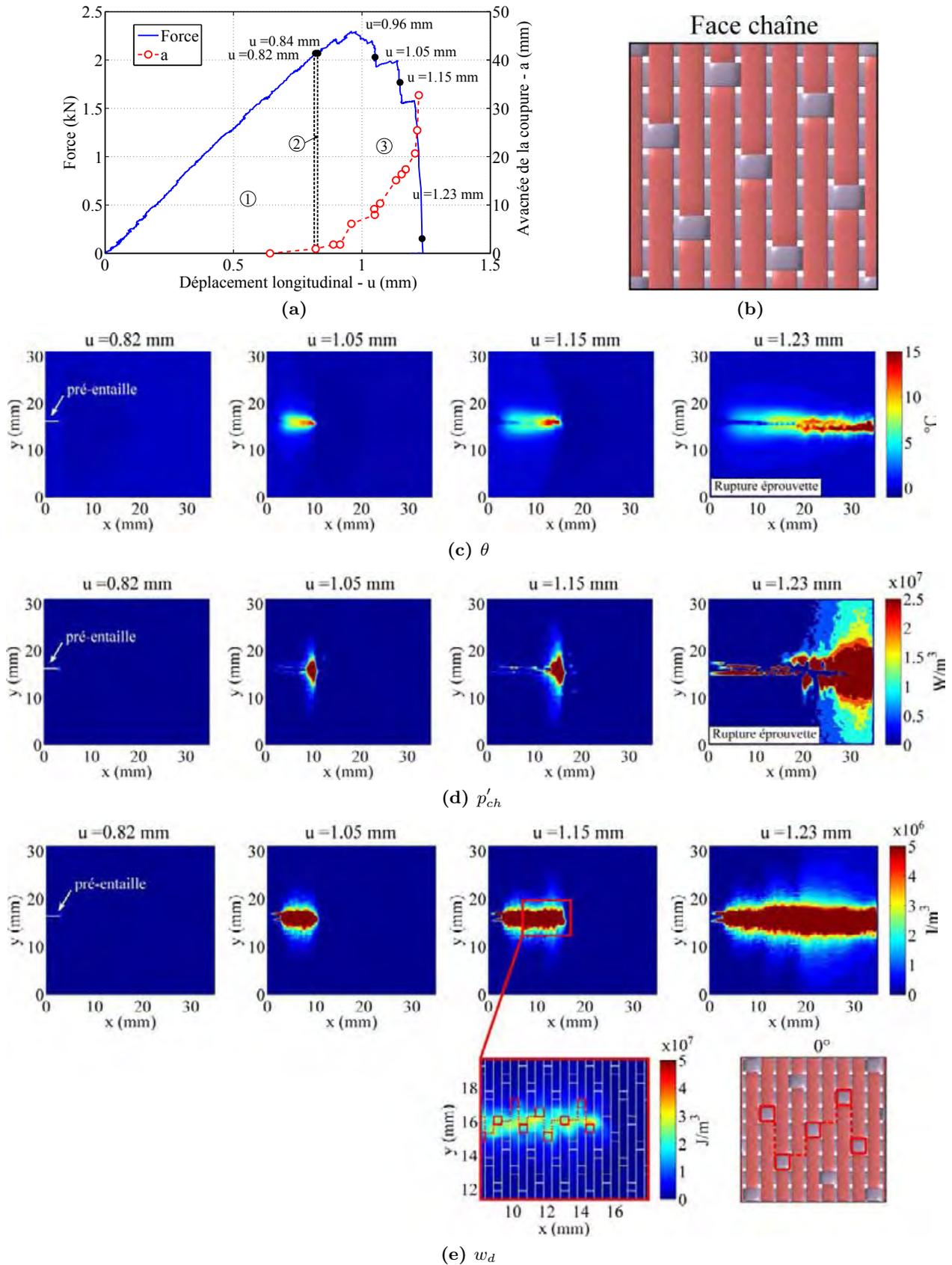


Figure III.34 – (a) Courbe effort/déplacement; (b) face du motif de tissage correspondant à la face observée; (c) champs de variation de température  $\theta$ , (d) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (e) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face chaîne.

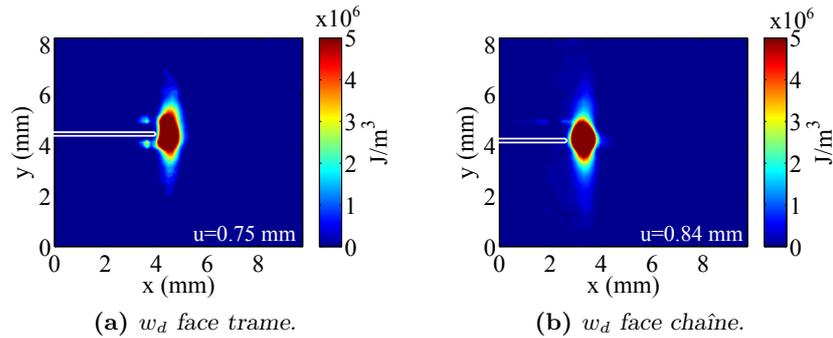


Figure III.35 – Comparaison de la taille des zones endommagées observées (a) face trame et (b) face chaîne avant la propagation de la coupure.

### III.3.2.2 Essai sur stratifié entaillé $[\pm 45]_2$

Pour les essais de propagation sur les dragages  $[\pm 45]^\circ$  la direction de la coupure est encore gouvernée par la position des points de tissage (Figure III.36). Toutefois en fonction du pli qui pilote la propagation, pli  $+45^\circ$  ou pli  $-45^\circ$ , le trajet de la coupure peut être variable. La Figure III.36a présente les alignements privilégiés des points de tissage pour plusieurs orientations du pli de tissu. Pour les plis orientés à  $+45^\circ$  les points de tissage présentent des orientations préférentielles  $\pm 27^\circ$  et  $90^\circ$  par rapport à l'horizontale. Pour les plis  $-45^\circ$  ces angles caractéristiques sont de  $0^\circ$  et  $\pm 63.4^\circ$ . La Figure III.36b présente les faciès de rupture obtenus pour deux essais différents. La disparité observée témoigne de la reproductibilité médiocre des trajets de coupure. En effet, dans un cas la coupure se propage initialement de manière horizontale puis bifurque selon un angle d'environ  $33^\circ$  par rapport à l'horizontale, ce qui semble indiquer que le pli  $-45^\circ$  et le pli  $+45^\circ$  pilotent successivement la propagation (voir éprouvette face chaîne Figure III.36b). Pour la deuxième éprouvette considérée (face trame Figure III.36b), l'intégralité de la propagation est pilotée par le pli  $+45^\circ$  puisque la coupure présente une orientation d'un angle de  $27^\circ$  par rapport à l'horizontale.

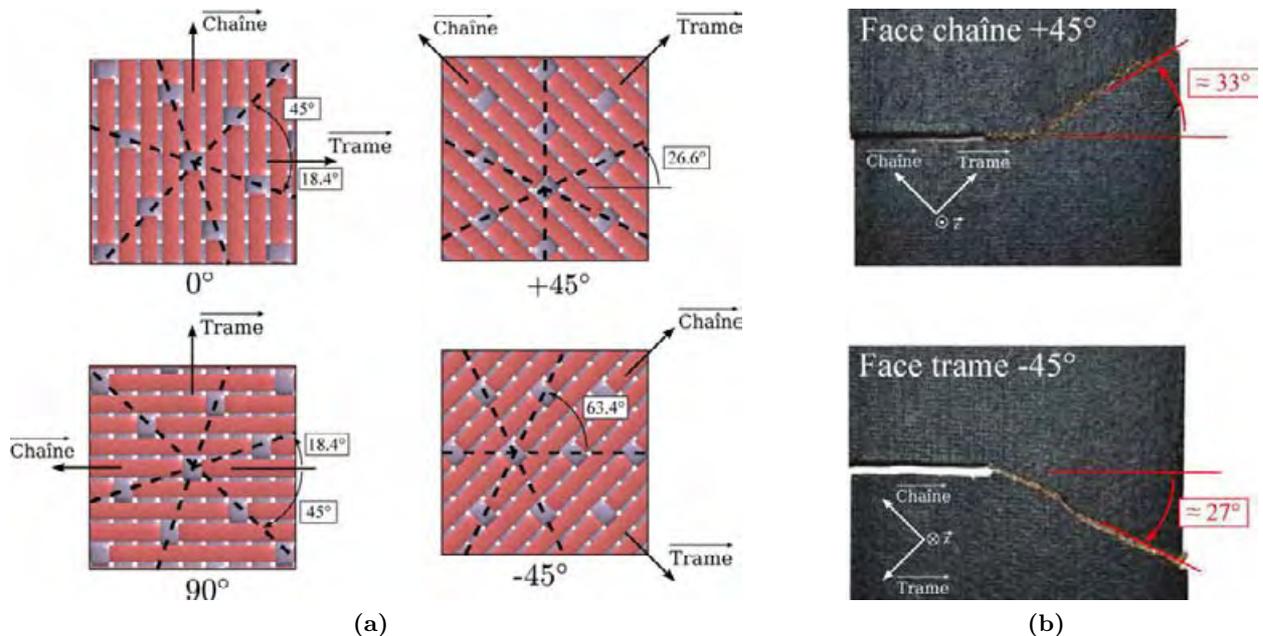
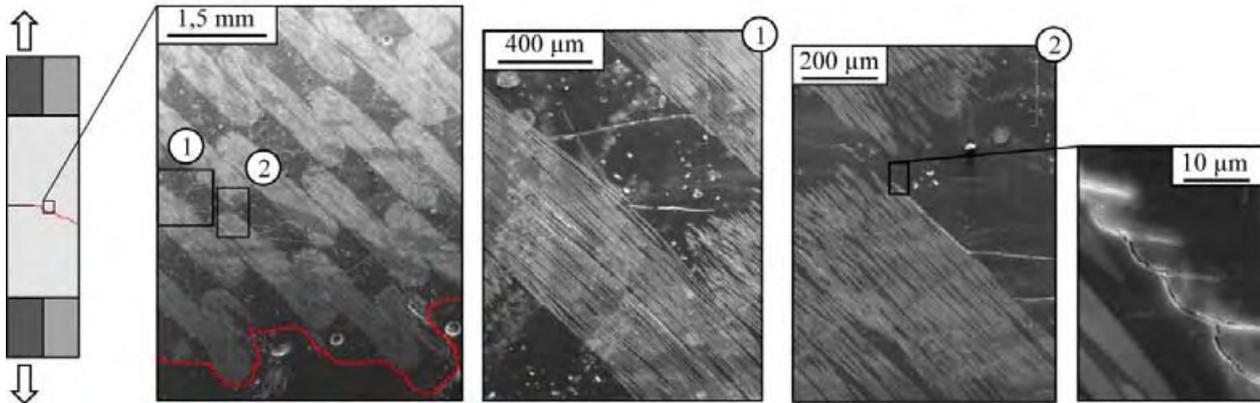


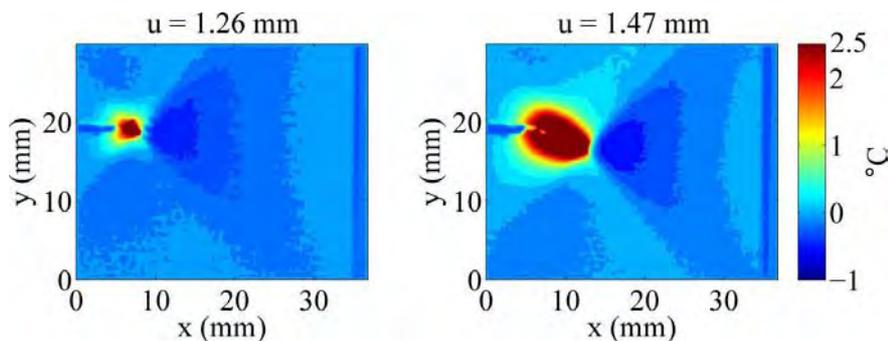
Figure III.36 – (a) Face chaîne du motif de tissage orienté dans les directions  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $+45^\circ$  et  $-45^\circ$ . (b) Photographies des éprouvettes  $\pm 45^\circ$  après propagation de la coupure.

L'endommagement relevé à l'échelle microscopique se caractérise essentiellement par la microfissuration des mèches transverses et longitudinales en cisaillement (Figure III.37). Ces microfissurations initialement parallèles à la direction des fibres se propagent de manière quasi horizontale entre deux mèches successives. L'absence de « cups » sur ces fissures traversantes nous amène à penser que la propagation des fissures de cisaillement intralaminaire d'une mèche à l'autre est caractérisée par une rupture de la résine en traction.



**Figure III.37** – Clichés micrographiques de la face chaîne d'une éprouvette de propagation  $\pm 45^\circ$  après rupture.

Comme pour les essais de propagation sur éprouvette  $[0^\circ]_2$ , l'évolution de la température des faces trame et chaîne est suivie par thermographie infrarouge. Les résultats sont présentés Figure III.39 pour la face trame et Figure III.40 pour la face chaîne. Pour les deux essais, un échauffement concentré est observé en pointe de fissure. Une variation maximale de température d'environ  $24^\circ\text{C}$  est relevée au cours de la propagation<sup>14</sup>. Un refroidissement thermoélastique est observé au devant de la zone endommagée. La zone de refroidissement est de forme triangulaire dont les côtés adjacents à la pointe de fissure sont orientés de  $\pm 45^\circ$  par rapport à l'horizontale, voir Figure III.38. Cette zone de refroidissement - résultant de l'état de traction locale du matériau - indique que la



**Figure III.38** – Zone de refroidissement thermoélastique observée en pointe d'entaille sur la face trame lors d'un essai de propagation  $[\pm 45^\circ]_2$ .

zone tendue en pointe de fissure est bornée par les premières mèches à  $+45^\circ$  et  $-45^\circ$  non rompues qui assurent la transmission du flux d'effort. Par ailleurs, lorsque la coupure approche du bord de l'éprouvette, la modification du champ local des contraintes élastiques, dues aux effets de bord, se répercute sur le refroidissement élastique qui s'en trouve perturbé, voir Figure III.39c (face trame,

<sup>14</sup>. Pour une meilleure visibilité de la distribution des températures, l'échelle thermique des Figures III.39c et III.40c varie de  $-1$  à  $15^\circ\text{C}$ .

$u = 1.51$  mm) et Figure III.40c (face chaîne,  $u = 1.76$  mm).

L'analyse conjointe des champs de source (Figure III.39d et Figure III.40d) et des champs de source cumulés (Figure III.39e et Figure III.40e) permet, à l'instar des essais à  $0^\circ$ , de décomposer le scénario de propagation en trois zones : une zone élastique-linéaire (1), une zone où l'endommagement se développe en pointe de l'entaille initiale (2) et une zone de propagation (3), voir Figure III.39a et Figure III.40a. L'initiation de l'endommagement (début de la zone 2) est observée quasiment au même niveau de déplacement pour les deux essais. Les champs de source de chaleur cumulés face trame et face chaîne, représentés respectivement Figure III.41a et Figure III.41b, montrent que juste avant la propagation un endommagement étendu s'est développé dans la direction des mèches de chaîne et de trame. La forme de la zone endommagée est alors assimilable à celle d'une croix. Cette allure est moins prononcée sur la face chaîne (Figure III.41b), où l'endommagement reste concentré en pointe de coupure. Là encore, la position de la pré-entaille au regard du motif de tissage pourrait expliquer cette disparité. Toutefois, la taille de la zone fortement endommagée avant la propagation - zones de fortes dissipations - reste équivalente pour les deux essais considérés ( $\approx 1$  à  $2$  mm<sup>2</sup>). Elles demeurent cependant plus petites que celles observées lors des essais de propagation à  $0^\circ$ .

Lors de l'avancée de la coupure macroscopique, on retrouve un champ de sources de forte intensité autour du trajet de la coupure, prolongé de sources plus diffuses de part et d'autre de l'entaille dans les directions des mèches à  $+45^\circ$  et à  $-45^\circ$ . Un endommagement sous forme de croix est alors observé. Ce dernier résulte principalement de la propagation de fissures intralaminaires en cisaillement parallèlement à la direction des mèches. L'étendue de la zone endommagée observée lors de la propagation d'une coupure (cf. dimensions annotées Figure III.39d) est alors comparable à celles observées pour les essais de propagation à  $0^\circ$ . Par ailleurs, comme précédemment on observe la présence de sources de chaleur positives engendrées par le mouvement des lèvres de la fissure et les déplacements globaux de l'éprouvette liés à la rupture finale.

Enfin, le tracé des champs de source cumulés révèle l'étendue de la zone endommagée au cours de la propagation, Figure III.39e pour la face trame et Figure III.40e pour la face chaîne. L'étendue et l'intensité de ces champs sont comparables d'une face à l'autre, mais également avec celles obtenues pour les essais à  $0^\circ$ . L'utilisation d'une échelle d'amplitude plus élevée, permet par ailleurs de retrouver les trajets de coupure précédemment identifiés à partir des photographies du faciès de rupture des éprouvettes.

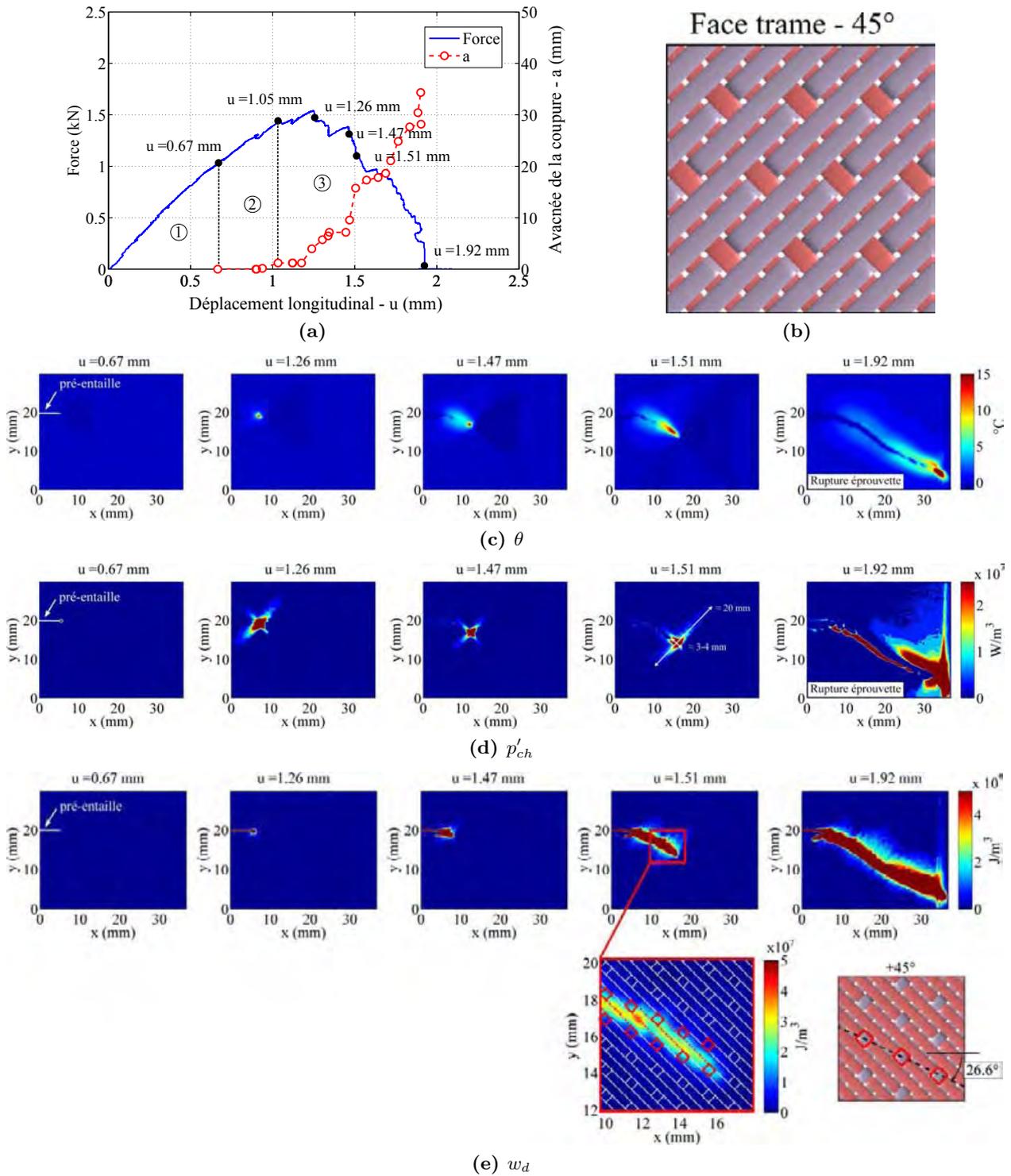


Figure III.39 – (a) Courbe effort/déplacement ; (b) face du motif de tissage correspondant à la face observée ; (c) champs de variation de température  $\theta$ , (d) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (e) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face trame.

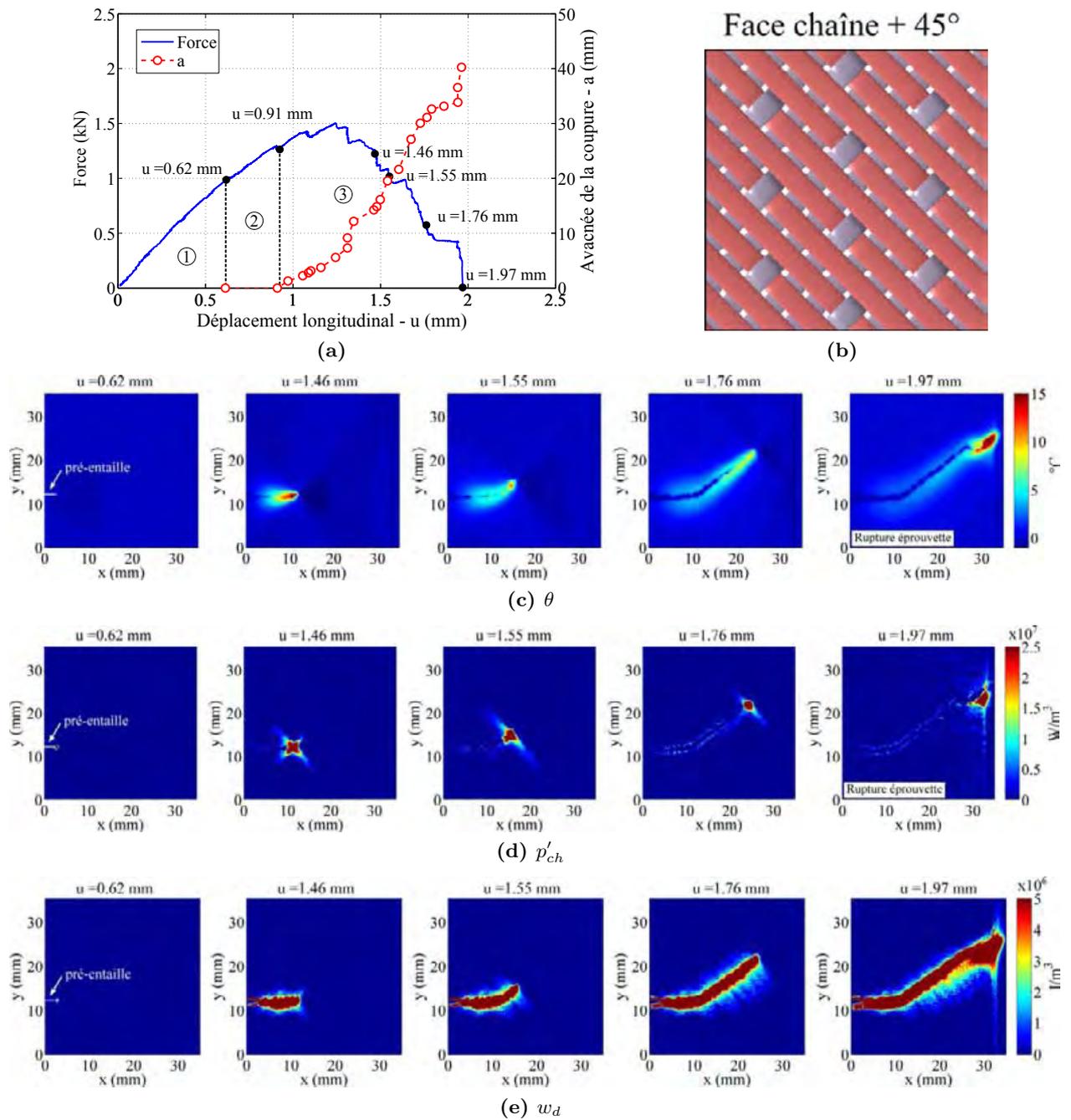


Figure III.40 – (a) Courbe effort/déplacement ; (b) face du motif de tissage correspondant à la face observée ; (c) champs de variation de température  $\theta$ , (d) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (e) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face chaîne.

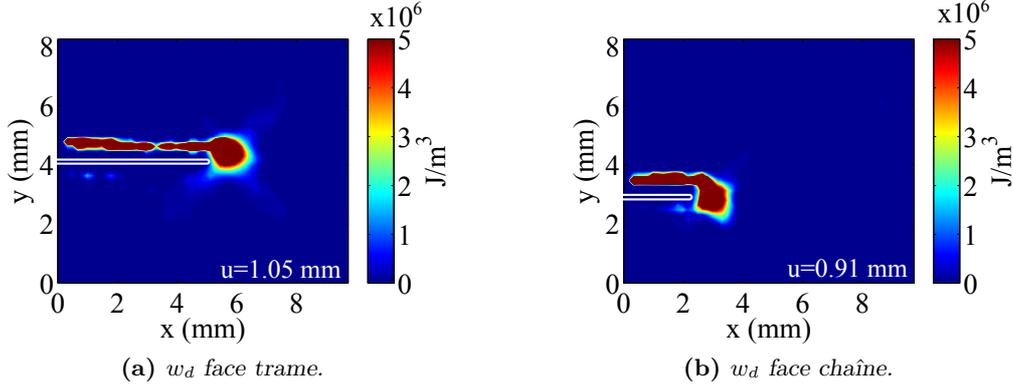


Figure III.41 – Comparaison de la taille des zones endommagées observées (a) face trame et (b) face chaîne avant la propagation de la coupure.

### III.3.3 Évaluation du taux de restitution d'énergie critique

Pour les essais de propagation précédents, le taux de restitution d'énergie ( $G$ ) est calculé à partir de l'intégrale des champs de source de chaleur :

$$G = \frac{e \int_{t_A}^{t_A+dA} \left[ \int_{S_{IR}} \overline{p'}_{ch} dS_{IR} \right] dt}{\beta dA} \quad (\text{III.13})$$

L'accroissement de la surface fissurée lors d'une avancée de coupure  $dA$  est estimé en supposant que la fissure se propage de manière rectiligne dans l'épaisseur. Il se décompose alors sous la forme :  $dA = e \times \Delta a$ , où  $e$  représente l'épaisseur du stratifié et  $\Delta a$  l'avancée de la coupure déterminée à partir des champs de source de chaleur cumulés lors de l'avancée de la coupure.

La Figure III.42a présente un exemple du champ de sources de chaleur cumulées lors d'une avancée de fissure face trame sur une éprouvette de propagation  $[0^\circ]_2$ . Le tracé de l'évolution des sources cumulées le long du profil A - qui coïncide avec le trajet de la coupure - permet d'estimer l'avancée de la coupure  $\Delta a$  (Figure III.42c). De la même manière, à partir du profil B défini Figure III.42a, la hauteur de la zone endommagée peut être évaluée (Figure III.42d). La taille de la surface endommagée est alors connue et permet de définir la taille minimale de la surface d'intégration  $S_{IR}$  à adopter, voir Figure III.42a. Pour les éprouvettes de propagation  $[\pm 45^\circ]_2$ , le trajet de la coupure n'est pas horizontal. La longueur fissurée est alors estimée comme la norme du vecteur  $\| \overline{a_0 a_1} \|$  où  $a_0$  et  $a_1$  désignent respectivement la position de la pointe de coupure avant et après propagation, voir Figure III.42b. Afin de ne pas prendre en compte les champs de source inhérents au mouvement des bords de la fissure dans le calcul de  $G$ , la surface d'intégration  $S_{IR}$  est modifiée (Figure III.42b).

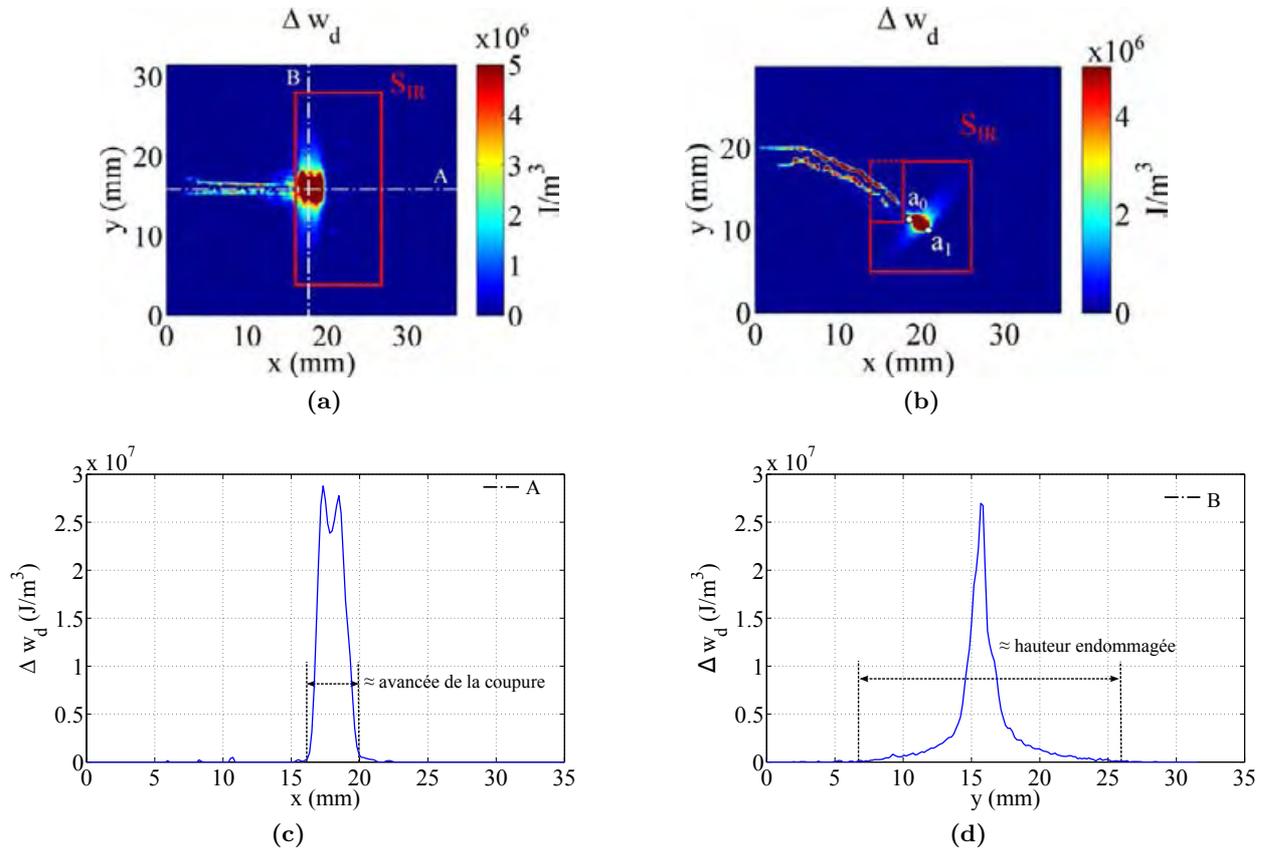
Il reste maintenant à déterminer la proportion d'énergie convertie en chaleur - rapport  $\beta$  - lors d'une avancée de coupure. Ce rapport est estimé, nous allons le voir, comme le rapport entre le taux de restitution d'énergie calorifique  $G_{ir}$  et le taux de restitution d'énergie  $G$  (taux de restitution d'énergie mécanique irréversible  $G$ ) :

$$\beta = \frac{dW_d}{dW_{ext} - dW_r} = \frac{G_{ir}}{G} \quad (\text{III.14})$$

où  $G_{ir}$  et  $G$  sont respectivement définis par :

$$G_{ir} = \frac{e \int_{t_A}^{t_A+dA} \left[ \int_{S_{IR}} \overline{p'}_{ch} dS_{IR} \right] dt}{dA} \quad \text{et} \quad G = \frac{dW_{ext} - dW_r}{dA} \quad (\text{III.15})$$

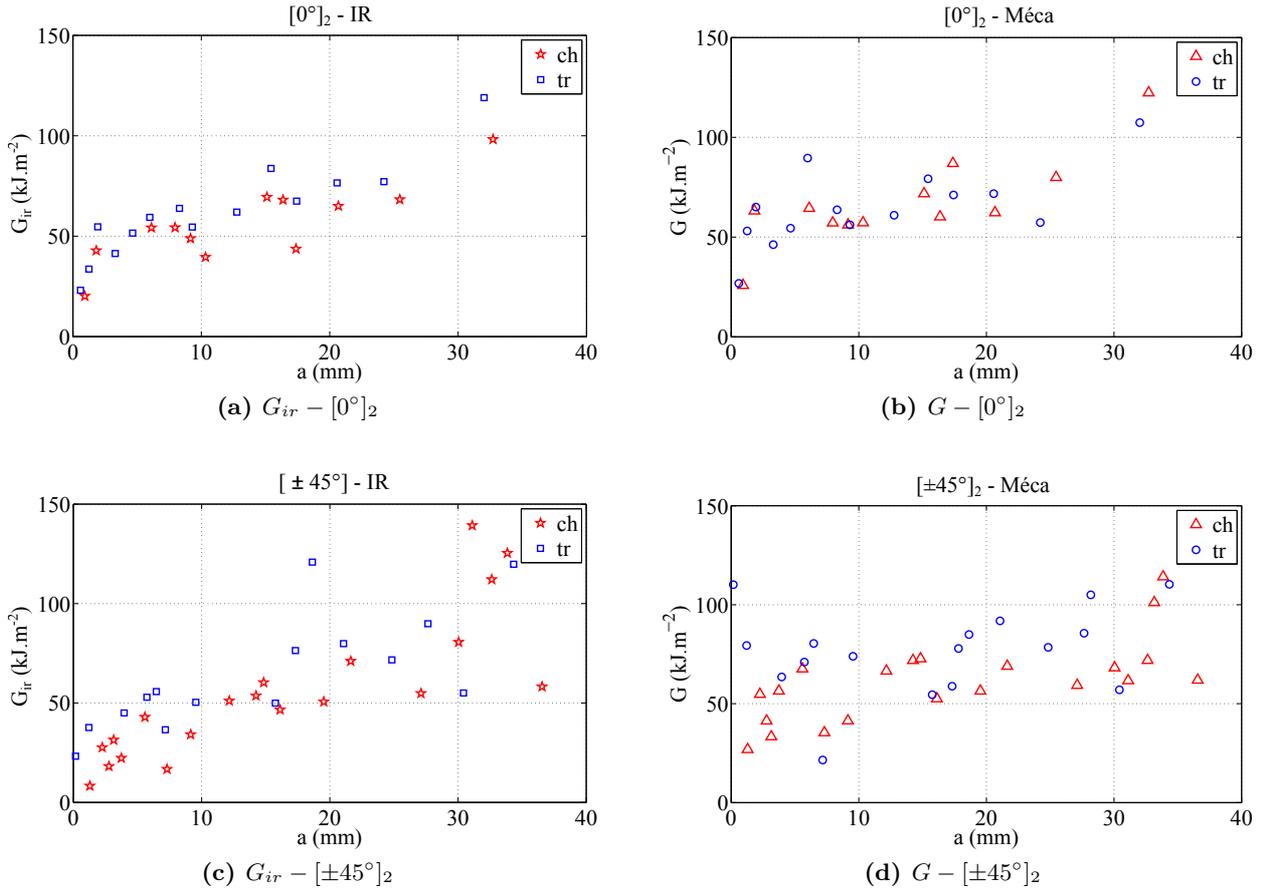
La Figure III.43a présente l'évolution de  $G_{ir}$  en fonction de l'avancée de la coupure pour les essais de propagation  $[0^\circ]_2$  face trame et face chaîne. Les évolutions de  $G$  correspondantes, calculées



**Figure III.42** – Champs de source cumulés  $\Delta w_d$  lors d'une avancée de fissure : (a) face trame  $[0^\circ]_2$  et (b) face trame  $[\pm 45^\circ]_2$ . Évolution de  $\Delta w_d$  pour un essai face trame  $[0^\circ]_2$  selon les profils : (c) A et (d) B définis Figure III.42a.

à partir de la méthode des aires, sont données Figure III.43b. L'évolution de  $G_{ir}$  est comparable pour les deux faces, même si l'on constate que les valeurs obtenues face chaîne sont légèrement inférieures. La Figure III.43b démontre une tendance moins prononcée mais similaire pour  $G$ , ce qui nous amène à penser que la différence observée provient plus d'une problématique de reproductibilité des essais que d'une réelle différence quantitative entre les champs de source observés face trame et face chaîne. Dans l'absolu ces derniers devraient être différents puisque les modes de dégradation varient en fonction de l'orientation des mèches présentes en majorité sur les faces (fissurations en cisaillement face chaîne contre fissurations en traction face trame). Des tendances identiques sont observées pour les essais de propagation sur éprouvettes  $[\pm 45^\circ]_2$  (Figure III.43c et III.43d) même si l'on observe une dispersion supérieure tant sur les mesures calorifiques que sur les mesures mécaniques (*cf.* écarts types Tableau III.6). Quelle que soit la configuration, l'évolution de l'énergie dissipée suit, tout comme celle de l'énergie mécanique irréversible, une loi puissance en fonction de l'avancée de la coupure.

Le Tableau III.6 récapitule les valeurs moyennes d'initiation et de propagation obtenues à partir des deux méthodes. Les valeurs moyennes d'initiation sont définies comme la moyenne des premières valeurs obtenues face trame et face chaîne. Les valeurs de propagation sont alors définies comme la moyenne de toutes les autres valeurs. Les résultats illustrent les faibles valeurs moyennes d'initiation obtenues pour les drapages  $[\pm 45^\circ]_2$  comparativement à celles obtenues avec les drapages  $[0^\circ]_2$ . Ces résultats semblent en accord avec les observations précédentes puisque des zones endommagées de tailles plus faibles étaient observées pour les drapages  $[\pm 45^\circ]_2$ . On remarque toutefois que la valeur moyenne d'initiation obtenue avec la méthode des aires sur les éprouvettes  $[\pm 45^\circ]_2$  est anormalement élevée ( $68.5 \text{ kJ.m}^{-2}$ ). Cet écart provient des valeurs d'initiation aberrantes obtenues pour l'essai face trame Figure III.43d. Cette anomalie n'est pas surprenante car dans le cas où les variations



**Figure III.43** – Comparaison face trame/face chaîne des évolutions de : (a)  $G_{ir}$ , (b)  $G$  pour les éprouvettes de propagation  $[0^\circ]_2$  et (c)  $G_{ir}$ , (d)  $G$  pour les éprouvettes  $[\pm 45^\circ]_2$ .

$[0^\circ]_2$				$[\pm 45^\circ]_2$			
Init.		Propa.		Init.		Propa.	
$G_{ir}$	$G$	$G_{ir}$	$G$	$G_{ir}$	$G$	$G_{ir}$	$G$
Valeurs moyennes (kJ.m <sup>-2</sup> )							
21.6	26.3	62.4	69.1	15.8	68.5	61.5	69.2
Écarts types relatifs (%)							
-	-	30.3	25.3	-	-	67.2	32.8

**Tableau III.6** – Valeurs moyennes et écarts types relatifs des taux de restitution d'énergie calculés pour l'initiation et la propagation.

de raideur sont faibles - comme lors de l'initiation - il est en effet difficile d'obtenir une mesure précise de  $G$  à partir des variations de la courbe effort/déplacement. Si l'on considère uniquement la valeur d'initiation sur la face chaîne,  $G_{init}$  vaut alors  $26.8 \text{ kJ.m}^{-2}$  ce qui concorde avec la valeur moyenne d'initiation obtenue pour le drapage  $[0^\circ]_2$ .

Comparativement aux résultats de la littérature, les valeurs calculées sont cependant légèrement inférieures à celles obtenues par [Gershon et Marom, 1975] lors d'essais de flexion 3 points sur des stratifiés monolithiques en verre/époxyde (E-Araldite F/HT972). Les auteurs obtiennent en effet des valeurs d'initiation d'environ  $30 \text{ kJ.m}^{-2}$  et des valeurs de propagation autour de  $90 \text{ kJ.m}^{-2}$  pour une fraction volumique de fibre proche de 55%. La constatation est identique avec les valeurs obte-

nues par [Pinho *et al.*, 2006] sur des stratifiés unidirectionnels carbone/époxyde  $[0^\circ/90^\circ]_{8S}$  même si dans ce cas le matériau est différent, voir Figure III.44 (initiation :  $91.6 \text{ kJ.m}^{-2}$  ; propagation :  $133 \text{ kJ.m}^{-2}$ ). La méthode développée permet, par rapport aux méthodes utilisées dans la littérature, de détecter de manière plus précise l'initiation de la propagation via l'intermédiaire des champs de source, ce qui peut expliquer les faibles valeurs d'initiation obtenues comparativement à celle de la littérature. Enfin, les matériaux et les modes de rupture étant différents, nous retiendrons que l'ordre de grandeur des taux de restitution d'énergie estimés est comparable à ceux obtenus dans la littérature pour la fissuration translaminaire en mode I. Par ailleurs, quel que soit le drapage et la face considérée, les champs de source obtenus sur chacune des faces sont quantitativement équivalents. En conséquence, nous supposons qu'ils sont représentatifs du champ de sources dissipatifs moyen.

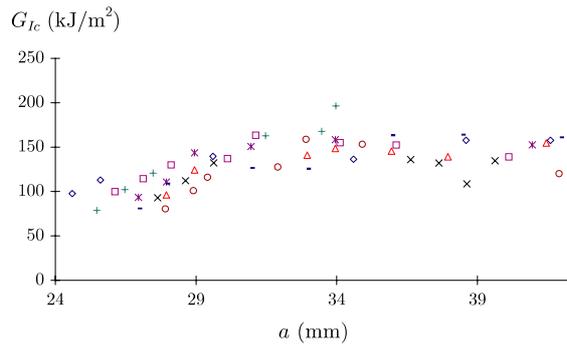


Figure III.44 – Courbe  $R$  obtenue lors d'un essai CT sur un stratifié carbone/époxyde ( $T300/913$ )  $[0^\circ/90^\circ]_{8S}$  [Pinho *et al.*, 2006].

Pour chaque configuration, les taux de restitution d'énergie calorifique  $G_{ir}$  et mécanique  $G$  sont ensuite comparés sur un même graphe Figure III.45a (éprouvettes  $[0^\circ]_2$ ) et Figure III.45b (éprouvettes  $[\pm 45^\circ]_2$ ). Des courbes  $R$  idéalisées, associées aux évolutions de  $G_{ir}$  et  $G$ , sont superposées sur les graphiques précédents. Ces dernières sont obtenues par approximation au sens des moindres carrés d'une loi puissance d'équation  $G = m a^n$ , où le paramètre  $n$  est respectivement fixé à  $n_0 = 0.24$  et  $n_{45} = 0.35$  pour les configurations  $[0^\circ]_2$  et  $[\pm 45^\circ]_2$ . On peut alors constater que

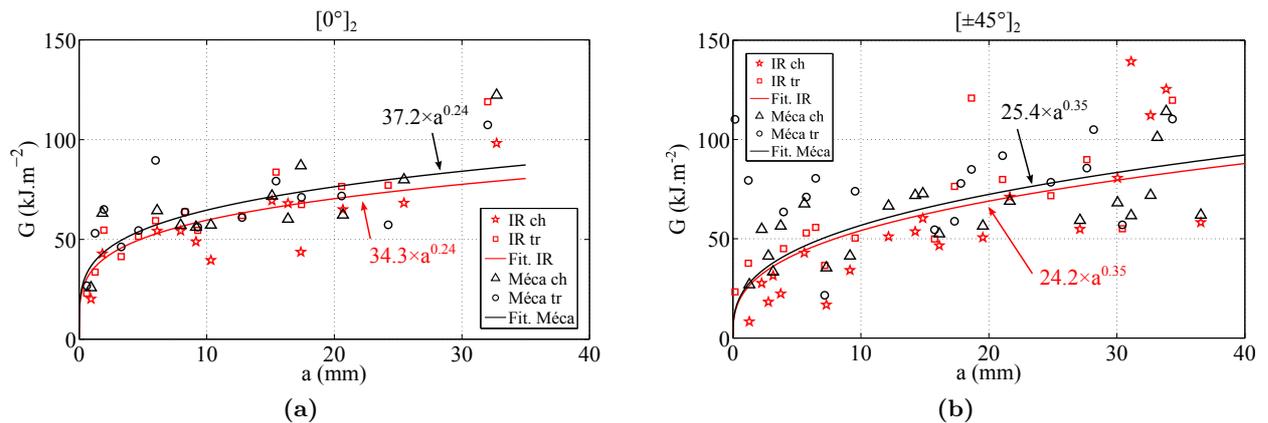


Figure III.45 – Comparaison des taux de restitution d'énergie  $G_{ir}$  et  $G$  pour les configurations (a)  $[0^\circ]_2$  (b)  $[\pm 45^\circ]_2$ .

lors de la propagation les courbes  $R$  obtenues par mesure de l'énergie calorifique restent inférieures aux courbes  $R$  obtenues à partir de l'estimation de l'énergie mécanique.

Une valeur moyenne de  $\beta$  associée à la propagation d'une coupure est alors estimée pour chaque configuration comme le rapport entre la courbe  $R$  calorifique et la courbe  $R$  mécanique. Les para-

mètres  $n$  étant fixés,  $\beta$  correspond donc simplement au rapport des coefficients  $m$ . Le choix de fixer le paramètre  $n$  impose que la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur reste constante lors de l'initiation et de la propagation de la coupure pour un type de drapage considéré. Si la propagation est stable, les phénomènes d'endommagement en pointe de coupure restent, *a priori*, qualitativement et quantitativement identiques. Il n'y a donc, *a priori*, pas de raison pour que  $\beta$  varie le long du trajet de la coupure. Définir un paramètre  $\beta$  identique pour la propagation et l'initiation est plus discutable. Cependant, la méthode mise en place pour l'estimation de l'énergie mécanique (méthode des aires) reste trop imprécise pour obtenir des données quantitatives lorsque les variations de raideur sont faibles comme lors de l'initiation de la fissuration.  $\beta$  n'a donc pas pu être précisément évalué pour l'initiation.

Les valeurs moyennes obtenues sont respectivement  $\beta_0 = 0.92$  et  $\beta_{45} = 0.95$  pour les drapages  $[0^\circ]_2$  et  $[\pm 45^\circ]_2$ , ce qui démontre que lors de la propagation d'une coupure macroscopique dans un stratifié tissé à matrice therm durcissable, la majorité de l'énergie mécanique irréversible est dissipée en chaleur. Comme nous avons pu le constater à partir de l'observation conjointe des champs de source et des clichés micrographiques, l'endommagement en pointe de fissure se manifeste essentiellement par de multiples microfissurations, des ruptures de fibres et des décohésions d'interface. Par ailleurs, nous pouvons également affirmer que la proportion des phénomènes d'écroutissage - essentiellement liés au cisaillement de la résine - reste faible (certainement limité à la pointe de coupure), puisque pour un phénomène de ce type les valeurs de  $\beta$  sont bien plus faibles. Il est donc probable que l'endommagement en pointe de la coupure macroscopique se propage essentiellement sous la forme de microfissurations longitudinales et transversales dans les mèches, relaxant ainsi les contraintes de cisaillement dans les zones riches en résine (situées entre les mèches) avant que celles-ci n'atteignent leur seuil d'écroutissage. De plus, l'intensité des champs de dissipation mesurée lors des essais de propagation translaminaire ( $p'_{ch} \sim 10^7 \text{ W.m}^{-3}$ ) est 10 fois supérieure à celle relevée lors des essais de traction désorientée ( $p'_{ch} \sim 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ ) et 100 fois supérieure celle observée pour l'essai de cisaillement au rail ( $p'_{ch} \sim 10^5 \text{ W.m}^{-3}$ ). Ainsi, même si un phénomène d'inélasticité se manifestait en pointe de coupure, sa contribution serait négligeable devant celle engendrée par le phénomène de microfissuration purement dissipatif. En conclusion, pour les composites stratifiés étudiés, la propagation d'une coupure macroscopique peut être caractérisée comme un phénomène de fissuration fortement dissipatif, dépensant entre 90 et 100 % de l'énergie mécanique irréversible en chaleur ( $0.9 < \beta < 1.0$ ).

### III.3.4 Bilan sur les essais de propagation

Le suivi par thermographie infrarouge d'essais de propagation a permis d'établir des cartographies d'endommagement ainsi que des données quantitatives sous la forme de taux de restitution d'énergie pour les deux drapages considérés. Les champs de source combinés aux observations micrographiques ont permis d'identifier la microfissuration matricielle (en cisaillement et en traction) comme le phénomène d'endommagement prépondérant en pointe de coupure, que ce soit pour les drapages  $[0^\circ]_2$  ou  $[\pm 45^\circ]_2$ . Les résultats obtenus sur ces deux drapages différents démontrent également que les champs de source obtenus sur les deux faces sont quantitativement représentatifs de la puissance calorifique volumique moyennée dans l'épaisseur, bien que des hétérogénéités inhérentes à la nature du matériau subsistent certainement, même pour des stratifiés de faible épaisseur.

Enfin, lorsque qu'un phénomène de fissuration fragile se développe dans un stratifié composite à matrice therm durcissable, la majorité de l'énergie mécanique irréversible est dissipée en chaleur, même dans le cas où l'endommagement se propage sous une sollicitation combinée de traction et de cisaillement. S'il est difficile de statuer sur la valeur précise de ce ratio, il apparaît toutefois raisonnable au vu des résultats de considérer  $\beta$  comme un paramètre matériau constant ( $\approx 0.9$ ) lors de la propagation d'une fissure dans un stratifié à matrice « fragile ».

### III.4 Conclusion

Le travail mené dans ce chapitre a dans un premier temps été consacré à l'étude de la dégradation du tissu composite pour une sollicitation de traction dans l'axe des renforts ( $[0^\circ]_2$ ). Combinés à des clichés micrographiques, les champs de température et de sources ont permis d'améliorer la caractérisation de la cinétique d'endommagement en apportant des précisions sur sa description spatiale et temporelle. Les résultats ont alors confirmé que la fissuration intralaminaires des mèches transverses représente le mode d'endommagement principal dans cette configuration, celle-ci étant accompagnée de plusieurs décohésions d'interface. Les mesures thermiques ont également mis en évidence l'hétérogénéité du champ de température inhérente à la configuration intrinsèque du matériau. En effet, bien que les éprouvettes soient minces ( $\approx 0.65$  mm), la faible conductivité du matériau dans l'épaisseur devant l'intensité des champs de source associés aux fissurations matricielles engendre un champ de température fortement hétérogène. Afin d'obtenir des résultats quantitatifs, la résolution du problème thermique 3D a été considérée. À partir de cette approche dite 3D, une estimation du  $G$  intralaminaires est obtenue ( $G_{moy} = 0.58 \text{ kJ.m}^{-2}$ ) et s'avère en concordance avec celle obtenue dans la littérature pour une propagation interlaminaires ou intralaminaires en mode I ( $G_{Ic}$ ).

La suite du chapitre a été consacrée à la caractérisation du rapport d'énergie mécanique convertie en chaleur ( $\beta$ ), paramètre essentiel pour la connaissance précise du taux de restitution d'énergie  $G$ . Des essais de traction désorientée ( $[\pm 45^\circ]_2$ ) et de cisaillement au rail ( $[0^\circ]_4$ ) ont dans un premier temps été étudiés afin de déterminer l'ordre de grandeur du rapport  $\beta$  associé au phénomène d'inélasticité de la résine. Les observations micrographiques ont d'abord révélé que la présence d'une contrainte de traction engendrait un comportement fragile de la résine se traduisant par l'apparition de microfissurations intramèches, de rares métadé laminages et de ruptures de fibres. Dans le cas d'une sollicitation de cisaillement pur, l'affaiblissement du module de cisaillement provient plutôt des phénomènes de fissuration à l'échelle des chaînes macromoléculaires car aucun endommagement n'est observé à l'échelle microscopique. Quelle que soit la configuration, aucun de ces endommagements n'a pu être détecté à partir des mesures thermiques. Ces dernières ont toutefois permis l'estimation des énergies moyennes mises en jeu pour les deux configurations. Les résultats obtenus nous amènent à penser que lorsque la résine est sollicitée en cisaillement quasi statique la proportion d'énergie mécanique convertie en chaleur, qui atteint en moyenne  $\beta_{moy} = 0.3$ , reste plus faible que lorsque l'état de contrainte correspond à un état de traction combinée à du cisaillement impliquant plusieurs microfissurations ( $\beta_{moy} = 0.55$ ).

Dans une dernière partie, des essais de propagation de coupure ont été conduits sur deux drapages différents  $[0^\circ]_2$  et  $[\pm 45^\circ]_2$ . Les mesures thermiques sont alors utilisées pour estimer le taux de restitution d'énergie calorifique  $G_{ir}$  mais également pour décrire l'évolution spatiale de l'endommagement et suivre la pointe de la coupure. Ces mesures, combinées à des mesures mécaniques, révèlent que lorsque l'endommagement du matériau est dominé par un mode de fissuration fragile, l'énergie mécanique irréversible est quasi intégralement dissipée en chaleur. Cette constatation est valable tant pour les drapages  $[0^\circ]_2$  où  $\beta_0 = 0.92$  que pour les drapages ( $[\pm 45^\circ]_2$ ) où  $\beta_{45} = 0.95$ . La proximité des valeurs de  $G_{ir}$  obtenues sur les deux faces du tissu illustre la validité de l'approche thermique bidimensionnelle pour l'estimation quantitative des champs d'énergie dissipée en propagation de coupure. Enfin, nous avons pu observer que les taux de restitution d'énergie calculés correspondaient aux  $G_{Ic}$  relevés dans la littérature pour la rupture translaminaires des stratifiés.

En conclusion, même si la sensibilité du paramètre  $\beta$  aux différents modes de dégradation nécessite d'être étudiée plus en détail, il peut être supposé comme un paramètre matériau constant au cours d'un essai de propagation dominé par un mode fragile d'endommagement. De plus, pour la résine époxyde considérée dans cette étude, il semble que le phénomène de fissuration dissipe

environ 90% à 100% de l'énergie mécanique en chaleur. Ainsi, dans le cas d'un phénomène de fissuration fragile, la méthode développée s'avère être une technique alternative performante pour la mesure locale de taux de restitution d'énergie, et ce même dans les cas où les variations de raideurs dues aux phénomènes de fissuration restent faibles.

---

# Étude de la propagation de coupure dans les stratifiés UD

---

## Sommaire

---

<b>IV.1 Introduction</b>	<b>140</b>
<b>IV.2 Propagation de coupure dans les stratifiés UD monolithiques</b>	<b>141</b>
IV.2.1 Étude expérimentale de la fissuration intralaminaire sous traction QS	141
IV.2.1.1 Protocole expérimental et caractéristiques du matériau étudié	141
IV.2.1.2 Description des scénarii de rupture	142
IV.2.1.3 Taux de restitution d'énergie associés aux différentes configurations	147
IV.2.1.4 Bilan	149
IV.2.2 Mesure locale du $G$ associé à la rupture d'un paquet de fibres en traction	149
IV.2.2.1 Procédure expérimentale	149
IV.2.2.2 Mesure du taux de restitution d'énergie	151
IV.2.3 Propagation translaminaire sous chargement de compression QS	153
IV.2.3.1 Configurations expérimentales	153
IV.2.3.2 Caractérisation de la rupture en compression	154
IV.2.3.3 Taux de restitution d'énergie pour une rupture en « kink band »	156
IV.2.3.4 Comparaison par rapport aux résultats de la littérature et discussion	159
<b>IV.3 Étude de la rupture en compression dans les stratifiés quasi isotropes</b>	<b>161</b>
IV.3.1 Procédure expérimentale : protocole, matériau et fabrication	161
IV.3.2 Description du scénario d'endommagement	162
IV.3.3 Estimation du taux de restitution d'énergie $G$ associé à la propagation translaminaire d'une fissure en compression	165
IV.3.3.1 Principales hypothèses	165
IV.3.3.2 Résultats	166
IV.3.4 Discussion	168
<b>IV.4 Conclusion</b>	<b>169</b>

---

## IV.1 Introduction

La mise au point de méthodes numériques basées sur les approches de la mécanique linéaire de la rupture [Wisnom, 2010 ; Bouvet *et al.*, 2012] nécessite la caractérisation des paramètres associés à la propagation d'une fissure (taux de restitution d'énergie critique  $G_c$ , facteur d'intensité des contraintes critique  $K_c$ , intégrale  $J$ ). Or, à l'heure actuelle, les différentes procédures expérimentales développées à cet effet sont quantitativement fiables et reproductibles pour finalement peu de configurations (rupture interlaminaire en mode I et mode II). Comme souligné dans le Chapitre I, cette problématique est principalement liée à la difficulté d'obtenir un mode de propagation stable impliquant un seul type de fissuration. Les modes de propagation translaminaire restent, en particulier, parmi les plus complexes à caractériser.

En effet, la difficulté liée à l'obtention d'une propagation stable en rupture translaminaire, que ce soit en traction ou en compression, conduit généralement à l'utilisation de drapages multidirectionnels impliquant plusieurs modes de fissuration. Or, pour ces deux modes de sollicitation, les méthodes expérimentales employées dans la littérature restent inaptes à dissocier la contribution des différents types de fissuration impliqués. L'estimation du taux de restitution d'énergie associé à ce mode de rupture est alors généralement obtenue via l'utilisation de modèles numériques [Pinho *et al.*, 2006 ; Laffan *et al.*, 2012a] nécessitant la connaissance de la loi de comportement du matériau. Par ailleurs, pour l'étude de la propagation en compression, les approches proposées dans la littérature [Pinho *et al.*, 2009 ; Laffan *et al.*, 2012a], restent pour l'instant limitées à la caractérisation de l'initiation de la fissuration.

La rupture intralaminaire des stratifiés monolithiques a également été peu étudiée, en dehors du mode d'ouverture [Truss *et al.*, 1997 ; Pinho *et al.*, 2009 ; Canal *et al.*, 2012], puisque généralement le taux de restitution d'énergie est considéré du même ordre de grandeur que celui obtenu pour la rupture interlaminaire. Même si ce mode de propagation reste moins problématique que la rupture translaminaire, les faibles variations de raideur impliquées par la rupture intralaminaire compliquent les mesures de taux de restitution d'énergie à partir des méthodes expérimentales classiques, en particulier pour les stratifiés minces.

Ce chapitre a donc pour objectif d'apporter des précisions sur les taux de restitution d'énergie associés aux deux modes de propagation précédemment cités, pour lesquels les méthodes utilisées dans la littérature restent délicates à mettre en place. L'utilisation de drapages unidirectionnels monolithiques est privilégiée afin de limiter la contribution des modes parasites de fissuration. Dans une première partie, nous nous intéressons à la rupture translaminaire et intralaminaire de drapages monolithiques constitués de plis unidirectionnels verre/époxyde. La procédure expérimentale développée dans ce travail de thèse est alors utilisée pour caractériser la propagation intralaminaire en traction, la rupture d'un paquet de fibres en traction et la propagation translaminaire en compression. Pour ce dernier, l'instabilité de propagation inhérente à ce mode de rupture nous a amenés à tester plusieurs configurations. Devant l'inaptitude des configurations testées à conférer une propagation stable, nous avons, dans une deuxième partie, étudié la rupture en compression de plis en surface - orientés perpendiculairement à la direction de chargement - sur deux stratifiés multidirectionnels carbone/époxyde. Deux configurations sont alors testées, un essai de CAI (Compression Après Impact) et un essai d'indentation quasi statique. Enfin, pour les diverses études présentées dans ce chapitre, la pertinence des résultats obtenus est discutée vis-à-vis des travaux de la littérature.

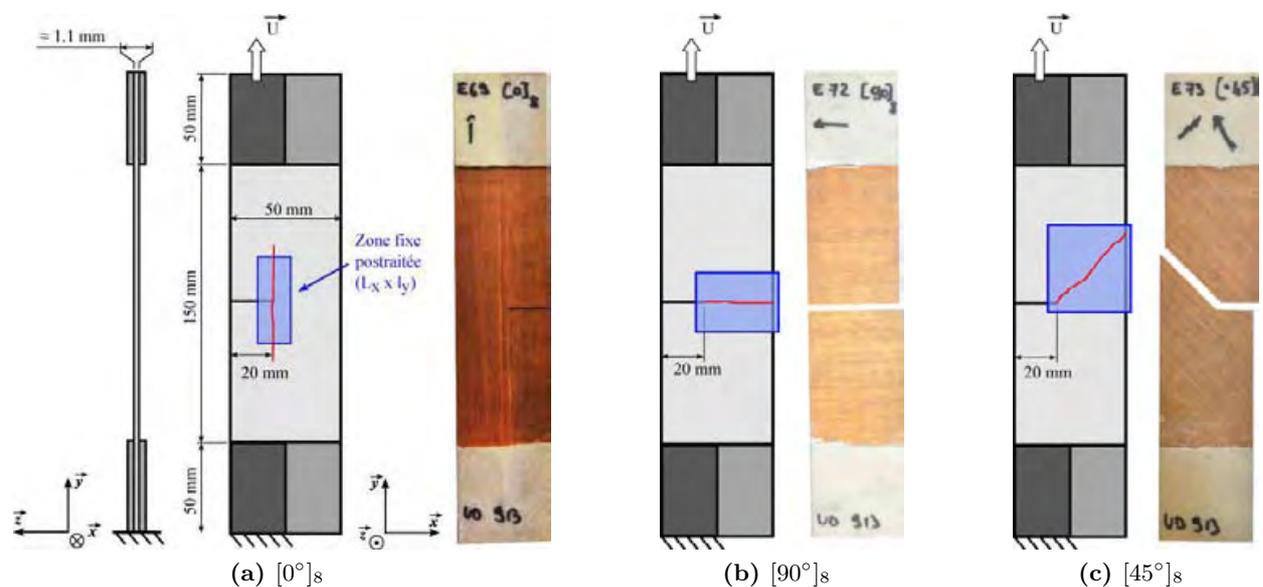
## IV.2 Propagation de coupure dans les stratifiés UD monolithiques

### IV.2.1 Étude expérimentale de la fissuration intralaminare sous traction QS

#### IV.2.1.1 Protocole expérimental et caractéristiques du matériau étudié

Comme nous l'avons souligné dans le Chapitre I, plusieurs dispositifs expérimentaux ont été utilisés dans la littérature pour l'étude de la propagation intralaminare : flexion 3 points [Canal *et al.*, 2012] ou 4 points [Pinho *et al.*, 2009], « Compact Tension » (CT) [Cowley et Beaumont, 1997 ; Truss *et al.*, 1997 ; Jose *et al.*, 2001], DCB [Iwamoto *et al.*, 1999 ; de Moura *et al.*, 2010], ou encore « wedge insert fracture » [Humer *et al.*, 1998]. Cependant, aucune configuration n'est aujourd'hui normalisée et peu d'entre elles sont applicables à l'étude des stratifiés minces. L'intérêt d'adopter des éprouvettes minces est d'obtenir un champ de température homogène dans l'épaisseur, permettant l'utilisation de l'approche 2D pour le calcul du taux de restitution d'énergie plutôt que l'approche 3D, plus complexe, puisqu'elle nécessite la connaissance de la distribution spatiale des champs de source. De plus, travailler sur des éprouvettes minces permet de s'affranchir des effets d'épaisseur sur le mode d'endommagement, voir par exemple [Gao *et al.*, 1999].

Dans cette optique, nous choisissons ici d'adopter la géométrie de l'éprouvette de propagation précédemment utilisée pour l'étude de la rupture translaminaire des stratifiés tissés. La Figure IV.1 présente la configuration expérimentale employée ainsi que les zones suivies par caméra infrarouge au cours de l'essai. Afin d'étudier l'influence du mode I et du mode II sur la valeur du taux de restitution d'énergie associé à la rupture intralaminare, trois drapages monolithiques sont testés :  $[0^\circ]_8$ ,  $[90^\circ]_8$  et  $[45^\circ]_8$ . Les stratifiés sont fabriqués à partir de nappes pré-imprégnées unidirectionnelles



**Figure IV.1** – Géométrie des éprouvettes de propagation monolithiques et photographies après rupture de la face opposée à la face observée qui est peinte en noir : (a)  $0^\circ$ , (b)  $90^\circ$  et (c)  $45^\circ$ .

verre/époxyde (913G-E-5-30%). Les caractéristiques mécaniques et thermiques du pli après polymérisation sont répertoriées dans le Tableau IV.1. Les éprouvettes une fois découpées sont ensuite entaillées sur une longueur de 20 mm à l'aide d'une scie à fil diamanté de  $\varnothing$  0.17 mm. Pour chaque drapage considéré, les essais de propagation sont effectués sur une machine de traction électromécanique (INSTRON 10kN) à température ambiante et à une vitesse de déplacement constante de 1 mm/min.

Fraction volumique de fibres, $V_f$	52.85 %
Masse volumique, $\rho$	1920 kg.m <sup>-3</sup>
Module d'Young longitudinal (direction fibre), $E_1$	42 GPa
Module d'Young transversal, $E_2$	3.39 GPa
Conductivité thermique longitudinale [Bigaud <i>et al.</i> , 2001], $k_1$	0.75 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Conductivité thermique transversale [Bigaud <i>et al.</i> , 2001], $k_2 = k_3$	0.55 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Chaleur spécifique [Emery <i>et al.</i> , 2008], $C$	882 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Épaisseur nominale après cuisson, $e_{pli}$	0.14 mm

Tableau IV.1 – Caractéristiques mécaniques et thermiques d'un pli UD verre/époxyde (913G-E-5-30%).

#### IV.2.1.2 Description des scénarii de rupture

La réponse effort/déplacement, les champs de température, de sources de chaleur et d'énergie volumique sont présentés pour plusieurs avancées de coupure en Figure IV.2 pour un stratifié  $[0^\circ]_8$ , Figure IV.3 pour un stratifié  $[90^\circ]_8$  et Figure IV.4 pour un stratifié  $[45^\circ]_8$ . Comme attendu, dans chaque configuration, sous l'accroissement du chargement, la pré-entaille se propage dans la direction des fibres en suivant l'interface fibre/matrice. Lors d'une avancée de coupure, l'intégralité de l'épaisseur du stratifié est rompue. Le scénario de dégradation est détaillé ci-après pour chaque drapage :

- $[0^\circ]_8$  : La réponse effort/déplacement du stratifié est linéaire jusqu'au début de la propagation où les premières non linéarités apparaissent, voir Figure IV.2a. La concentration des contraintes de cisaillement en pointe d'entaille provoque alors la propagation verticale de la rupture - à l'interface fibre/matrice - de part et d'autre de la pointe d'entaille<sup>1</sup>. Au cours de la propagation, une élévation de température comprise entre 1 et 1.5 °C est observée en pointe de coupure, précédée d'un refroidissement élastique d'environ -0.5 °C (Figure IV.2b). Cette baisse de température est logiquement observée sur la partie tendue de l'éprouvette, située à droite de l'entaille verticale. Les champs de source de chaleur et d'énergie volumique, tracés respectivement Figure IV.2c et Figure IV.2d, démontrent que la rupture se produit de manière dissymétrique en se propageant alternativement de part et d'autre de la pré-entaille. Chaque nouvelle avancée de coupure est également accompagnée d'un endommagement diffus, généralement caractérisé par de multiples décohésions fibre/matrice et des fissurations matricielles [Iwamoto *et al.*, 1999 ; Canal *et al.*, 2012].
- $[90^\circ]_8$  : Le comportement mécanique est linéaire jusqu'à l'initiation de la rupture, relevée pour un déplacement de 0.115 mm (Figure IV.3a). Compte tenu de la faible rigidité de l'éprouvette, la rupture est observée pour un faible niveau d'effort ( $\approx 0.32$  kN) comparativement à la rupture en cisaillement du stratifié  $[0^\circ]_8$ . La fissure se propage ensuite horizontalement en mode I, de manière saccadée et brutale. La Figure IV.3a permet d'ailleurs de constater une ré-augmentation de l'effort pour certaines longueurs de coupure, après un arrêt de la propagation. Ce phénomène est couramment observé lors d'essais de propagation en mode I, au cours desquels des arrêts successifs de la propagation sont observés, voir par exemple [Ashcroft *et al.*, 2001 ; Pereira *et al.*, 2005 ; Shokrieh et Heidari-Rarani, 2011]. Ce comportement est généralement nommé « stick-slip behavior » dans la littérature. L'apparition de pontages de fibres, observés visuellement après la rupture, accentue d'autant plus la nature saccadée de la propagation. L'échauffement en pointe d'entaille est comparable à

1. L'avancée cumulée de la coupure  $a$ , tracée Figure IV.2a, correspond à la somme de l'avancée des deux coupures se propageant de chaque côté de la pré-entaille.

celui constaté sur le stratifié  $[0^\circ]_8$  ( $\theta_{max} \approx 1.5 \text{ }^\circ\text{C}$ ), voir Figure IV.3b. La rigidité longitudinale étant plus faible, le refroidissement thermoélastique est lui logiquement atténué ( $\approx -0.35 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Les champs de source révèlent la présence d'un endommagement diffus accompagnant la progression de la fissuration intralaminare (Figure IV.3c). De plus, les champs de source cumulés, représentés Figure IV.3d, indiquent que la taille de cette zone d'endommagement (mesurant au maximum  $\approx 1 \times 0.5 \text{ cm}^2$ ) n'est pas constante le long de la coupure. Le caractère saccadé de la propagation, ajouté à l'apparition de pontages de fibres - observés visuellement en pointe de coupure -, sont certainement responsables de cette variation locale de la taille des zones endommagées.

- $[45^\circ]_8$  : Concernant l'essai sur stratifié  $[45^\circ]_8$ , la propagation de la rupture débute à environ 0.19 mm pour un effort d'environ 0.65 kN, voir Figure IV.4a. Sous l'accroissement du chargement, la coupure se propage à  $45^\circ$  le long des interfaces fibre/matrice. Compte tenu du drapage et de la direction de fissuration, la propagation se produit sous l'influence d'un mode mixte I+II. Comme pour l'essai sur drapage  $[90^\circ]_8$ , la progression de la coupure est perturbée par plusieurs pontages de fibres et se produit par saccades brutales. Les variations de température relevées sont identiques à celles observées pour le drapage  $[90^\circ]_8$  avec un échauffement maximal en pointe de coupure d'environ  $1.5 \text{ }^\circ\text{C}$  et un refroidissement minimal autour de  $-0.4 \text{ }^\circ\text{C}$ , voir Figure IV.4b. Pour cette configuration, les champs de source, exposés Figure IV.4c, indiquent également l'apparition d'un endommagement diffus autour de la coupure dont les dimensions sont variables et comparables à celles relevées lors de l'essai  $[90^\circ]_8$ . Le tracé des champs de source cumulés permet alors d'observer le lieu où des endommagements importants se produisent le long de la coupure, voir Figure IV.4d. La présence d'un endommagement de taille variable le long de la coupure révèle, ici encore, l'apparition d'une propagation saccadée même si le phénomène de « stick-slip » est peu observé sur la courbe effort/déplacement (Figure IV.4a). Plusieurs pontages de fibres sont aussi observés après l'arrêt de l'essai, ce qui peut en partie expliquer le caractère irrégulier de la propagation. En effet, lorsqu'un pontage de fibres apparaît en pointe d'entaille, l'énergie nécessaire à la progression de la coupure augmente et la propagation ralentit ou s'arrête complètement. L'énergie nécessaire à une nouvelle avancée de la coupure devient plus importante, ce qui engendre alors un endommagement plus conséquent.

Quels que soient les essais considérés, les champs de source sont caractérisés par une partie fortement dissipative autour du trajet de la coupure ( $\approx 0.8 \text{ mm}$  de large), traduisant la concentration de l'endommagement autour de la coupure. Par ailleurs, comme lors des essais de propagation dans les stratifiés tissés, on constate, pour les drapages  $[90^\circ]_8$  et  $[45^\circ]_8$ , la présence de sources de chaleur positives aberrantes, résultant des perturbations thermiques liées à l'ouverture de la fissure.

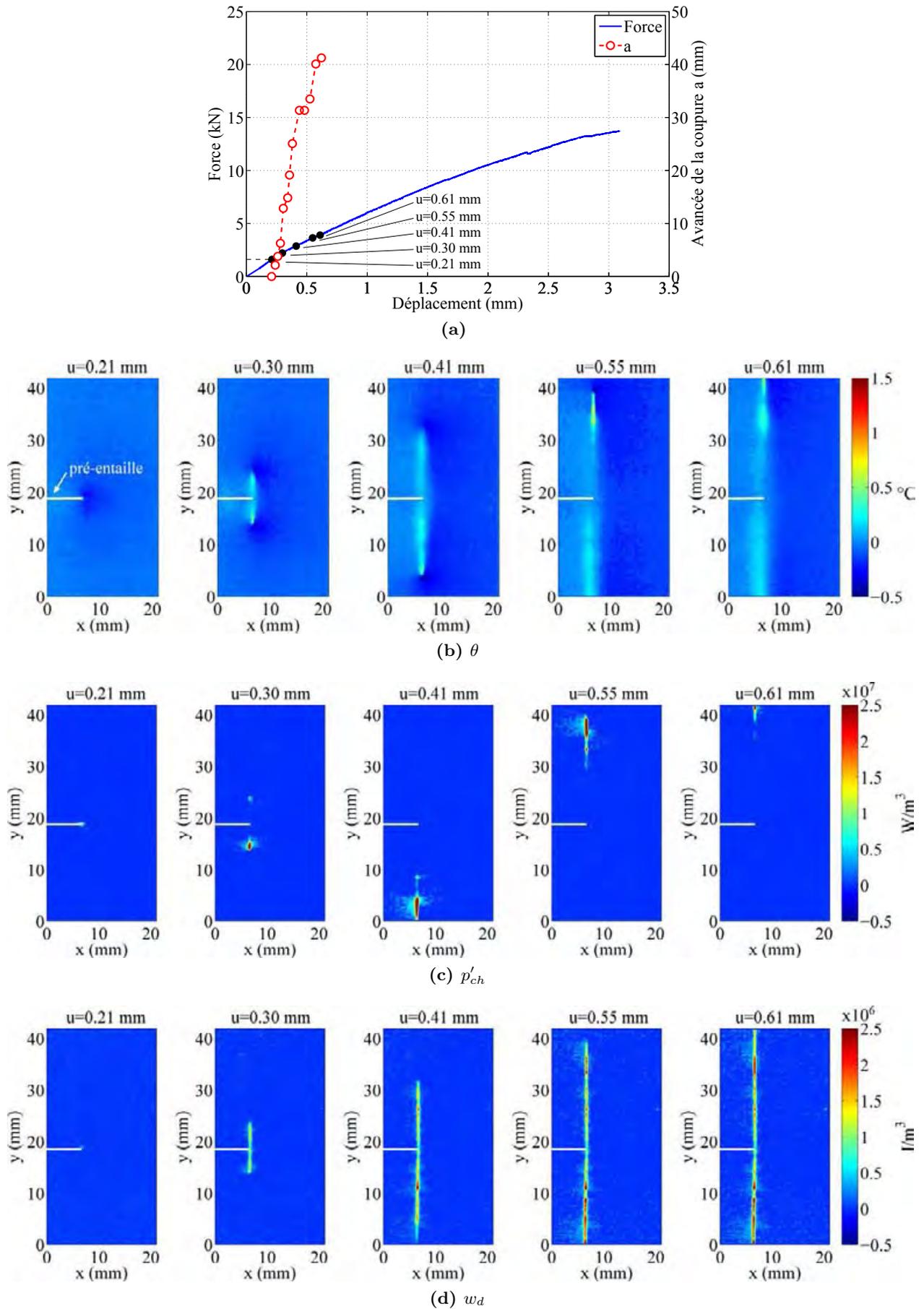


Figure IV.2 – Résultats éprouvette  $[0^\circ]_8$  : (a) Courbe effort/déplacement; (b) champs de variation de température  $\theta$ , (c) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (d) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face trame.

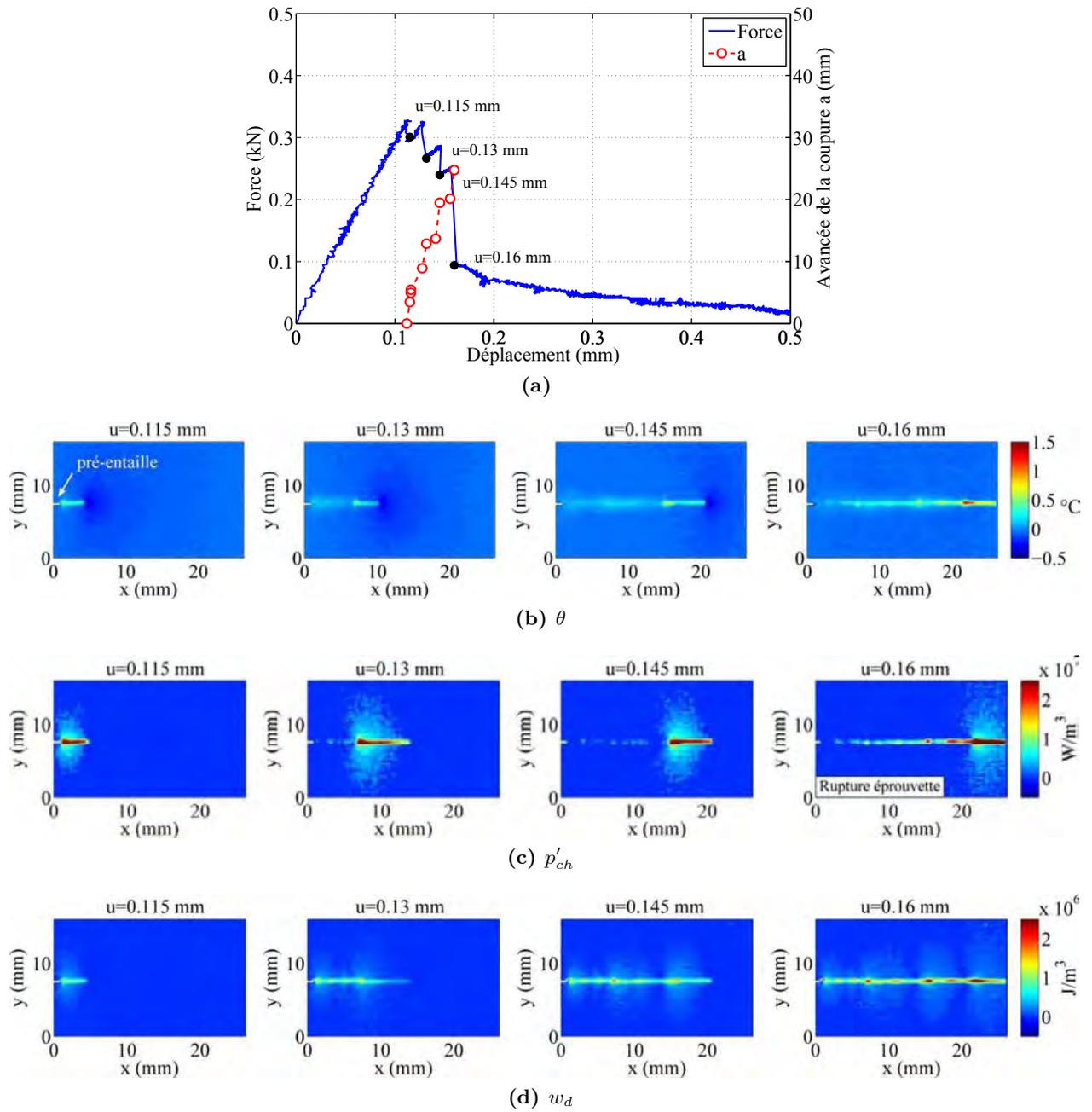


Figure IV.3 – Résultats éprouvette  $[90^\circ]_8$  : (a) Courbe effort/déplacement ; (b) champs de variation de température  $\theta$ , (c) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (d) champs de source de chaleur cumulés  $w_a$  face trame.

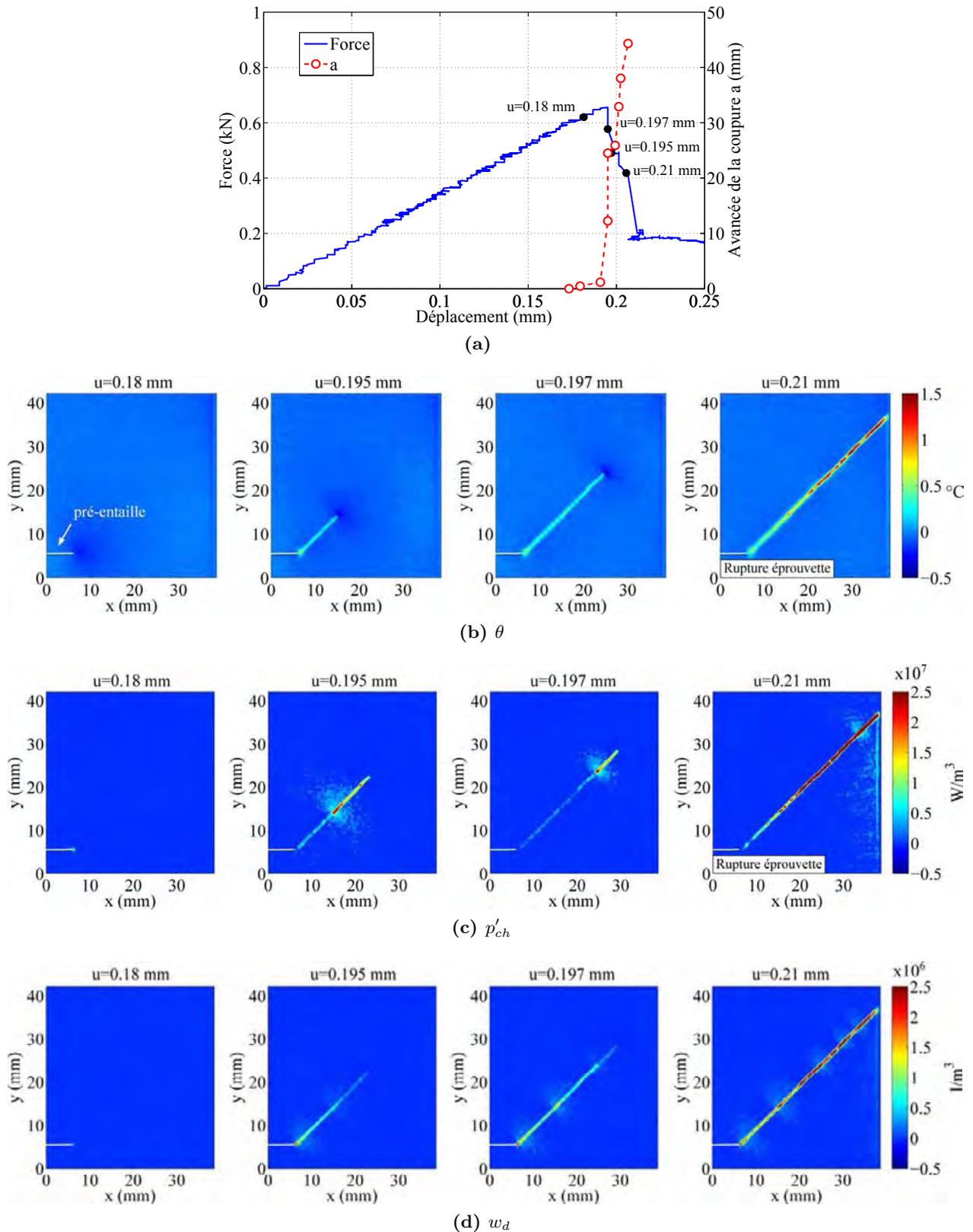


Figure IV.4 – Résultats éprouvette  $[45^{\circ}]_8$  : (a) Courbe effort/déplacement ; (b) champs de variation de température  $\theta$ , (c) champs de source de chaleur  $p'_{ch}$  et (d) champs de source de chaleur cumulés  $w_d$  face trame.

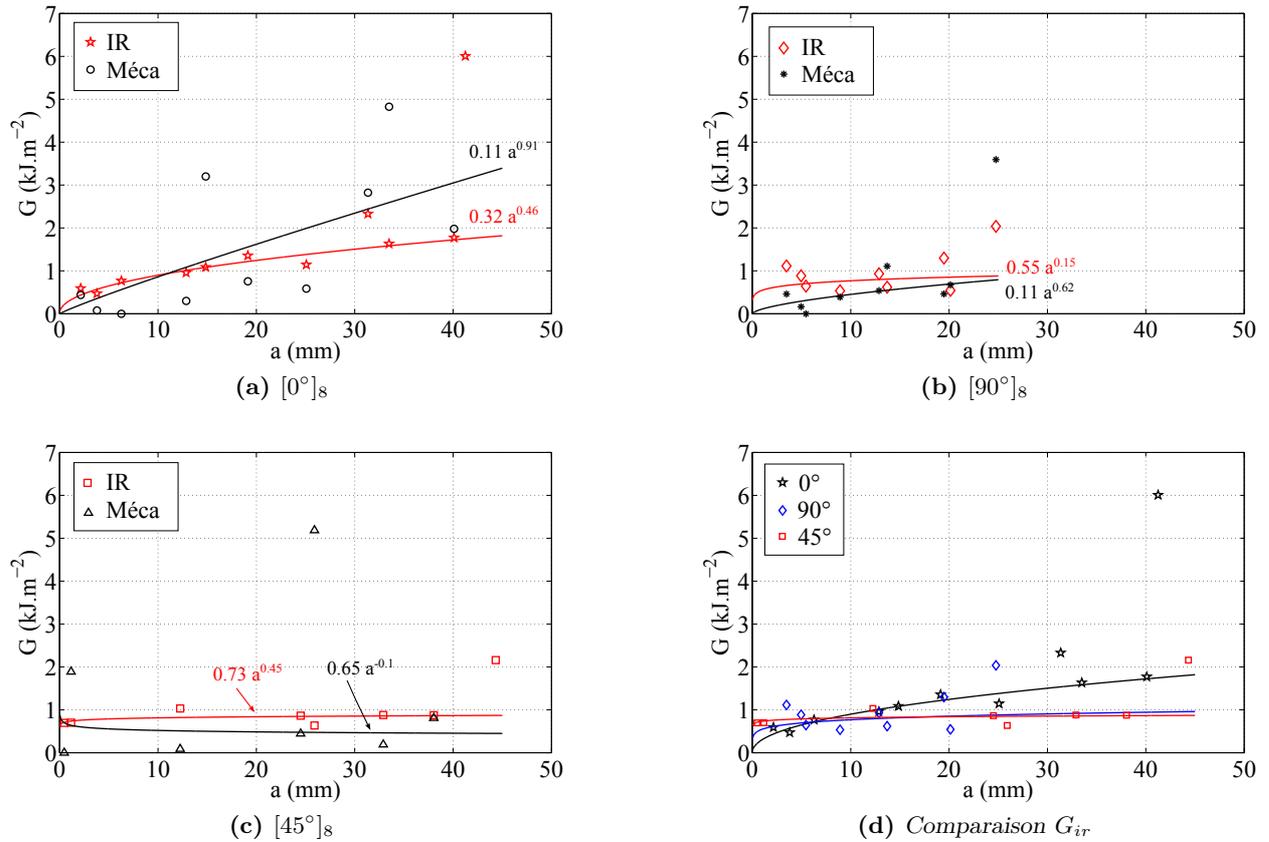
### IV.2.1.3 Taux de restitution d'énergie associés aux différentes configurations

Pour les configurations précédentes, les constatations expérimentales ont révélé que l'intégralité de l'épaisseur était fissurée lors de la progression de la coupure intralaminare. Les champs de température et de sources sont donc considérés comme homogènes dans l'épaisseur et le taux de restitution d'énergie calorifique  $G_{ir}$  et le taux de restitution d'énergie mécanique irréversible  $G^2$  sont calculés à partir des relations suivantes :

$$G_{ir} = \frac{e \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{S_{IR}} \overline{p}_{ch} dS_{IR} \right] dt}{dA} \quad \text{et} \quad G = \frac{dW_{ext} - dW_r}{dA} \quad (\text{IV.1})$$

où  $e$  représente l'épaisseur totale du stratifié ( $\approx 1.1$  mm). L'accroissement de la surface fissurée lors d'une avancée de coupure  $dA$  est ensuite estimé en supposant que la fissure se propage de manière rectiligne dans l'épaisseur :  $dA = e \times da$ , où  $da$  est l'avancée de coupure déterminée à partir des champs de source cumulés. La taille minimale de la surface d'intégration  $S_{IR}$  est déterminée de manière que l'ensemble de l'endommagement accompagnant l'avancée de la coupure soit pris en compte, comme pour l'étude des stratifiés tissés entaillés (*cf.* Sous-section III.3.3).

La Figure IV.5a illustre l'évolution de  $G_{ir}$  et  $G$  pour le drapage  $[0^\circ]_8$ . Les valeurs mesurées par la méthode des aires ( $G$ ) présentent une dispersion importante et oscillent de manière aberrante autour des valeurs de  $G_{ir}$  qui sont moins dispersées (*cf.* écarts types Tableau IV.2). Cette tendance confirme que les méthodes d'estimation du  $G$ , basées sur la mesure des grandeurs mécaniques globales, sont inappropriées lorsque la rigidité de l'éprouvette varie faiblement.



**Figure IV.5** – Comparaison des évolutions de  $G_{ir}$  et  $G$  pour les éprouvettes : (a)  $[0^\circ]_8$ , (b)  $[90^\circ]_8$  et (c)  $[45^\circ]_8$ . (d) Comparaison des  $G_{ir}$  obtenus pour les différents essais. Le tracé des courbes d'approximation (loi puissance) ne tient pas compte de la dernière valeur de propagation.

2. Comme précédemment,  $G$  est calculé par la méthode des aires.

Les résultats obtenus pour les drapages  $[90^\circ]_8$  et  $[45^\circ]_8$ , tracés respectivement Figure IV.5b et Figure IV.5c, démontrent que l'énergie dissipée en chaleur reste - de manière aberrante - supérieure à l'énergie mécanique irréversible sur toute la durée de l'essai ( $G < G_{ir}$ ). L'apparition de sources positives liées à l'ouverture et aux mouvements des lèvres de la fissure pourraient justifier l'excédant d'énergie dissipée relevé. Il n'est cependant pas certain que les mesures mécaniques soient suffisamment précises. Une forte dispersion est en effet observée sur le taux de restitution d'énergie mécanique  $G$ , surtout pour le drapage  $[45^\circ]_8$ . Les dispersions restent comparativement plus faibles pour les valeurs calculées par thermographie infrarouge (*cf.* Tableau IV.2). Quelle que soit la méthode utilisée, les pontages de fibres ainsi que la nature instable de la propagation complexifient les estimations énergétiques et leurs interprétations. Enfin, la fissuration intralaminare étant peu énergétique ( $G$  petit), les variations thermiques restent faibles et localisées autour de la coupure. Or, sur cette zone les gradients thermiques sont perturbés par le phénomène d'ouverture de la fissure et les effets de bord. En conséquence, pour le cas particulier d'une rupture faiblement énergétique en mode d'ouverture, la technique de thermographie infrarouge semble délicate à utiliser. Il apparaît alors difficile de conclure sur la validité des résultats obtenus pour les drapages  $[90^\circ]_8$  et  $[45^\circ]_8$ .

Une comparaison de l'évolution des taux de restitution d'énergie calorifique  $G_{ir}$  associés aux trois drapages considérés est ensuite présentée Figure IV.5d. Un effet de « courbe-R » marqué est observé pour le drapage  $[0^\circ]_8$  alors que les taux de restitution d'énergie restent constants et quasi identiques pour les drapages  $[90^\circ]_8$  et  $[45^\circ]_8$ . La Figure IV.5d permet également d'observer que les valeurs calculées pour le stratifié  $[0^\circ]_8$  restent en moyenne supérieures aux valeurs obtenues pour les deux autres configurations (*cf.* valeurs moyennes Tableau IV.2). Une étude numérique EF linéaire (ABAQUS/Standard) a ensuite été réalisée afin de déterminer le rapport modal associé à chaque configuration. Les résultats ont montré que la rupture intralaminare se propageait majoritairement en mode II ( $G_{II}/G \approx 90\%$ ) pour le drapage  $[0^\circ]_8$ , alors que pour les stratifiés  $[45^\circ]_8$  et  $[90^\circ]_8$  le mode d'ouverture dominait ( $[45^\circ]_8 : G_I/G \approx 75\%$ ;  $[90^\circ]_8 : G_I/G = 100\%$ ). Les résultats expérimentaux semblent donc indiquer que le mode de cisaillement est légèrement plus énergétique que le mode d'ouverture. Cette tendance est en accord avec les résultats de [Jose *et al.*, 2001] qui mesurent, via un essai CT sur un stratifié carbone/époxyde (M55J/M18), un taux de restitution d'énergie légèrement supérieur lorsque les fibres sont orientées dans la direction de la charge (perpendiculaires à la direction de la pré-entaille), sans toutefois préciser le rapport modal ( $G_{90} = 0.17 \text{ kJ.m}^{-2} < G_0 = 0.20 \text{ kJ.m}^{-2}$ ). D'une manière générale, plusieurs auteurs s'accordent à dire que la fissuration en mode II est plus énergétique que la fissuration en mode I, en particulier pour la rupture interlaminare, voir par exemple le travail de [Prombut, 2007] (stratifié carbone/époxyde) ou de [Kenane, 2009] (stratifié verre/époxyde). Les valeurs moyennes obtenues (voir Tableau IV.2) sont toutefois plus élevées que les valeurs en mode I mesurées par [Canal *et al.*, 2012] sur un stratifié monolithique verre/époxyde  $G_I = 400 \pm 50 \text{ J.m}^{-2}$  (E/MTM57) et par [Bazhenov, 1995] sur un stratifié verre/époxyde  $[(0^\circ/90^\circ)_{13}]_S$  (S/ED6-phénol)  $G_I = 460 \text{ J.m}^{-2}$ . Les résines étant relativement différentes, il est difficile de comparer directement ces valeurs, surtout en sachant que la valeur du taux de restitution d'énergie est étroitement liée à la résistance des interfaces fibre/matrice. Les ordres de grandeurs obtenus concordent avec les valeurs de la littérature qui varient en fonction du matériau étudié entre  $\approx 0.15 \text{ kJ.m}^{-2}$  et  $\approx 2 \text{ kJ.m}^{-2}$  [Bazhenov, 1995 ; Cowley et Beaumont, 1997 ; Pinho *et al.*, 2009 ; de Moura *et al.*, 2010 ; Canal *et al.*, 2012]. Notons toutefois que selon [de Moura *et al.*, 2010] les valeurs du taux de restitution d'énergie en rupture intralaminare dépendent fortement de la proportion de pontages de fibres impliqués lors de la propagation. En conséquence, il apparaît difficile de statuer sur la validité des estimations obtenues sans connaître précisément l'influence énergétique des pontages de fibres.

$[0^\circ]_8$			$[90^\circ]_8$			$[45^\circ]_8$		
$G$	$G_{ir}$	$G_{ir-\beta=0.9}$	$G$	$G_{ir}$	$G_{ir-\beta=0.9}$	$G$	$G_{ir}$	$G_{ir-\beta=0.9}$
Valeurs moyennes ( $\text{kJ.m}^{-2}$ )								
1.82	1.28	1.42	0.55	0.78	0.87	1.43	0.83	0.92
Écarts types relatifs (%)								
92.9	44.1	-	57.4	27.7	-	136.0	17.1	-

**Tableau IV.2** – Valeurs moyennes et écarts types relatifs des taux de restitution d’énergie associés à la rupture intralaminare des stratifiés monolithiques verre/époxyde.

#### IV.2.1.4 Bilan

Même s’il est difficile de conclure sur la précision des valeurs estimées via les mesures thermiques, les résultats démontrent que ces dernières sont toutefois plus concises que celles obtenues à partir des mesures mécaniques, qui demeurent aberrantes. Une forte dispersion est toutefois présente sur les mesures du  $G_{ir}$ , mais il est probable qu’elles soient plus liées à la configuration expérimentale des essais qu’aux imprécisions de la méthode de caractérisation développée dans ces travaux. En effet, même avec une méthode de caractérisation extrêmement précise, la nature instable et saccadée de la propagation ainsi que la présence de pontages de fibres engendreraient de toute façon des variations du taux de restitution d’énergie critique  $G_c$ . Malgré certaines aberrations, les résultats obtenus confirment le caractère plus énergétique du mode de cisaillement par rapport au mode d’ouverture pour la rupture intralaminare. Par ailleurs, les ordres de grandeur des taux de restitution d’énergie calculés coïncident avec les valeurs classiques de la littérature pour la rupture intralaminare. En conclusion, la méthode développée dans ces travaux reste une alternative aux méthodes classiques pour l’étude de la fissuration dans les stratifiés minces où les variations de la rigidité globale demeurent faibles.

### IV.2.2 Mesure locale du $G$ associé à la rupture d’un paquet de fibres en traction

Dans cette section, nous nous focalisons sur la caractérisation du taux de restitution d’énergie translaminaire en traction. Pour ce type d’étude, les configurations classiques nécessitent généralement l’utilisation de drapages multidirectionnels pour obtenir une propagation translaminaire [Pinho *et al.*, 2006 ; Catalanotti *et al.*, 2010]. Or pour ce type de drapage, la rupture translaminaire des plis implique généralement plusieurs fissurations intra et interlaminaires, complexifiant alors l’interprétation des valeurs obtenues. Néanmoins, l’utilisation de drapages monolithiques est à éviter puisque sous l’accroissement du chargement la pré-entaille a tendance à se propager sous forme de « splitting » (rupture intralaminare) parallèlement à la direction de chargement (voir par exemple [Jose *et al.*, 2001] ou l’essai sur stratifié  $[0^\circ]_8$  réalisé dans la section précédente).

#### IV.2.2.1 Procédure expérimentale

Compte tenu des différentes contraintes liées à ce mode de propagation, nous choisissons ici d’étudier un stratifié monolithique non-entaillé sollicité en traction simple. L’éprouvette est constituée de 8 plis en verre/époxyde (913G-E-5-30%) dont la direction fibre est alignée avec la direction de sollicitation (drapage noté  $[0^\circ]_8$ ). La configuration expérimentale est présentée Figure IV.6. L’essai de traction est réalisé à une vitesse de déplacement constante égale à 3 mm/min en respectant le protocole expérimental mis en place précédemment (paramètres de filtrage, enceinte isolante, ...). Proche de la rupture finale de l’éprouvette, des ruptures de fibres sont détectées en surface via les mesures thermiques, voir Figure IV.7. Une fois que ces premières élévations de température localisées sont détectées sur la zone observée, l’essai est arrêté et une inspection micrographique

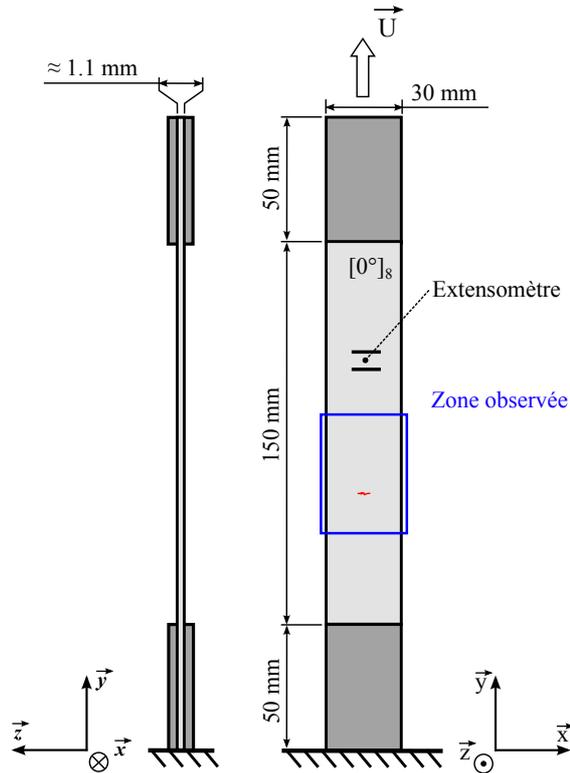


Figure IV.6 – Géométrie et configuration expérimentale de l'essai de traction sur stratifié UD  $[0^\circ]_8$ .

est réalisée à l'endroit où une éruption thermique a été relevée. Les clichés micrographiques correspondant à l'élévation thermique exposée Figure IV.7 sont présentés sur la Figure IV.8. La coupe longitudinale A-A révèle plusieurs ruptures de fibres sur une profondeur de 0.13 mm quasiment équivalente à l'épaisseur nominale du pli  $e_{pli} = 0.14$  mm. La coupe transversale B-B démontre également qu'une fissuration intralaminare longitudinale accompagne la rupture des fibres du pli en surface.

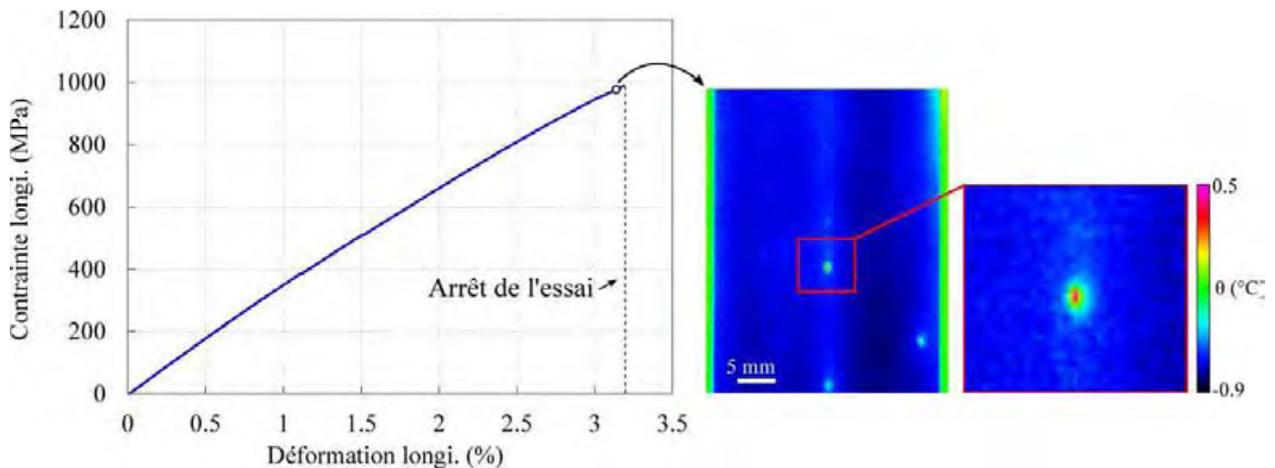


Figure IV.7 – Réponse contrainte/déformation de l'essai de traction  $[0^\circ]_8$  et champ de variation de température correspondant à l'instant où des ruptures de fibres sont observées.

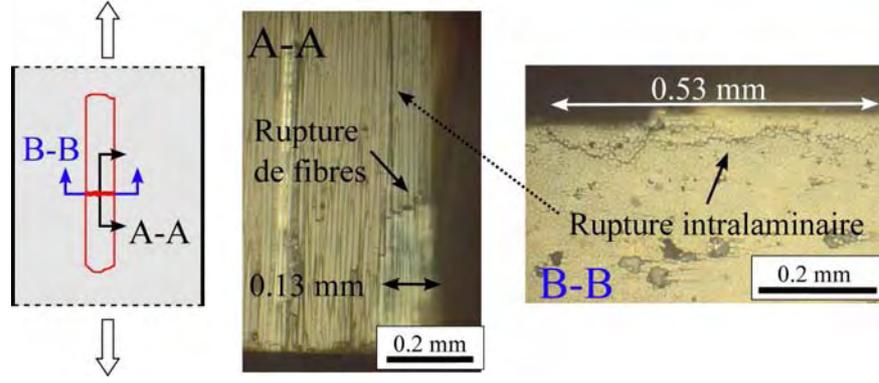


Figure IV.8 – Clichés micrographiques des coupes transverse et longitudinale, effectuées au niveau de la rupture d'un paquet de fibres

### IV.2.2.2 Mesure du taux de restitution d'énergie

Aucune variation significative de raideur n'est observée sur la courbe effort/déplacement à l'instant où les ruptures de fibres sont détectées. Il n'est donc pas possible ici de déterminer un taux de restitution d'énergie à partir des mesures mécaniques, alors que les variations thermiques mesurées vont permettre d'estimer localement l'énergie dissipée par la rupture du paquet de fibres identifiée Figure IV.8. Étant donné la faible diffusivité du matériau dans l'épaisseur et la forte hétérogénéité de l'endommagement (Figure IV.8), le problème thermique 3D est considéré afin d'obtenir une estimation quantitative des champs de source de chaleur. Les observations thermiques et microscopiques nous amènent à considérer la distribution théorique du champ de source utilisée précédemment pour l'étude de la fissuration intralaminare dans les tissus, définie par l'équation suivante :

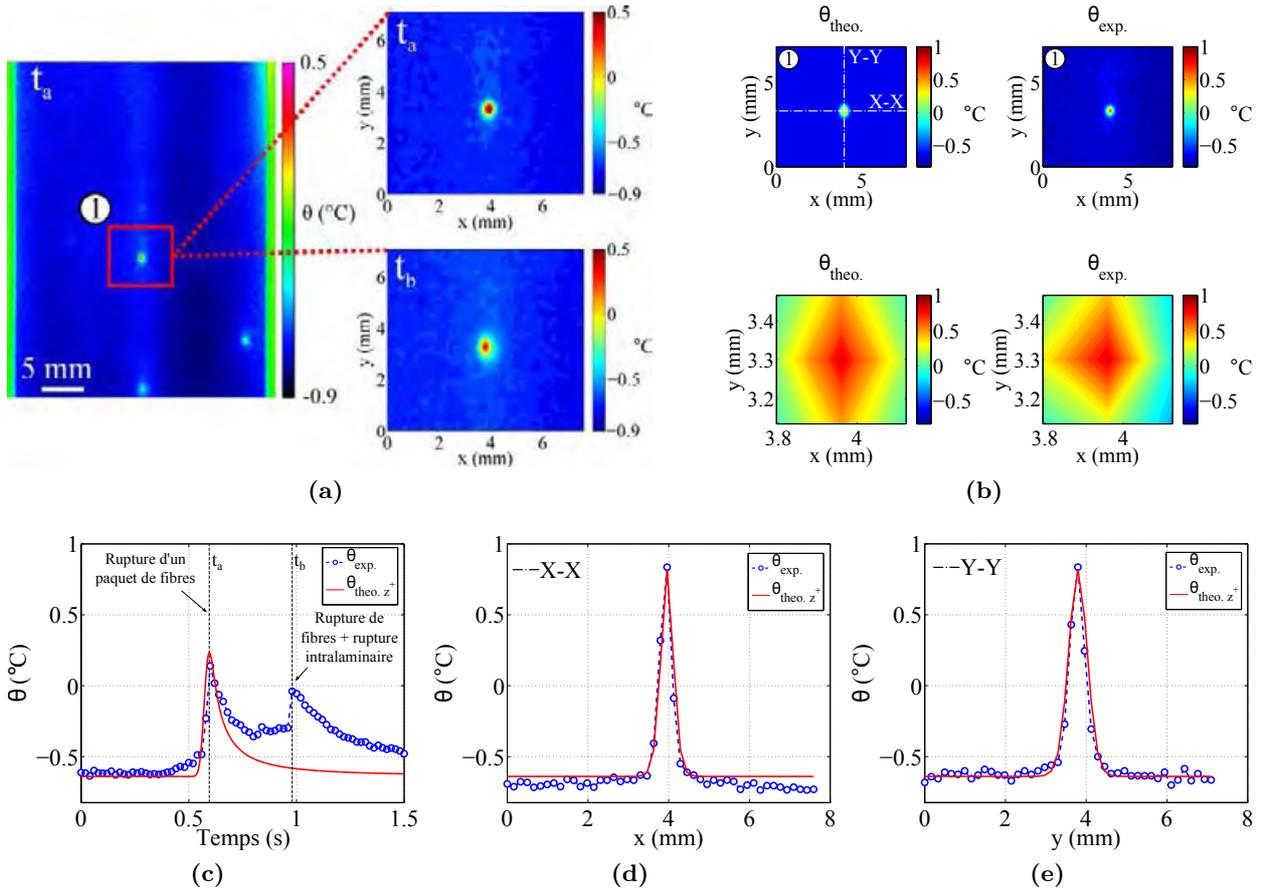
$$p'_{th}(x, y, z, t) = p_{max} \cdot e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\cdot\sigma_y^2}\right)} \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\cdot\sigma_t^2}} \cdot [H(z - z_0) - H(z - z_1)] \quad (IV.2)$$

L'éprouvette  $[0^\circ]_8$  est ensuite modélisée comme un milieu homogène isotrope transverse, dont les propriétés correspondent aux paramètres homogénéisés du pli, répertoriés dans le Tableau IV.1. Le problème thermique est ensuite résolu par la méthode des différences finies avec les paramètres de discrétisation suivants :  $\Delta x = \Delta y = 0.17$  mm,  $\Delta z = 0.066$  mm et  $\Delta t = 0.5$  ms.

L'estimation de la source théorique est réalisée pour l'élévation de température reportée sur la Figure IV.9a. Conformément à la profondeur des ruptures de fibres identifiée ( $z_1 - z_0 \approx 0.13$  mm), la source est supposée active uniquement sur l'épaisseur du pli en surface. Les paramètres de positionnement ( $x_0, y_0, t_0$ ) sont fixés de façon à faire correspondre la position spatiotemporelle du pic de température expérimentale avec celle du pic de température théorique surfacique (Figure IV.9b). Les paramètres  $\sigma_x, \sigma_y$  sont ensuite ajustés par comparaison des profils de température surfaciques longitudinaux et transversaux au pic de température, voir respectivement Figure IV.9e et Figure IV.9d. Le couple de paramètres  $(\sigma_t, p_{max})$  est lui estimé en comparant l'évolution temporelle expérimentale et numérique (Figure IV.9c) de la température moyennée sur une zone réduite enveloppant la zone la plus chaude (définie Figure IV.9b). Les paramètres obtenus après optimisation sont synthétisés dans le Tableau IV.3. Le taux de restitution d'énergie associé à la source de chaleur théorique est alors déterminé à partir de l'équation suivante :

$$G = \frac{1}{\beta dA} \cdot \int_{t_A}^{t_A+dA} \left[ \int_{\Omega_{fis}} p'_{ch} dV \right] dt \quad (IV.3)$$

où conformément à ce qui a été établi dans le chapitre précédent, la valeur de  $\beta$  est fixée constante et égale à 0.9. La surface fissurée  $dA$  est estimée à  $3.22 \cdot 10^{-2}$  mm<sup>2</sup> à l'aide des coupes micrographiques Figure IV.8 et des champs de source théorique. La surface fissurée  $dA$  lors de la rupture à l'instant



**Figure IV.9** – (a) Zone étudiée pour l'évaluation de la source théorique. Confrontation des résultats numériques et expérimentaux après optimisation : (b) champ de température surfacique à l'instant du pic de température  $t_a$  ; (c) évolution moyenne de la température calculée sur la zone réduite définie Figure IV.9b ; variations de température le long du profil (d) X-X et (e) Y-Y à  $t_a$ .

$t_a$  ne correspond pas à la surface totale endommagée observée au microscope Figure IV.8. Cette dernière résulte, d'après les images de la Figure IV.9a et la courbe de la Figure IV.9c, de deux ruptures de fibres successives. Pour la rupture étudiée (à  $t = t_a$ ),  $dA = e \times da$  où  $e$  correspond à l'épaisseur fissurée relevée sur la coupe micrographique Figure IV.8 ( $\approx 0.13$  mm) et  $da$  à la largeur de la source estimée ici approximativement à 2 fois l'écart type  $\sigma_x$  ( $2 \times \sigma_x = 0.248$  mm).

$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)	$\sigma_t$ (s)	$p_{max}$ (W.m <sup>-3</sup> )	$dA$ (mm <sup>2</sup> )	$G_{\beta=0.9}$ (kJ.m <sup>-2</sup> )
0.124	0.2	$12 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^8$	$3.22 \cdot 10^{-2}$	3.7

**Tableau IV.3** – Valeurs des paramètres de la source théorique associée à la rupture d'un groupe de fibres pour la zone considérée Figure IV.9a.

Après intégration de la source de chaleur théorique sur la zone 1 tracée Figure IV.9a, le taux de restitution d'énergie associé à la rupture d'un paquet de fibres en traction est estimé à  $3.7$  kJ.m<sup>-2</sup>. Cette valeur est bien inférieure aux valeurs obtenues par [Gershon et Marom, 1975] ( $30$  kJ.m<sup>-2</sup> pour l'initiation et  $90$  kJ.m<sup>-2</sup> pour la propagation) pour un stratifié monolithique en verre/époxyde, ou aux valeurs classiquement annoncées dans la littérature pour la rupture translaminaire des stratifiés en carbone/époxyde qui se situent plutôt autour de  $100$  kJ.m<sup>-2</sup> [Pinho et al., 2006 ; Laffan et al., 2012b]. Les valeurs semblent toutefois du même ordre de grandeur que celles obtenues par [Sket

*et al.*, 2012] lors d'un essai de flexion 3 points sur un stratifié  $[90^\circ/0^\circ]_{4s}$  verre/époxyde (E/MTM57). Pour plusieurs essais stoppés à différents niveaux de propagation, les auteurs évaluent la variation de surface fissurée par microtomographie aux rayons X et calculent alors un taux de restitution d'énergie en s'appuyant sur la méthode des aires. La surface totale fissurée correspond donc aux cumuls des surfaces de fissurations intralaminaires et de ruptures de fibres. Avec cette méthode les auteurs mesurent des valeurs d'initiation, correspondant à la fissuration intralaminaire des plis à  $90^\circ$ , comprises entre  $0.1$  et  $0.4 \text{ kJ.m}^{-2}$ . Lors de l'apparition des ruptures de fibres, qui sont accompagnées de décohésions interfaciales, ils mesurent des valeurs comprises entre  $3 \text{ kJ.m}^{-2}$  et  $5.5 \text{ kJ.m}^{-2}$ , ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la valeur calculée dans nos travaux.

Enfin, si l'on rapproche l'ordre de grandeur des taux de restitution d'énergie translaminaire à celui mesuré par [Honjo, 2003] à  $7.4 \text{ J.m}^{-2}$  pour la rupture d'une fibre de carbone seule, il apparaît évident que la valeur du  $G_c$  en rupture translaminaire dépend fortement de la quantité de fissuration matricielle et de décohésion accompagnant la rupture des fibres. Il n'est donc pas étonnant d'obtenir un taux de restitution d'énergie largement plus faible que pour les configurations multidirectionnelles où les fissurations intra et interlaminaires sont beaucoup plus nombreuses que lors de la rupture d'un simple paquet de fibres.

## IV.2.3 Propagation translaminaire sous chargement de compression QS

### IV.2.3.1 Configurations expérimentales

Concernant la propagation translaminaire en compression, l'étude bibliographique conduite au premier chapitre a révélé les insuffisances des configurations expérimentales actuellement employées pour caractériser un taux de restitution d'énergie. Comme pour la propagation en traction, ces carences sont principalement liées à la difficulté d'obtenir une propagation stable sans drapage multidirectionnel et à l'imprécision des méthodes de mesure employées. En s'inspirant des diverses études de la littérature et en tenant compte des contraintes liées à la méthode de caractérisation développée, nous choisissons d'étudier trois configurations différentes, présentées ci-après :

- **CC** : un essai de « Compact Compression », dont la géométrie de l'éprouvette (Figure IV.10a) est inspirée des travaux de [Laffan *et al.*, 2012a] et [Pinho *et al.*, 2006]. Le stratifié est constitué d'un drapage multidirectionnel  $[0^\circ_6, (90^\circ/0^\circ)_8]_S$ , toujours fabriqué à partir de nappes UD verre/époxyde (913G-E-5-30%). Un nombre important de plis est utilisé afin de proscrire le flambage global de l'éprouvette dont l'épaisseur totale est de  $6.1 \text{ mm}$ . Une pré-entaille d'environ  $1 \text{ mm}$  est réalisée au fond de la rainure de  $2.25 \text{ mm}$  à l'aide d'une scie à fil diamanté  $\varnothing 0.17 \text{ mm}$ . Le chargement de compression est appliqué sur les faces supérieure et inférieure par l'intermédiaire de deux blocs rectangulaires en acier, pincés dans les mors de la machine hydraulique (Figure IV.10a).
- **DENC** : un essai nommé Double Edge Notched Compression est également étudié. L'éprouvette, dont la géométrie est présentée Figure IV.10b, est constituée d'un drapage monolithique  $[0^\circ]_{48}$  (épaisseur  $6.1 \text{ mm}$ ). Deux rainures de  $2.25 \text{ mm}$  sont réalisées de part et d'autre de l'éprouvette sur une longueur de  $13.5 \text{ mm}$  de façon à localiser la compression sur une faible zone utile (qui mesure ici environ  $3.75 \text{ mm}$ ).
- **C-ind** : nous avons enfin analysé un essai de compression sur une éprouvette monolithique  $[0^\circ]_{48}$  préalablement indentée sur une face latérale (Figure IV.10c), que nous nommons C-ind. La réalisation d'une pré-indentation latérale permet d'introduire une ondulation locale des fibres longitudinales favorisant ainsi l'apparition d'une kink band sous l'accroissement de la compression [Moran *et al.*, 1995 ; Vogler et Kyriakides, 1997 ; Vogler et Kyriakides, 1999]. Conformément aux travaux de [Vogler et Kyriakides, 1997], cette pré-indentation la-

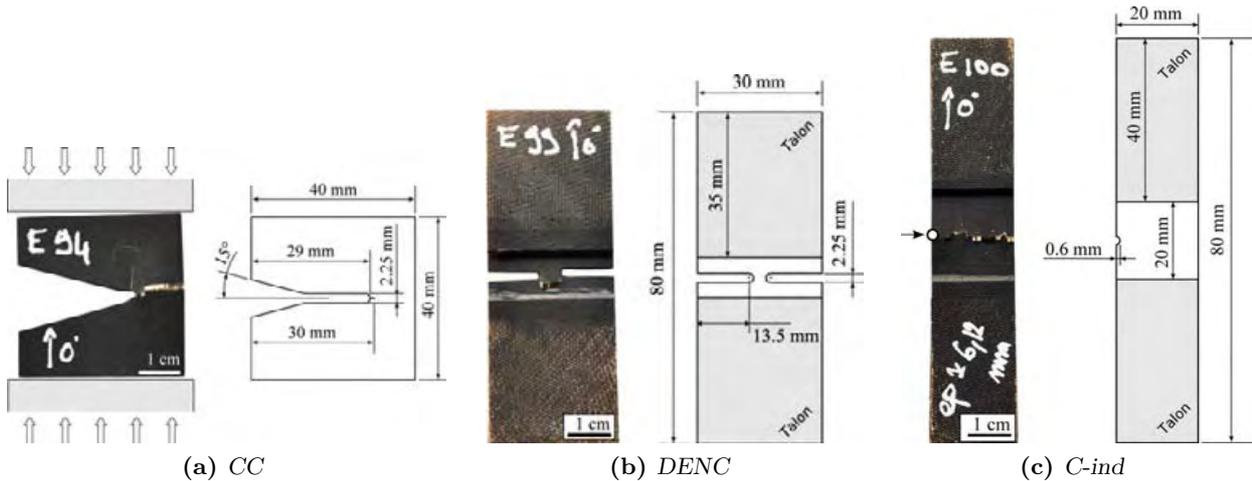


Figure IV.10 – Configurations expérimentales employées pour la caractérisation de la rupture translaminaire en compression des stratifiés monolithiques : (a) CC, (b) DENC et (c) C-ind.

térale est réalisée à l'aide d'un cylindre en acier de  $\varnothing 2.4$  mm sur une profondeur comprise entre 0.56 et 0.69 mm. En-dessous de cet intervalle, [Vogler et Kyriakides, 1997] observent l'initiation de la rupture sur une des extrémités de l'éprouvette, alors que pour des valeurs situées au-dessus ils constatent une fissuration intralaminaire longitudinale de l'éprouvette. Une fois la face latérale indentée, le stratifié est ensuite soumis à une compression longitudinale au moyen des 4 talons.

Tous ces essais sont réalisés sur une machine de traction/compression hydraulique à une vitesse de déplacement constante fixée à 0.5 mm/min.

#### IV.2.3.2 Caractérisation de la rupture en compression

Les réponses effort/déplacement associées à chaque configuration sont présentées sur la Figure IV.11. Leur évolution respective est quasi linéaire jusqu'à la rupture de l'éprouvette, qui survient brutalement. La Figure IV.12 illustre la variation de température<sup>3</sup> obtenue à l'instant de

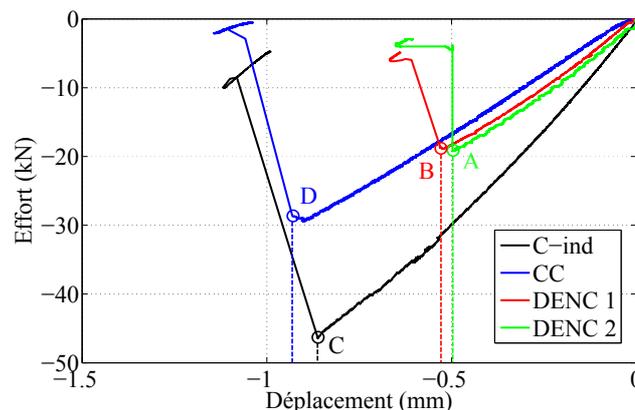
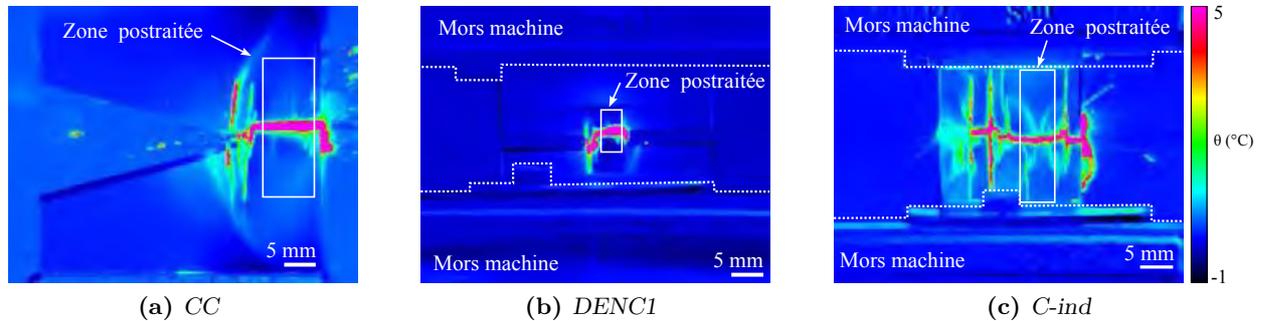


Figure IV.11 – Réponse effort/déplacement des différents essais de propagation sous chargement de compression.

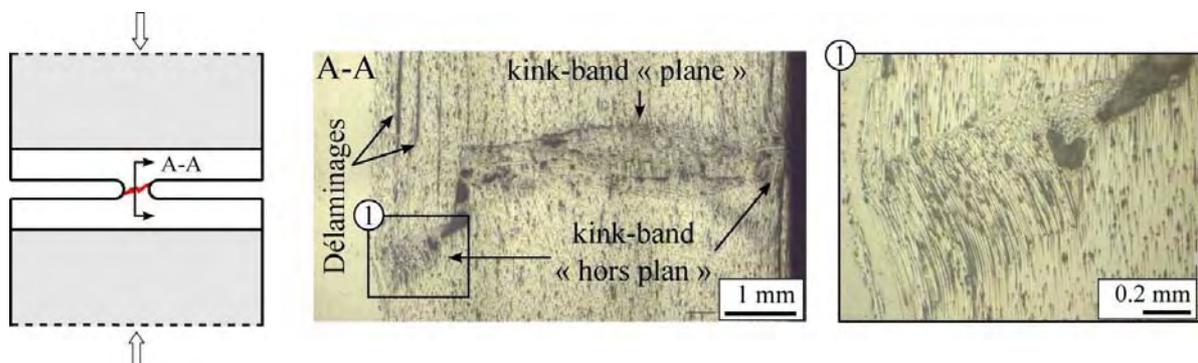
3. L'échelle de température est choisie de façon à pouvoir observer les fissurations intralaminaires. Les températures indiquées ne correspondent pas aux valeurs extrêmes mesurées lors de la rupture.

la rupture pour chaque configuration (instants notés A à D Figure IV.11). Quelle que soit la configuration étudiée, la rupture de l'éprouvette est brutale et traverse instantanément la largeur du stratifié. De nombreuses ruptures intralaminaires longitudinales sont également mises en évidence par des élévations de température verticales et dénotent l'aspect chaotique de cette rupture.



**Figure IV.12** – Champs de variation de température à l'instant de rupture et zone considérée pour l'évaluation des sources de chaleur : (a) essai CC, (b) essai DENC1 et (c) essai C-ind. Les traits en pointillés symbolisent le contour des mors hydrauliques de la machine.

À l'échelle microscopique, cette rupture est caractérisée, quelle que soit la configuration, par l'apparition d'une kink band. L'exemple d'une coupe micrographique transverse de l'éprouvette DENC1 est exposé Figure IV.13. Cette dernière confirme la propagation d'une kink band sur toute l'épaisseur du matériau. Une disparité entre la rupture des plis en surface et celle des plis situés au cœur du stratifié est toutefois remarquée. Nous pouvons en effet constater la formation d'une kink band par micro-flambage hors plan des fibres pour les plis proches des bords. Cette rupture s'accompagne de multiples délaminages. Pour les plis situés à cœur du matériau la rupture semble plutôt se produire en cisaillement dans le plan de l'éprouvette. Ces derniers étant en effet confinés à l'intérieur du stratifié, la rupture par cisaillement plan de l'éprouvette est privilégiée. L'idée de confiner le stratifié pour obtenir une propagation en cisaillement plan de la kink band est d'ailleurs reprise par plusieurs auteurs, [Sutcliffe et Fleck, 1994 ; Vogler et Kyriakides, 1997]. L'exemple de la configuration<sup>4</sup> utilisée par [Vogler et Kyriakides, 1997] est donnée Figure IV.14. Toutefois, la réalisation pratique de ce confinement ne permet pas en général d'observer les faces de l'éprouvette au cours de la propagation, et c'est pourquoi il n'a pas été adopté lors de cette étude.



**Figure IV.13** – Coupe micrographique transverse de l'essai DENC1.

4. Les plaques latérales initialement montées sont non-évidées. Elles sont remplacées, une fois la propagation obtenue, par celles schématisées Figure IV.14 pour suivre l'évolution géométrique de la kink band avec l'augmentation de la compression.

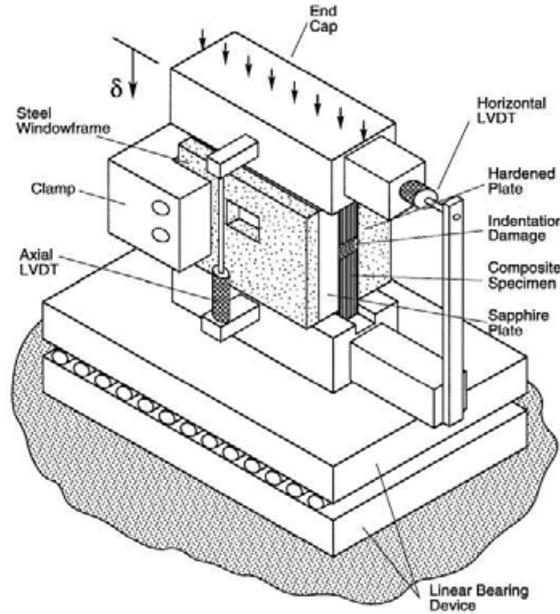


Figure IV.14 – Dispositif expérimental utilisé par [Vogler et Kyriakides, 1997] pour obtenir la propagation d'une kink band en cisaillement plan.

#### IV.2.3.3 Taux de restitution d'énergie pour une rupture en « kink band »

Comme nous l'avons évoqué, pour chaque configuration, la rupture des plis en surface - alignés avec la direction de chargement - résulte d'un micro-flambage local. En conséquence les taux de restitution d'énergie estimés à partir des mesures thermiques surfaciques référeront à ce mode de rupture. Pour chacun des essais, nous étudions une zone restreinte sur laquelle la rupture translaminaire s'est propagée de manière quasi rectiligne. Ces différentes zones sont identifiées sur la Figure IV.12. Le taux de restitution est ensuite évalué à partir des champs de source 2D directement calculés à partir des mesures surfaciques de température :

$$G = \frac{e}{\beta dA} \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{S_{IR}} \bar{p}'_{ch} dS_{IR} \right] dt \quad (IV.4)$$

où  $e$  correspond à l'épaisseur du stratifié (6.1 mm). Pour ce type de fissuration  $\beta$  est considéré égal à 0.9 (hypothèse d'une rupture fragile). Par ailleurs, en supposant que lors d'un accroissement de surface fissurée, le matériau est intégralement fissuré dans l'épaisseur selon une direction parallèle à la normale de la face observée, l'équation précédente se ramène à :

$$G = \frac{1}{\beta da} \int_{t_A}^{t_{A+dA}} \left[ \int_{S_{IR}} \bar{p}'_{ch} dS_{IR} \right] dt \quad (IV.5)$$

où  $da$  représente l'avancée de la coupure sur l'intervalle  $[t_A, t_{A+dA}]$ . L'estimation du taux de restitution d'énergie à partir des champs de source 2D repose sur l'hypothèse d'homogénéité de la température dans l'épaisseur au moment de la rupture. Si cette hypothèse semble valable pour les configurations monolithiques (DENC et C-ind), elle reste plus discutable pour le drapage multidirectionnel de l'éprouvette CC. Toutefois, compte tenu de la faible conductivité transverse du matériau, l'élévation de température observée en surface à l'instant de la rupture est supposée uniquement due à la rupture translaminaire des 6 plis en surface. La rupture étant en effet relativement brève, la chaleur générée par les délaminages aux interfaces  $0^\circ/90^\circ$  n'a pas le temps de se propager jusqu'à la surface. Les mesures surfaciques de température sont donc supposées représentatives de celles engendrées uniquement par le phénomène de micro-flambage.

Les Figures IV.15, IV.16 et IV.17 présentent respectivement les distributions spatiales et temporelles des champs de température et de sources pour les configurations CC, DENC et C-ind. Dans chaque cas, une forte élévation de température localisée sur le trajet de la coupure est observée. La distribution spatiale des champs de source est similaire avec une forte dissipation localisée autour de la fissuration. Les Figures IV.15c-IV.15d, IV.16c-IV.16d et IV.17c-IV.17d, permettent d'observer l'évolution temporelle de la température et des sources le long d'un profil vertical Y-Y. Pour chaque propagation, une forte dissipation localisée sur environ 3 images<sup>5</sup> ( $\approx 0.06$  s) est relevée à l'instant de la rupture. Celle-ci est suivie par des sources de chaleur étalées temporellement et d'amplitudes plus faibles, résultant de la conduction transverse selon l'épaisseur de la chaleur générée au cœur du matériau par la rupture. En conséquence, afin d'éviter la prise en compte de ces sources dans le calcul de  $G$ , l'intervalle temporel d'intégration  $\Delta t = t_{A+dA} - t_A$  est limité à l'intervalle sur lequel un champ de source de forte intensité est observé. Les intervalles temporels considérés pour les diverses configurations (entre 2 et 3 images) sont schématisés sur les figures IV.15d, IV.16d et IV.17d. Spatialement les champs de source sont intégrés sur l'ensemble de la surface postraitée ( $S_{IR}$  = aire zone postraitée Figure IV.12). Enfin, l'avancée de la coupure correspondante  $\Delta a$  est supposée égale à la largeur de cette zone. Les taux de restitution d'énergie estimés pour chaque essai sont synthétisés dans le Tableau IV.4.

Configuration	$G_{\beta=0.9}$ (kJ.m <sup>-2</sup> )
CC	38.3
DENC1	26.0
DENC2	26.7
C-ind	33.3

**Tableau IV.4** – Taux de restitution d'énergie associés à la rupture translaminaire en compression pour les différentes configurations.

---

5. L'étalement temporel du champ de source résulte de la méthode de traitement qui utilise une approximation centrée pour le calcul de la dérivée temporelle. La source de chaleur réelle associée à la rupture est certainement bien plus brève.

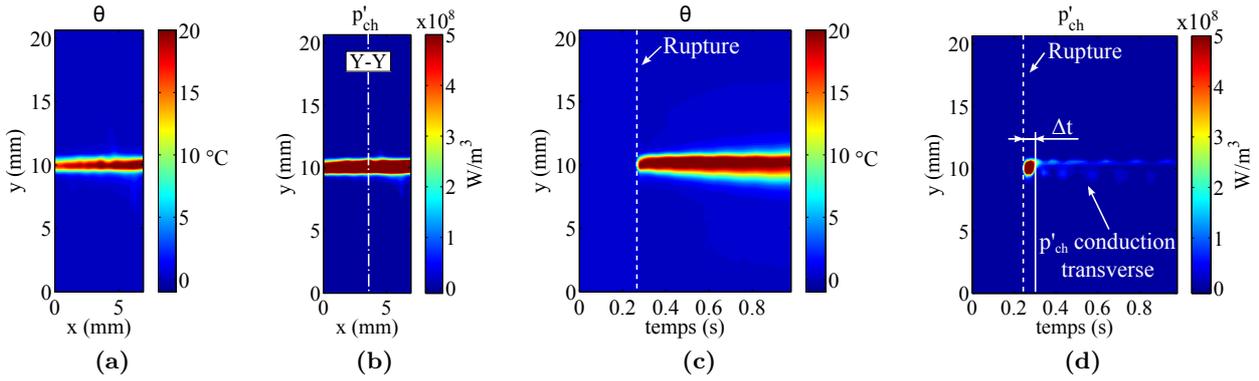


Figure IV.15 – Essai CC : (a) champ de variation de température  $\theta$  et (b) champ de source  $p'_{ch}$  à l'instant de rupture (D Figure IV.11) pour la zone considérée Figure IV.12a. Évolution temporelle de (c)  $\theta$  et (d)  $p'_{ch}$  le long du profil Y-Y.

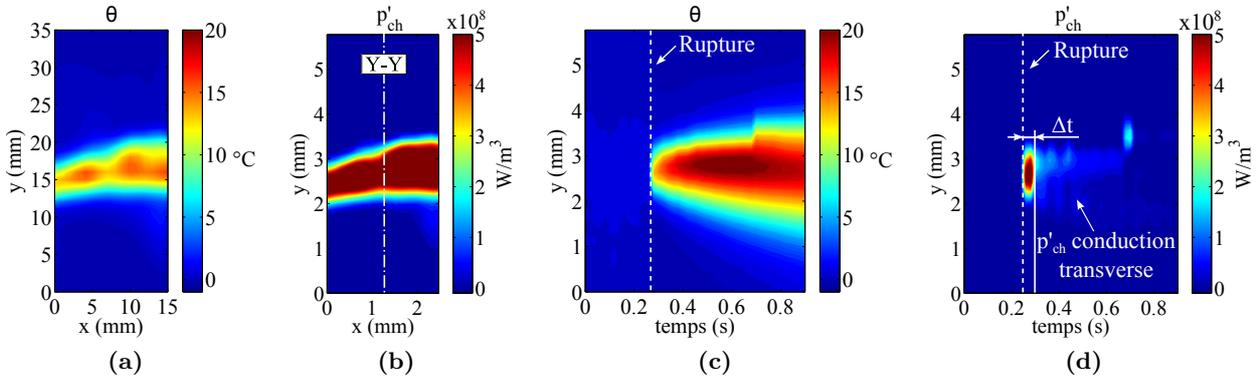


Figure IV.16 – Essai DENC1 : (a) champ de variation de température  $\theta$  et (b) champ de source  $p'_{ch}$  à l'instant de rupture (B Figure IV.11) pour la zone considérée Figure IV.12b. Évolution temporelle de (c)  $\theta$  et (d)  $p'_{ch}$  le long du profil Y-Y.

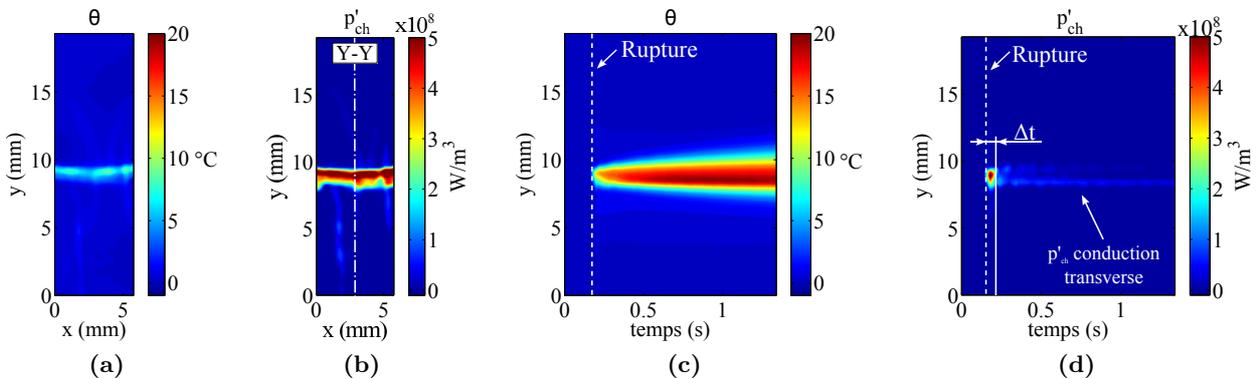


Figure IV.17 – Essai C-ind : (a) champ de variation de température  $\theta$  et (b) champ de source  $p'_{ch}$  à l'instant de rupture (C Figure IV.11) pour la zone considérée Figure IV.12a. Évolution temporelle de (c)  $\theta$  et (d)  $p'_{ch}$  le long du profil Y-Y.

#### IV.2.3.4 Comparaison par rapport aux résultats de la littérature et discussion

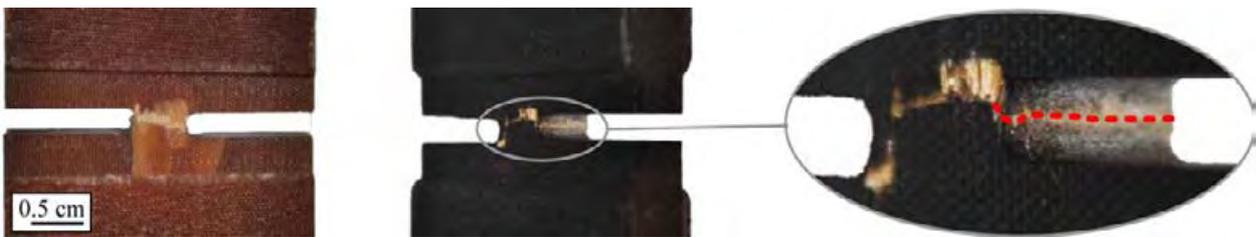
Les valeurs obtenues pour les configurations CC ( $38.3 \text{ kJ.m}^{-2}$ ) et C-ind ( $33.3 \text{ kJ.m}^{-2}$ ) sont légèrement supérieures aux valeurs mesurées pour les deux essais DENC ( $26.0$  et  $26.7 \text{ kJ.m}^{-2}$ ). La présence de multiples splittings sur les plis en surface, observée Figure IV.12, tend à expliquer l'augmentation du taux de restitution d'énergie pour les deux configurations CC et C-ind. En effet, la zone utile de l'éprouvette étant plus petite sur les essais DENC, les fissurations intralaminaires se propagent sur des longueurs beaucoup plus faibles comparativement aux fissurations observées sur les essais CC et C-ind, et dissipent donc moins d'énergie. De plus, la surface fissurée est également sous-estimée pour les essais CC et C-ind, car la rupture ne se propage pas strictement perpendiculairement à la direction de chargement, contrairement aux essais DENC, voir Figure IV.18.

La valeur moyenne du taux de restitution d'énergie pour l'ensemble des essais réalisés, estimée à  $31.1 \text{ kJ.m}^{-2}$ , s'avère cependant relativement proche de la valeur d'initiation de  $25.9 \text{ kJ.m}^{-2}$  reportée par [Laffan *et al.*, 2012a] pour un stratifié carbone/époxyde (IM7/8552 UD)  $[0^\circ]_{40}$ . Les auteurs indiquent, en s'appuyant sur une étude par EF, que cette valeur est associée à l'initiation d'une kink band en cisaillement plan plutôt qu'à un micro-flambage, ce qui n'est pas notre cas. Les travaux de [Sutcliffe et Fleck, 1994] démontrent néanmoins que les valeurs des taux de restitution d'énergie restent proches pour les deux modes de propagation. Ils obtiennent des valeurs comprises entre  $10$  et  $17 \text{ kJ.m}^{-2}$  quel que soit le mode de rupture considéré (pour un stratifié  $[0^\circ]_{24}$  carbone/époxyde (T800/924C)), ce qui est environ deux fois inférieur aux valeurs estimées ici pour un stratifié verre/époxyde. Peu d'autres études traitant de la caractérisation du mode de rupture translaminaire en compression des stratifiés monolithiques ont été répertoriées dans la littérature. En définitive, tout ce que nous pouvons affirmer pour l'instant c'est que les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles reportées dans la littérature.

Concernant la méthode de dépouillement, l'utilisation de l'approche bidimensionnelle pour l'étude de stratifiés épais reste délicate et nécessite une analyse précise des champs de source pour éviter une mauvaise estimation de l'énergie dissipée. Cependant, même pour une rupture fragile du stratifié, cette méthode permet d'obtenir des valeurs comparables aux résultats de la littérature, contrairement aux méthodes classiques. Finalement, malgré l'utilisation d'un drapage monolithique la rupture translaminaire engendre une combinaison de plusieurs modes de dégradation (fissurations intralaminaires, ruptures de fibres, délaminages, frottements, ...). Il reste donc difficile de statuer sur la valeur du taux de restitution d'énergie critique associée à la propagation d'une kink band, puisque les valeurs mesurées correspondent à la somme des énergies dissipées par plusieurs phénomènes irréversibles. Des nouvelles configurations expérimentales nécessiteraient d'être développées dans le but d'empêcher ou de limiter la contribution de certains phénomènes de dégradation mis en jeu.



(a) CC



(b) DENC



(c) C-ind

Figure IV.18 – Faciès de rupture des éprouvettes de compression : (a) essai CC, (b) essai DENC1 et (c) essai C-ind.

### IV.3 Étude de la rupture en compression dans les stratifiés quasi isotropes

Les résultats obtenus pour les essais de propagation translaminaire en compression démontrent l'inaptitude des configurations testées à conférer une progression stabilisée de la coupure. Dans cette partie, deux essais « non conventionnels » sont envisagés afin de palier à ce problème d'instabilité. Au-delà du défi scientifique associé à la caractérisation de la rupture de fibres en compression, un des objectifs de cette étude est de confirmer les valeurs obtenues dans la littérature pour un matériau carbone/époxyde. De plus, la valeur du taux de restitution d'énergie en rupture de fibres constitue un paramètre d'entrée d'un modèle EF développé au laboratoire par [Hongkarnjanakul, 2013 ; Hongkarnjanakul *et al.*, 2013 ; Rivallant *et al.*, 2013] pour étudier l'endommagement des stratifiés composites sous impact basse vitesse.

#### IV.3.1 Procédure expérimentale : protocole, matériau et fabrication

Les deux stratifiés considérés dans cette étude ont été fabriqués par [Hongkarnjanakul, 2013] à partir de nappes pré-imprégnées unidirectionnelles carbone/époxyde T700GC/M21. Les caractéristiques mécaniques et thermiques du pli après polymérisation (*cf.* [Hongkarnjanakul, 2013] pour le cycle de polymérisation), d'épaisseur 0.25 mm, sont données dans le Tableau IV.5. Les plaques stratifiées considérées pour cette étude présentent un drapage quasi isotrope, symétrique et équilibré, constitué de 16 plis et dont l'épaisseur totale est environ égale à 4 mm. Les stratifiés sont ensuite découpés en deux plaques rectangulaires de  $100 \times 150 \text{ mm}^2$  conformément à la procédure AITM 1-0010 (Airbus Industries Test Method) [AITM1-0010, 2005]. Les deux drapages considérés pour l'étude sont  $[0_2^\circ, 45_2^\circ, 90_2^\circ, -45_2^\circ]_S$  et  $[90_2^\circ, 0_2^\circ, -45_2^\circ, 45_2^\circ]_S$ , respectivement désignés comme les configurations A1 et C2, où la direction longitudinale de la plaque est associée à l'orientation  $0^\circ$ .

Module d'Young longitudinal (direction fibre), $E_1$	100 GPa
Module d'Young transversal, $E_2$	7.7 GPa
Module de cisaillement, $G_{12}$	4.8 GPa
Coefficient de Poisson, $\nu_{12}$	0.33
Conductivité thermique longitudinale [Tian et Cole, 2012], $k_1$	$6.3 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$
Conductivité thermique transverse [Sweeting et Liu, 2004], $k_2 = k_3$	$0.5 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$
Chaleur spécifique [Fosbury <i>et al.</i> , 2003], $C$	$902 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$

Tableau IV.5 – Caractéristiques mécaniques et thermiques d'un pli UD carbone/époxyde T700GC/M21.

Les procédures expérimentales relatives à chacun des essais sont décrites ci-après :

- **Essai d'indentation quasi statique** (Figure IV.19a) : la plaque stratifiée C2 est simplement appuyée sur un cadre de  $75 \times 125 \text{ mm}^2$  et indentée en son centre à l'aide d'un indenteur hémisphérique de diamètre 16 mm. L'essai est réalisé sur une machine de traction électromécanique (capacité 10 kN) à une vitesse d'indentation constante de 5 mm/min. Un capteur de position est utilisé pour mesurer le déplacement relatif de l'indenteur par rapport à la plaque support. Au cours de l'essai, la face indentée (plis à  $90^\circ$ ) subit une compression résultant de la flexion globale de la plaque. L'accroissement de l'indentation provoque alors la rupture translaminaire des deux plis en surface orientés à  $90^\circ$ . Les variations de température de la face comprimée sont mesurées au cours de la propagation par caméra infrarouge sur une zone située près du point d'indentation (Figure IV.20).

- **Essai de CAI** (Figure IV.19b) : préalablement à l'essai de compression, la plaque stratifiée A1 est soumise à un essai d'indentation quasi statique caractérisé par une énergie totale de 27.3 J (indenteur hémisphérique  $\varnothing$  16 mm). Deux fissurations translaminaires sont alors observées de part et d'autre de la zone d'indentation permanente, voir Figure IV.21. La plaque stratifiée est alors placée dans le dispositif de CAI monté sur une machine de traction/compression hydraulique (capacité 450 kN). Elle est ensuite comprimée à une vitesse constante de 0.6 mm/min. Le déplacement longitudinal et la flèche de la plaque - résultant du flambage local de la plaque - sont mesurés par deux capteurs de position. L'évolution de la température de la face pré-indentée est mesurée par caméra infrarouge lors de la propagation des fissures de pré-indentation, voir Figure IV.21.

Les deux essais sont réalisés à température ambiante. Le protocole expérimental pour l'acquisition de la température reste inchangé par rapport aux essais précédents :  $f=50$  Hz, grossissement maximal, face observée peinte en noir, utilisation d'une enceinte isolante, ...

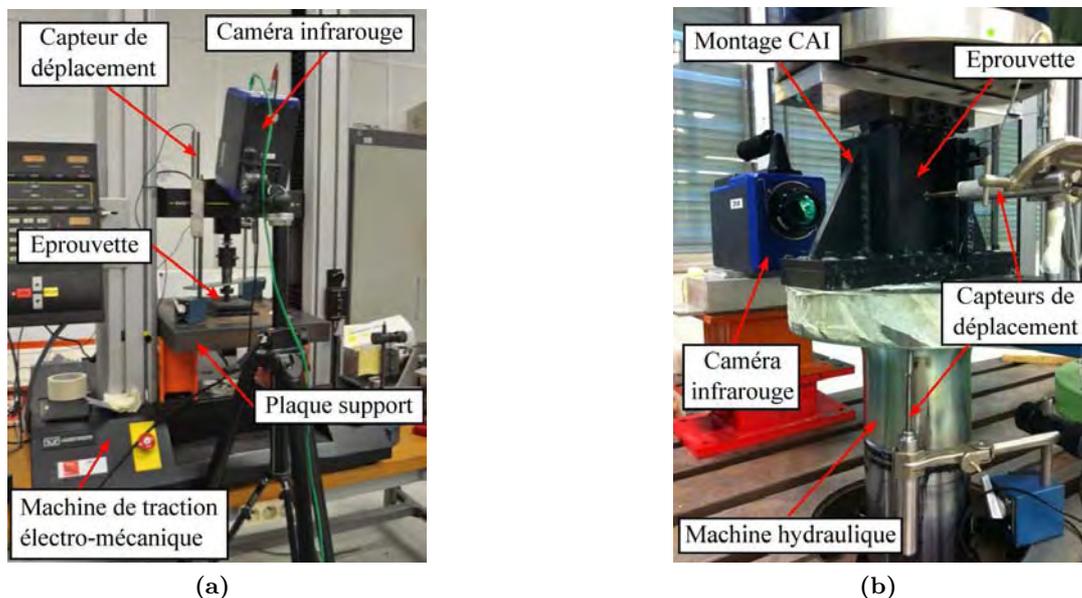


Figure IV.19 – Dispositifs expérimentaux utilisés (a) pour l'essai d'indentation quasi statique et (b) pour l'essai de CAI.

### IV.3.2 Description du scénario d'endommagement

La réponse effort/déplacement obtenue lors de l'essai d'indentation est présentée Figure IV.20. L'éprouvette est soumise à une indentation d'environ 5 mm, ce qui correspond à une énergie totale d'environ 25 J. Au cours du chargement un endommagement apparaît initialement sous l'indenteur. Il est généralement caractérisé par des fissurations matricielles en cisaillement et des délaminages localisés sur les interfaces multidirectionnelles [Hongkarnjanakul, 2013]. Cet endommagement initial, situé sous la zone d'indentation, n'a pas pu être observé compte tenu de la présence de l'indenteur et des capteurs de déplacement dans le champ d'observation de la caméra (traits discontinus Figure IV.20). La propagation d'une fissure est perceptible à partir des images thermiques exposées Figure IV.20 pour différents niveaux d'indentation. L'initiation de cette rupture est observée pour environ 3.5 mm de déplacement et se propage de manière stable jusqu'à l'arrêt du chargement. La coupe transversale de la plaque stratifiée, présentée Figure IV.22a, démontre une rupture en compression des plis à 90°. On relève en effet la présence de débris de kink-bands caractéristiques de la rupture de fibres en compression. Il est cependant difficile de déterminer à partir de cette observation post-mortem si la rupture est provoquée par un mode de cisaillement plan (Mode II)

ou par micro-flambage hors-plan (Mode I). La courbure de la face comprimée, imposée par la déformation de flexion de la plaque, nous amène à penser que la rupture par micro-flambage local hors plan est peu probable. En effet, dans cette configuration, cela impliquerait une inversion locale et brutale de la courbure des plis en surface. Enfin, la Figure IV.22a révèle également l'apparition d'un délaminage au niveau de l'interface  $90^\circ/0^\circ$  accompagnant la propagation de la rupture de compression.

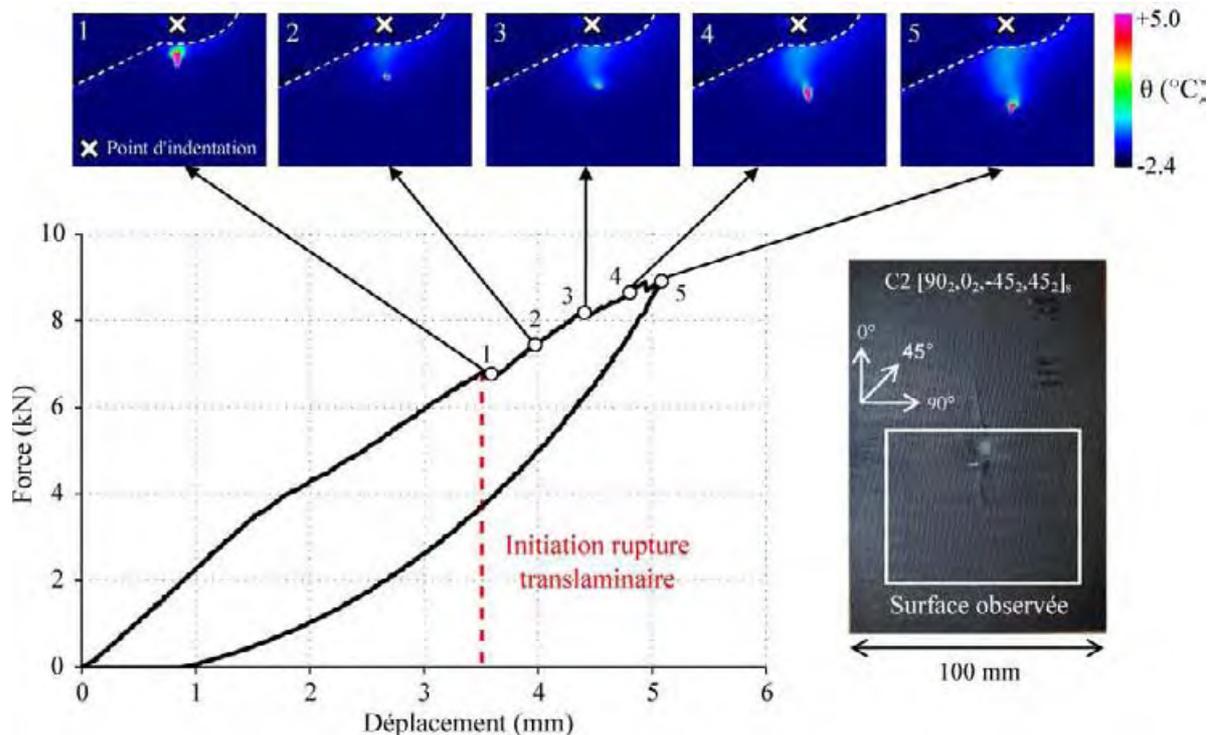


Figure IV.20 – Évolution de la variation de température avec l'avancée de la fissuration sur la face indentée lors de l'essai d'indentation quasi statique.

Pour l'essai de CAI, la réponse effort/déplacement (Figure IV.21) est linéaire jusqu'à la rupture finale de l'éprouvette. La photographie de la face pré-indentée avant l'essai de compression révèle la présence d'une fissure perpendiculaire à la direction des fibres en surface de part et d'autre du point d'indentation. La propagation de ces deux fissures est détectée à partir des images thermiques juste avant la rupture finale de l'éprouvette (image thermique N°1 Figure IV.21). Les différents champs de variation de température, associés au pli en surface ( $0^\circ$ ), révèlent la propagation de la rupture de part et d'autre du point d'indentation quasi instantanément après l'apparition des premiers dommages. Sous l'accroissement du chargement un flambage global de la plaque est observé avant la propagation de la rupture [Hongkarnjanakul, 2013]. Une légère déformation de flexion permanente, résultant de la pré-indentation, confère une direction privilégiée pour le flambage global de la plaque, voir Figure IV.22c. Ce dernier se traduit alors par une contrainte de compression sur la face pré-indentée et une contrainte de traction sur la face opposée. Cette constatation est confirmée par les clichés post-mortems de la coupe transverse du stratifié (Figure IV.22b) sur lesquels on relève la formation d'une kink-band sur les deux plis en surface ( $0^\circ$ ). Cependant, il est difficile de déterminer si cette rupture en compression résulte d'un micro-flambage local hors-plan ou d'un mode de cisaillement plan. À l'instar de l'essai d'indentation, des délaminages et des fissurations matricielles sont également observés sur les clichés de la Figure IV.22b. Comparativement à l'essai d'indentation ces délaminages sont plus prononcés et sont observés sur plusieurs interfaces :  $0^\circ/45^\circ$ ,  $45^\circ/90^\circ$ ,  $-45^\circ/90^\circ$  et  $45^\circ/0^\circ$ . Les clichés étant obtenus après rupture, il est toutefois difficile d'identifier le scénario de dégradation à l'origine de ces délaminages.

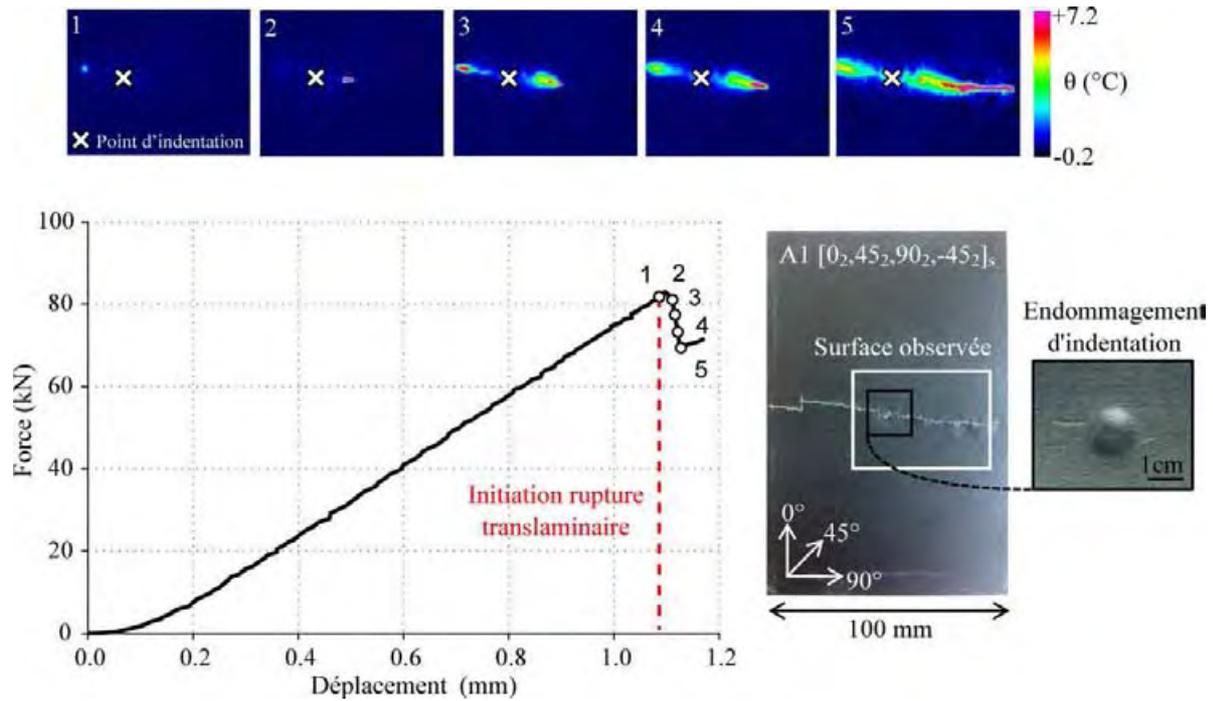
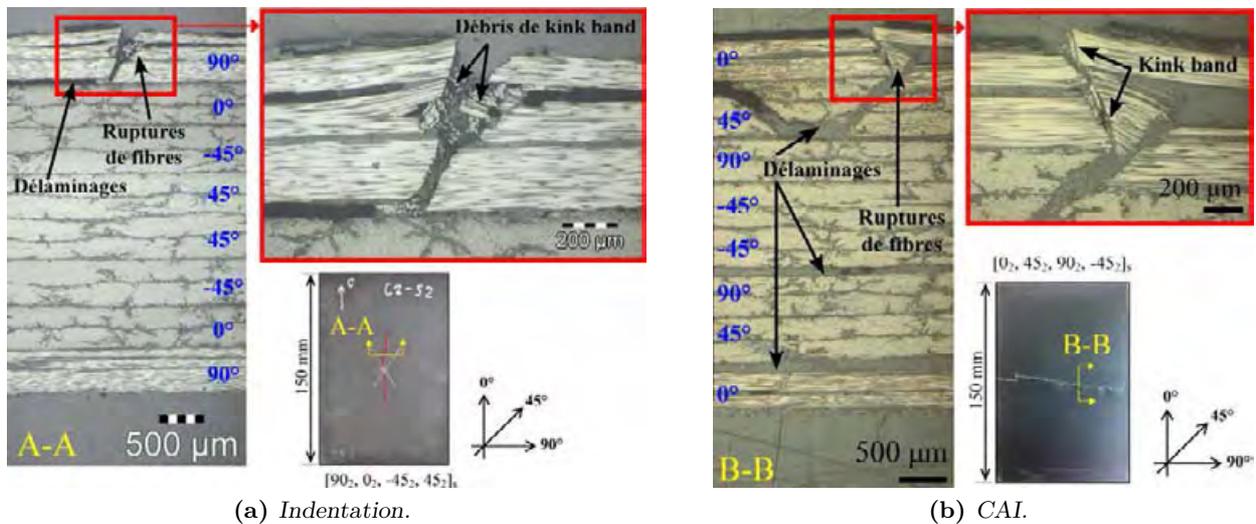
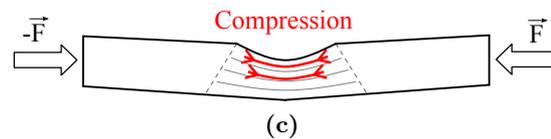


Figure IV.21 – Évolution de la variation de température avec l'avancée de la fissuration sur la face pré-indentée lors de l'essai de CAI.



(a) Indentation.

(b) CAI.



(c)

Figure IV.22 – Microphotographies des coupes transverses post-mortems des stratifiés pour : (a) l'essai d'indentation et (b) l'essai de CAI. (c) Flexion provoquée par le flambage global du stratifié lors de l'essai de CAI.

Enfin, notons que pour chaque propagation, la direction de propagation est orientée d'un angle variable par rapport à la direction transverse dans le plan (perpendiculaire à la direction des fibres longitudinales rompues), compris entre  $10^\circ$  et  $24^\circ$ . Ce résultat concorde avec les observations de

la littérature, puisque la direction de propagation d'une kink band est généralement orientée de 15° à 25° par rapport à la direction transverse dans le plan du pli, voir par exemple [Vogler et Kyriakides, 1999 ; Gutkin *et al.*, 2010 ; Laffan *et al.*, 2012b].

### IV.3.3 Estimation du taux de restitution d'énergie $G$ associé à la propagation translaminaire d'une fissure en compression

#### IV.3.3.1 Principales hypothèses

Pour les deux essais considérés, les champs de température et de sources étant *a priori* fortement hétérogènes dans l'épaisseur, le problème thermique 3D est considéré afin d'obtenir une mesure quantitative du taux de restitution d'énergie. Chacun des stratifiés est alors modélisé comme un milieu continu homogène et orthotrope (mécaniquement et thermiquement). L'orientation des différents plis dans l'épaisseur n'est pas considérée, et les paramètres de conductivité dans le plan sont considérés égaux à ceux du pli en surface. La conductivité étant faible dans la direction de l'épaisseur et les sources de chaleur - liées au phénomène de rupture de fibres - étant principalement concentrées dans les deux plis en surface, l'orientation des différents plis dans l'épaisseur n'a *a priori* que peu d'influence sur les mécanismes de conduction et donc sur la température observée en surface.

À partir des clichés micrographiques et des champs de température, la source de chaleur associée à la rupture de fibres en compression est supposée homogène dans l'épaisseur des deux plis fissurés, et nulle dans les autres plis. L'expression analytique suivante est une nouvelle fois adoptée pour la description du champ de source théorique :

$$p'_{th}(x, y, z, t) = p_{max} \cdot e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2 \cdot \sigma_y^2}\right)} \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2 \cdot \sigma_t^2}} \cdot [H(z - z_0) - H(z - z_1)] \quad (IV.6)$$

Un exemple de la distribution spatiale de ce champ de source est présenté Figure IV.23. Le problème thermique 3D est résolu par différences finies pour lequel les paramètres de discrétisation sont :  $\Delta x = \Delta y = 0.17$  mm,  $\Delta z = 0.125$  mm et  $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$  s. Les coefficients utilisés correspondent aux paramètres homogénéisés du pli, présentés dans le Tableau IV.5.

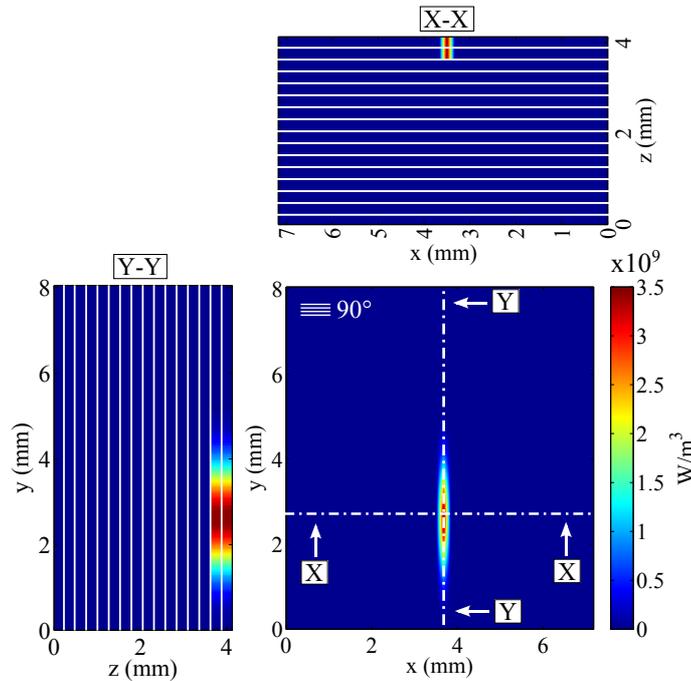
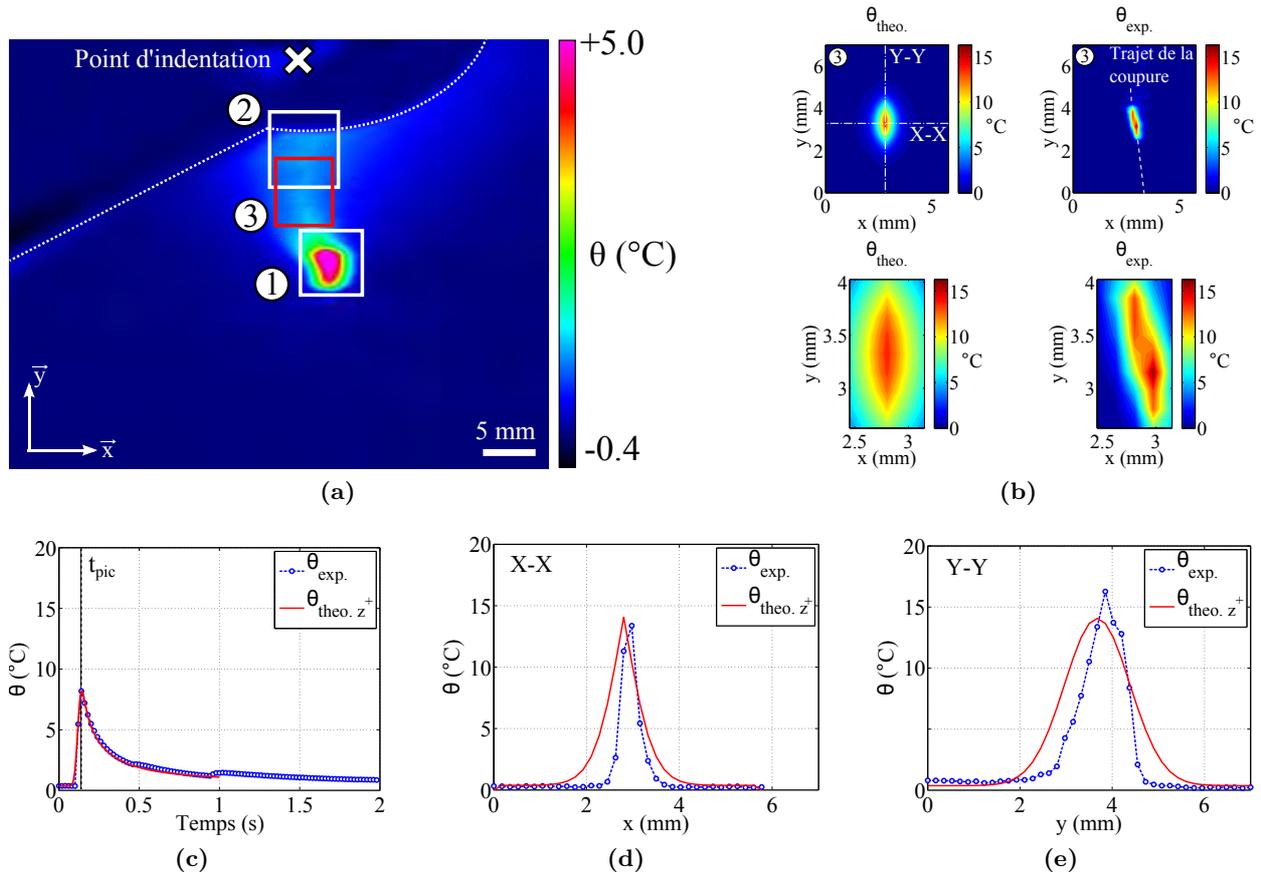


Figure IV.23 – Exemple de la distribution spatiale du champ de source de chaleur associé à la rupture de fibres en compression.

Conformément à la procédure utilisée précédemment, les paramètres de positionnement  $(x_0, y_0, t_0)$  sont fixés de façon à faire correspondre la position spatiotemporelle du pic de température expérimental avec celle du pic de température numérique. Les paramètres  $\sigma_x, \sigma_y$  sont ajustés par comparaison des profils de température surfaciques longitudinaux et transversaux au pic de température. Le couple de paramètres  $(\sigma_t, p_{max})$  est ensuite estimé en comparant l'évolution temporelle expérimentale et numérique de la température moyenne d'une zone réduite entourant la fissure. Les taux de restitution d'énergie sont alors calculés à partir des champs de source optimisés, en supposant que le phénomène de rupture de fibres en compression est un phénomène de rupture fragile pour lequel 90 % de l'énergie mécanique irréversible est dissipée en chaleur :  $\beta=0.9$ .

### IV.3.3.2 Résultats

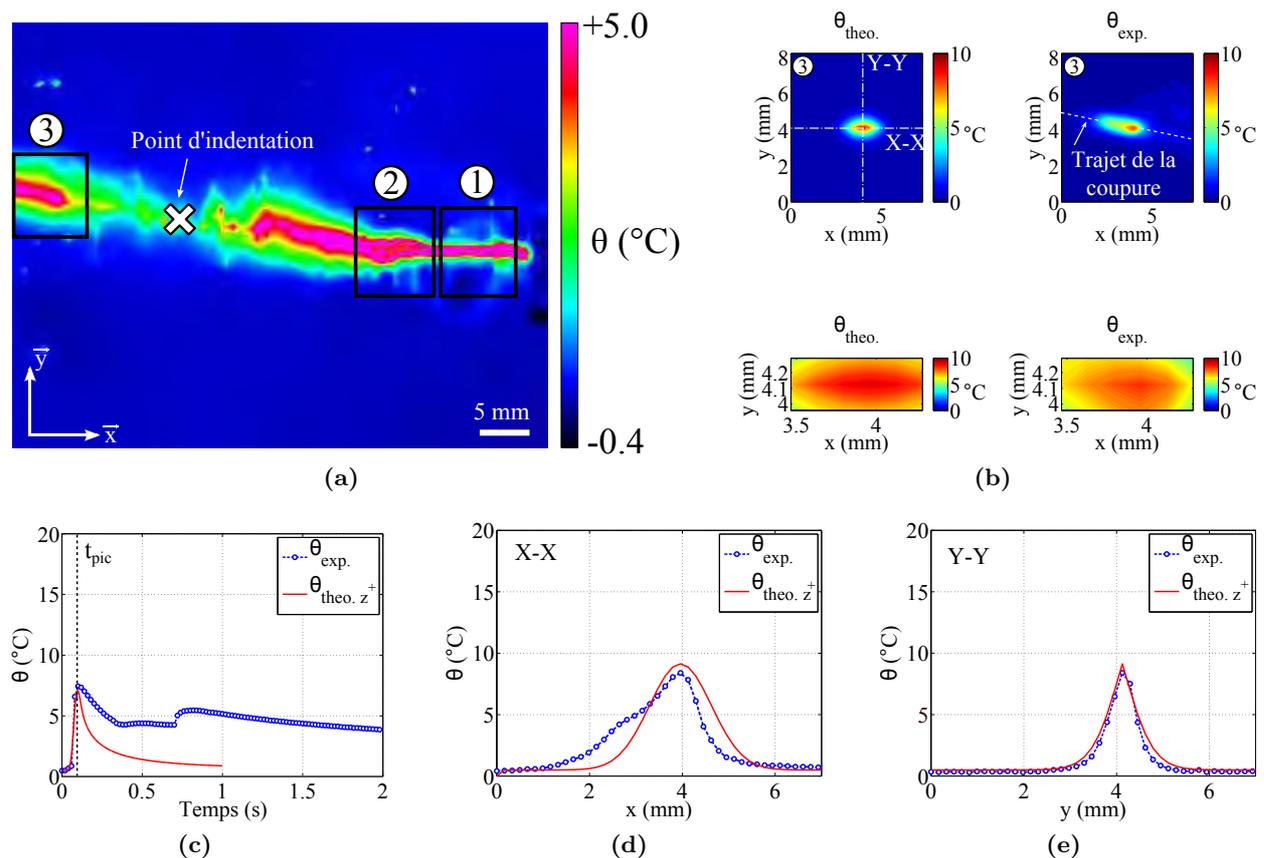
Les taux de restitution d'énergie sont mesurés, pour chaque configuration, sur trois zones distinctes de fissuration, définies en Figure IV.24a pour l'essai d'indentation et Figure IV.25a pour l'essai de CAI. Pour la zone N°3, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques obtenus après optimisation est présentée en Figure IV.24 pour l'essai d'indentation et Figure IV.25 pour l'essai de CAI. La Figure IV.24c et la Figure IV.25c comparent, respectivement pour l'essai d'indentation et l'essai de CAI, l'évolution des températures moyennes calculées sur les zones réduites définies respectivement Figure IV.24b et Figure IV.25b. Pour les deux essais, l'accroissement de la température est correctement modélisé. En revanche, le refroidissement est plus ou moins



**Figure IV.24** – (a) Zones considérées pour l'évaluation des sources théoriques lors de l'essai d'indentation. Confrontation des résultats numériques et expérimentaux après optimisation pour la zone 3 : (b) champ de température surfacique à l'instant du pic de température  $t_{pic}$  ; (c) évolution moyenne de la température calculée sur la zone réduite définie Figure IV.24b ; variations de température le long du profil (d) X-X et (e) Y-Y à  $t_{pic}$ .

correctement décrit en fonction de l'essai. En effet, lors de l'essai de CAI le refroidissement mesuré expérimentalement est beaucoup plus lent que celui observé numériquement. Un endommagement prononcé du matériau dans la zone d'étude, modifiant fortement le tenseur des conductivités thermiques locales, pourrait expliquer ce phénomène. De nombreux délaminages, proches des plis en surface, sont en effet observés pour l'essai de CAI. *A contrario*, le refroidissement corrèle parfaitement pour l'essai d'indentation où peu d'endommagements, en dehors de la rupture de fibres, sont relevés. Pour les deux essais, la modélisation du refroidissement n'est pas primordiale puisque la source de chaleur n'est plus active à ce moment là. Il est en revanche essentiel de décrire précisément l'accroissement de la température engendré par la rupture des plis en surface. Or pour les deux configurations et les 3 zones étudiées, le réchauffement observé corrèle, après optimisation, avec celui modélisé.

Pour l'essai d'indentation, la comparaison des profils de température selon les axes X-X et Y-Y (définis Figure IV.24b) est présentée respectivement Figure IV.24d et Figure IV.24e. Le chemin de propagation expérimental n'étant pas strictement rectiligne, les profils expérimentaux et numériques sont difficilement comparables compte tenu de la fonction analytique choisie pour modéliser le champ de source. Les résultats montrent en effet une forte disparité entre les évolutions spatiales numérique et expérimentale. Les mêmes constatations sont observées pour l'essai de CAI, voir Figure IV.25d et Figure IV.25e.



**Figure IV.25** – (a) Zones considérées pour l'évaluation des sources théoriques lors de l'essai de CAI. Confrontation des résultats numériques et expérimentaux après optimisation pour la zone 3 : (b) champ de température surfacique à l'instant de température  $t_{pic}$  ; (c) évolution moyenne de la température calculée sur la zone réduite définie Figure IV.25b ; variations de température le long du profil (d) X-X et (e) Y-Y à  $t_{pic}$ .

Les taux de restitution d'énergie calculés sur les zones considérées et les paramètres optimisés des sources théoriques correspondantes sont répertoriés dans le Tableau IV.6, où  $S_f$  correspond à la surface fissurée. Enfin, les valeurs moyennes des taux de restitution d'énergie obtenus dans les deux configurations, qui sont respectivement de 32.6 et de 42.5 kJ.m<sup>-2</sup> pour l'essai d'indentation et de CAI, concordent avec les valeurs obtenues par [Hongkarnjanakul *et al.*, 2013] à l'aide d'une analyse EF :  $G \approx 40$  kJ.m<sup>-2</sup>. L'ordre de grandeur des résultats est également en accord avec ceux observés dans la littérature pour différents stratifiés carbone/époxyde : 34-39 kJ.m<sup>-2</sup> (T800/924C) [Soutis *et Curtis*, 2000]; 79.9 kJ.m<sup>-2</sup> (initiation - T300/913) [Pinho *et al.*, 2006]; 25.9 kJ.m<sup>-2</sup> (initiation - IM7/8552) [Laffan *et al.*, 2012a]; 10-17 kJ.m<sup>-2</sup> (T800/924C) [Sutcliffe *et Fleck*, 1994].

Essai	Zone	$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)	$\sigma_t$ (s)	$p_{max}$ (W.m <sup>-3</sup> )	$S_f$ (mm <sup>2</sup> )	$G_{\beta=0.9}$ (kJ.m <sup>-2</sup> )
<b>Ind.</b>	<b>1</b>	0.083	0.990	12 10 <sup>-3</sup>	2.80 10 <sup>9</sup>	0.963	<b>39.7</b>
	<b>2</b>	0.041	0.825	10 10 <sup>-3</sup>	3.50 10 <sup>9</sup>	0.525	<b>31.6</b>
	<b>3</b>	0.041	0.660	12 10 <sup>-3</sup>	2.55 10 <sup>9</sup>	0.438	<b>26.6</b>
<b>CAI</b>	<b>1</b>	16.50	0.248	12 10 <sup>-3</sup>	1.4 10 <sup>9</sup>	3.220	<b>40.8</b>
	<b>2</b>	0.866	0.083	12 10 <sup>-3</sup>	2.05 10 <sup>9</sup>	0.495	<b>43.9</b>
	<b>3</b>	0.660	0.041	12 10 <sup>-3</sup>	1.75 10 <sup>9</sup>	0.165	<b>42.9</b>

Tableau IV.6 – Valeurs des paramètres des sources théoriques pour les zones considérées Figure IV.24a et Figure IV.25a.

#### IV.3.4 Discussion

Au regard des résultats de la littérature, les deux configurations testées ont permis d'obtenir une mesure représentative du taux de restitution d'énergie pour la rupture de fibres en compression. La faible disparité constatée entre nos résultats et les estimations de [Hongkarnjanakul *et al.*, 2013] pour le même matériau, confirme que la rupture de fibres en compression est un mode de rupture fragile pour lequel entre 90 et 100 % de l'énergie de rupture est dissipée en chaleur. Un écart d'environ 20 % est toutefois observé entre les valeurs moyennes obtenues pour les deux essais. Cet écart semble toutefois logique puisqu'un endommagement supérieur a été constaté lors de l'essai de CAI. Les clichés micrographiques ont en effet révélé de plus nombreux et de plus importants délaminages pour l'essai de CAI. Il est néanmoins difficile de déterminer l'influence énergétique de ces délaminages sur l'énergie totale dissipée, car généralement l'énergie dissipée par le phénomène de délaminage reste négligeable devant celle engendrée par le phénomène de rupture de fibres. Par ailleurs, compte tenu de la faible diffusivité du matériau dans l'épaisseur, les variations de température engendrées par le phénomène de délaminage ne sont, vraisemblablement, pas détectables. Et même si elles l'étaient, leurs contributions thermiques seraient sans doute dérisoires au regard de celles impliquées par le phénomène de rupture de fibres. Il est donc probable que la différence relevée entre les deux études provienne plus de l'influence du délaminage sur le mode de rupture que de la contribution énergétique des délaminages sur la dissipation. Enfin, quel que soit l'essai considéré, il est cependant difficile d'attribuer la rupture des fibres en compression à un mode de cisaillement (flambage local dans le plan) ou d'ouverture (flambage local hors plan), même si d'après les résultats de [Sutcliffe *et Fleck*, 1994], les valeurs restent proches.

## IV.4 Conclusion

Les études conduites lors de ce chapitre ont permis d'éprouver la méthode de mesure du taux de restitution d'énergie par thermographie infrarouge sur plusieurs configurations non conventionnelles, pour lesquelles les méthodes de mesure classiques sont inappropriées. Dans une première partie, la rupture intralaminare en traction et cisaillement, la rupture d'un paquet de fibres en traction et la rupture translaminare en compression ont tour à tour été étudiées sur des stratifiés monolithiques verre/époxyde. Pour les différents cas étudiés, l'utilisation d'un drapage monolithique ne fut pas forcément synonyme d'un unique mode de dégradation. Pour l'ensemble des ruptures étudiées, les valeurs obtenues englobent plusieurs phénomènes de dégradation, en particulier pour la compression. Si l'absence de valeur directement comparable dans la littérature ne nous permet pas de conclure sur la précision de la méthode, l'ordre de grandeur du taux de restitution d'énergie  $G$  mesuré s'est avéré cohérent pour les différents essais étudiés. Les résultats sont d'autant plus satisfaisants au regard du caractère particulièrement fragile des fissurations étudiées. Remarquons toutefois que la nature fragile des fissurations étudiées nous permet, raisonnablement, de considérer une proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur d'environ 90 %. Pour cette première étude nous retiendrons les tendances suivantes :

- Les résultats obtenus en propagation intralaminare semblent indiquer que le mode de cisaillement est plus énergétique que le mode d'ouverture.
- La rupture de fibres est à elle seule peu énergétique. La valeur du taux de restitution d'énergie en rupture translaminare dépend alors de la quantité de fissuration matricielle et de décohesion accompagnant la rupture des fibres, que ce soit en traction ou en compression.

Dans une deuxième partie, la rupture translaminare en compression dans deux stratifiés multidirectionnels a été étudiée à l'aide d'un essai de CAI et d'un essai d'indentation. Pour le premier cas, une propagation instable de la rupture en compression est relevée, alors que le deuxième provoque une propagation stable de la rupture sur le pli supérieur comprimé. Il semble donc que l'utilisation d'un drapage multidirectionnel couplé à un chargement hétérogène soit une des solutions possibles pour obtenir une rupture translaminare stable en compression. Dans les deux cas, les mesures thermiques combinées à une modélisation 3D du problème thermique, ont permis d'estimer le taux de restitution d'énergie associé à la rupture translaminare en compression alors que les mesures mécaniques (courbes effort/déplacement) ne sont pas utilisables. Enfin, les valeurs obtenues se sont avérées en accord avec les valeurs de [Hongkarnjanakul *et al.*, 2013], calculées au moyen d'une méthode par éléments finis.

En conclusion, la méthode développée semble une alternative intéressante aux méthodes de mesure basées sur l'approche mécanique globale. Tout d'abord, une estimation locale du taux de restitution d'énergie peut être obtenue même dans les cas où de faibles variations de raideur sont mises en jeu, comme par exemple lors de l'essai de rupture de fibres en traction ou lors de l'essai de propagation intralaminare en mode II. Un des avantages de la méthode est notamment de pouvoir suivre la propagation à partir des champs de source calculés *a posteriori*. Par ailleurs, même dans le cas d'une propagation instable, comme la rupture de fibres en compression, l'information thermique reste suffisamment précise pour estimer le taux de restitution d'énergie alors que les méthodes « classiques » ne sont dans ce cas pas exploitables. Finalement, même si une étude approfondie reste nécessaire pour statuer sur la précision des mesures obtenues, nous avons démontré que la technique de thermographie était plus qu'une alternative valable pour la mesure du taux de restitution d'énergie. Cependant, en l'absence d'une configuration expérimentale appropriée (stabilité de la propagation, mode de dégradation « unique », contribution énergétique du frottement, ...) une quantification précise du taux de restitution d'énergie peut difficilement être obtenue et ce, quelle que soit la méthode de dépouillement employée. Dans cette optique, la mesure de taux de restitution d'énergie par thermographie infrarouge nous permet d'envisager la conception de nouvelles configurations expérimentales plus adaptées à certains modes de rupture comme la compression translaminare ou la rupture interlaminare en mode II.



---

# Conclusions et Perspectives

---

Le présent travail porte sur la caractérisation de l'endommagement des structures composites stratifiées, tissées et unidirectionnelles, à partir de l'analyse locale des champs de source de chaleur et d'énergie dissipée. Ces informations locales ont été obtenues à partir du traitement des images thermiques acquises par thermographie infrarouge. Cette approche a été maintes fois utilisée avec succès pour l'étude des phénomènes dissipatifs associés aux processus de déformation des matériaux homogènes, principalement les métaux et les polymères. Il était donc intéressant d'étudier dans quelle mesure cette approche était transposable à l'étude de l'endommagement des structures hétérogènes : les matériaux composites. Plusieurs travaux expérimentaux - essentiellement basés sur la réponse thermoélastique du pli en surface - abordent déjà la problématique du suivi de l'endommagement dans les structures composites via les mesures thermiques. Elles restent toutefois limitées à une caractérisation qualitative, en particulier lorsque les champs de température sont localement perturbés par l'apparition de sources dissipatives. L'analyse de l'endommagement dans les zones singulières - comme en pointe de coupure - est donc difficile si l'effet thermoélastique est uniquement considéré. L'approche énergétique locale semble plus appropriée pour l'étude quantitative de l'endommagement et de la fissuration des structures hétérogènes. Notre étude s'attache donc à l'analyse des phénomènes de dégradation sous sollicitations quasi statiques, à la fois en zone homogène et singulière, à partir des champs de source de dissipation.

## Approche expérimentale

Une partie de ce travail a tout d'abord été consacrée à la mise au point de l'approche expérimentale et de la technique de traitement des images thermiques. Grâce à ces dernières, nous avons alors montré - via des hypothèses sur le problème de diffusion thermique - que l'évaluation des champs de source, combinée à des mesures mécaniques, permettait d'effectuer un bilan énergétique complet. Cette information énergétique donne en particulier accès à la proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur ( $\beta$ ). Une fois cette quantité connue, une mesure locale de l'énergie dissipée par la propagation d'une rupture permet alors de remonter au taux de restitution d'énergie. Cette grandeur est fondamentale pour le mécanicien puisqu'elle caractérise la capacité d'une structure à s'endommager et à rompre.

Pour le cas particulier des milieux minces, il est possible de s'affranchir du phénomène de conduction dans l'épaisseur. Une estimation directe des sources de chaleur localisées et donc du taux de restitution d'énergie « local », est alors directement obtenue. Pour ce dernier cas, l'analyse du traitement des images thermiques a permis de quantifier la précision énergétique du dispositif de mesure dans le cas d'une forte hétérogénéité thermique. Les résultats ont démontré que même pour un champ de source fortement hétérogène - ce qui est le cas dans la majorité des problèmes de fissuration étudiés - l'approximation de l'énergie dissipée restait satisfaisante quels que soient les paramètres de la méthode de filtrage utilisés. En effet, la nature globale de l'information recherchée - intégrale des champs de source - implique une faible sensibilité de l'énergie dissipée au bruit de mesure. Par ailleurs, compte tenu de la nature faiblement conductrice des structures stratifiées

considérées, la contribution énergétique des termes de conduction reste négligeable devant celle du terme d'absorption/de restitution de chaleur. La convection naturelle sur les faces de l'éprouvette est également un mode d'échange faiblement énergétique.

Une forte dépendance de l'énergie dissipée au paramètre de chaleur spécifique  $C$  est donc logiquement observée. C'est une des limitations de la méthode employée, puisque l'évolution de ce paramètre  $C$  - qui rappelons-le est ici un paramètre homogénéisé - avec la dégradation intrinsèque du matériau reste encore inconnue à ce jour. La deuxième limitation, liée à la méthode de traitement, concerne la sous-estimation des champs de source dans leurs distributions spatiotemporelles et dans leurs intensités. Pour le cas d'une source fortement hétérogène, un affaiblissement significatif de l'amplitude des champs de source est observé, sans toutefois que cela ait une influence significative sur la valeur de l'énergie dissipée.

Enfin, pour des sources peu dissipatives, comme observé lors des essais de cisaillement, la méthode de traitement ne permet pas d'obtenir des cartes de source suffisamment dé-bruitées pour espérer détecter une éventuelle hétérogénéité de dissipation intrinsèque. Pour ce type d'application, un travail métrologique fin sur le dispositif de thermographie ainsi qu'une amélioration de la méthode de traitement seraient nécessaires.

### Application à l'étude de l'endommagement des structures composites

Une fois la méthode de traitement validée, le travail initié par [Bizeul, 2009] et repris par [Rouault *et al.*, 2013] sur l'étude de l'endommagement d'un tissu verre/époxyde a été poursuivi. Les champs de source ont alors apporté des précisions sur la cinétique de l'endommagement et sur les dissipations impliquées par les différents modes de dégradation du matériau. Les résultats ont notamment démontré que lorsqu'un mécanisme de rupture fragile se développe, la quasi-totalité de l'énergie mécanique irréversible est convertie en chaleur. *A contrario*, si les mécanismes de dégradation impliquent un comportement inélastique - intrinsèquement plus diffus - une part importante de l'énergie est stockée à l'intérieur du matériau. Pour le matériau étudié, cette énergie est principalement stockée sous la forme de microcraquelures, phénomène nanoscopique propre aux mécanismes d'écrouissage de la résine. Dans ce dernier cas, non seulement une part importante de l'énergie est stockée dans le matériau, mais l'intensité de la dissipation est un à deux ordres de grandeur inférieure à la dissipation engendrée par les mécanismes de fissuration et de décohésion aux interfaces fibre/matrice.

Enfin, l'ensemble des études réalisées semble démontrer que lors de la propagation d'une coupure macroscopique, l'endommagement en pointe de coupure se propage essentiellement sous la forme de microfissurations matricielles et de décohésions d'interface fibre/matrice. Ces multiples fissurations relaxeraient en partie les contraintes dans les zones riches en résine avant que celles-ci ne pseudo-plastifient de manière significative. Cette hypothèse, ajoutée à la faible dissipation engendrée par le pseudo-écrouissage de la résine, confirmerait la nature fragile et fortement dissipative de la fissuration macroscopique et mésoscopique d'un stratifié à matrice thermodurcissable. Les résultats obtenus vont dans ce sens puisque plus de 90% de l'énergie mécanique est dissipée en chaleur lors de la rupture translaminaire d'un stratifié tissé verre/époxyde.

En conséquence, si la tendance de ces résultats se confirmait, la technique de thermographie infrarouge permettrait alors un accès local au taux de restitution d'énergie, à plusieurs échelles, et ce indépendamment de la réponse globale du matériau.

### Application à la mesure de taux de restitution d'énergie dans les stratifiés composites

Une part importante de ces travaux a ensuite été consacrée à évaluer l'applicabilité de la méthode expérimentale dans plusieurs cas complexes de fissuration. La rupture intralaminaire et translaminaires en traction, puis la rupture translaminaire en compression, ont été indépendamment étudiées. Pour certaines configurations, les champs de température et de dissipation se sont avérés fortement

hétérogènes dans l'épaisseur du stratifié. Une manière de remonter au taux de restitution d'énergie est alors la résolution inverse du problème thermique 3D. Celle-ci a été possible grâce aux hypothèses formulées sur la distribution des champs de source à partir de l'observation micrographique des surfaces fissurées. Une comparaison de cette approche avec l'approche 2D - associée aux problèmes de plaques minces - a été réalisée dans le cas de la fissuration intralaminaire d'un toron dans un stratifié tissé verre/époxyde. La confrontation des résultats obtenus via les deux approches, révèle une faible sous-estimation du taux de restitution d'énergie avec l'approche 2D. Dans la mesure où le dommage se crée en surface et où les échanges par conduction et convection restent faibles, l'approche 2D semble donc valable pour une analyse quantitative. Cette approche a ensuite été utilisée pour caractériser la fissuration translaminaire en traction de deux stratifiés tissés. La proximité des résultats obtenus avec ceux de la méthode des aires a alors démontré la validité de la méthode pour la caractérisation quantitative d'un taux de restitution d'énergie. En plus de procurer une mesure quantitative, le calcul *a posteriori* des champs de source permet de suivre l'évolution de la fissuration au cours de l'essai et facilite ainsi l'estimation du taux de restitution d'énergie.

Enfin, une dernière partie de ces travaux a été consacrée à l'étude du mode de rupture translaminaire en compression dans les stratifiés monolithiques. Même si les diverses configurations testées se sont avérées instables, la technique développée a tout de même permis une mesure valable du taux de restitution d'énergie alors que les mesures mécaniques restaient inexploitable. Pour ce type de rupture, l'utilisation de drapages multidirectionnels, couplée à un état de contrainte hétérogène semble être une solution pour obtenir une propagation stable. L'essai d'indentation considéré a en effet permis d'obtenir une propagation stabilisée de la rupture de fibres en compression, ce qui est assez rare pour être souligné. Pour cette configuration, la réponse force/déplacement étant non linéaire et les variations de raideur restant faibles, les méthodes basées sur les mesures mécaniques globales sont difficilement applicables, alors que là encore de bons résultats sont obtenus via la technique de thermographie. Par ailleurs, même dans le cas où les variations de raideur demeurent faibles, comme pour la propagation intralaminaire dans les stratifiés UD monolithiques ou la rupture d'un paquet de fibres, la méthode développée est efficace. Finalement, pour chaque mode de rupture étudié, les ordres de grandeur obtenus correspondent à ceux classiquement rapportés dans la littérature.

En conclusion, la méthode développée ouvre de nouvelles perspectives concernant la mesure de taux de restitution d'énergie, dès lors qu'une information thermique sur l'endommagement est disponible en surface. Beaucoup de configurations ont été testées et même si une étude approfondie de chacune d'entre elles reste nécessaire, nous avons démontré pour bon nombre de cas, classiquement problématiques, que la technique de thermographie était plus qu'une alternative valable. L'indépendance de l'approche vis-à-vis de la réponse globale mécanique de la structure permet en particulier d'étudier des ruptures instables. Un des avantages de la méthode développée est également de pouvoir suivre la propagation directement à partir de mesures thermiques, ce qui simplifie en partie le dépouillement des essais de propagation par rapport aux méthodes conventionnelles. La précision de mesure s'en trouve en plus améliorée par rapport aux traditionnelles estimations visuelles.

## Perspectives

Parmi les prolongements naturels de ces travaux, nous nous limitons ici à la présentation des perspectives envisagées sur le thème de la mesure des taux de restitution d'énergie critiques par caméra thermique.

Tout d'abord, il paraît important d'obtenir des précisions sur l'évolution des paramètres  $C$  (chaleur spécifique) et  $\beta$  ( $\beta_{int}$  : proportion d'énergie mécanique irréversible convertie en chaleur) puisqu'ils conditionnent directement la valeur du taux de restitution d'énergie mesurée. Plusieurs

méthodes existent déjà pour mesurer la chaleur spécifique (Analyse Thermique Différentielle ATD, calorimétrie différentielle à balayage, ...). Une de ces méthodes pourrait alors être employée afin d'étudier l'évolution de ce paramètre en fonction du type et de la quantité d'endommagement subi par le matériaux. Concernant la caractérisation du paramètre  $\beta$  - paramètre global associé à la fissuration -, des essais interlaminaires en mode I et II (type DCB et ELS, ENF, ...) sur des composites à matrice thermodurcissable et thermoplastique sont à court terme envisagés. Le mode II impliquant une inélasticité plus conséquente en pointe de coupure, la comparaison entre les deux essais et les deux types de résine permettraient alors d'évaluer l'influence de l'inélasticité sur la proportion d'énergie irréversible globale convertie en chaleur. Par ailleurs, ces essais seraient non-seulement l'occasion de valider la technique développée sur des configurations normalisées, mais également d'évaluer la contribution énergétique du frottement inhérente aux essais classiques de mode II. Ce phénomène est particulièrement discuté dans la littérature et aucune étude n'a, à notre connaissance, permis sa caractérisation. Un essai de délaminage en mode II contrarié par une compression pourrait alors être développé pour étudier l'influence de la contrainte de compression et du frottement sur le mode de cisaillement plan. Ces résultats seraient en particulier utiles pour la mise au point de modélisations numériques appliquées au problème de crushing, actuellement en cours d'élaboration au laboratoire.

Un autre prolongement de ce travail consisterait à coupler mesures thermographiques et mesures de déplacement par corrélation d'images afin de corriger les mouvements de corps rigide de l'éprouvette et/ou des lèvres de la fissure. Plus l'échelle de la fissuration considérée sera petite et plus cette approche couplée sera, à notre sens, indispensable.

Enfin, il semble aujourd'hui crucial de s'investir dans le développement de nouvelles configurations expérimentales compte tenu des possibilités offertes par la nature locale de l'approche développée. D'un point de vue purement utopique on pourrait même imaginer un essai impliquant successivement, une fissuration intralaminare, un délaminage, des ruptures de fibres en traction puis en compression, *etc.* Alors, pour peu que l'essai soit adapté en conséquence et si nécessaire instrumenté de plusieurs caméras, la technique employée permettrait de caractériser en un unique test tous les modes de propagation mis en jeu, ce qui d'un point de vue industriel devient particulièrement attractif.

---

# Bibliographie

---

- [Abrate, 1998] ABRATE, S. (1998). *Impact on composite structures*. Cambridge University Press.
- [AITM1-0010, 2005] AITM1-0010 (2005). Airbus test method : Determination of compression strength after impact. 1-0010.
- [Alif et Carlsson, 1997] ALIF, N. et CARLSSON, L. A. (1997). Failure mechanisms of woven carbon and glass composites. *ASTM special technical publication*, 1285:471–493.
- [Alif et al., 1998] ALIF, N., CARLSSON, L. A. et BOOGH, L. (1998). The effect of weave pattern and crack propagation direction on mode I delamination resistance of woven glass and carbon composites. *Composites Part B : Engineering*, 29(5):603–611.
- [Andersons et König, 2004] ANDERSONS, J. et KÖNIG, M. (2004). Dependence of fracture toughness of composite laminates on interface ply orientations and delamination growth direction. *Composites Science and Technology*, 64(13-14):2139–2152.
- [Ashcroft et al., 2001] ASHCROFT, I., HUGHES, D. et SHAW, S. (2001). Mode I fracture of epoxy bonded composite joints : 1. quasi-static loading. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 21(2):87–99.
- [ASTM International, 2001] ASTM INTERNATIONAL (2001). Standard test method for in-plane shear response of polymer matrix composite materials by tensile test of a  $\pm 45^\circ$  laminate. *ASTM International*, D3518 / D3518M(13).
- [ASTM International, 2004] ASTM INTERNATIONAL (2004). Standard test method for translaminar fracture toughness of laminated polymer matrix composite materials. *ASTM International*, E1922-04.
- [ASTM International, 2006a] ASTM INTERNATIONAL (2006a). Standard test method for linear-elastic plane strain fracture toughness  $K_{Ic}$  of metallic materials. *ASTM International*, E399-06.
- [ASTM International, 2006b] ASTM INTERNATIONAL (2006b). Standard test method for mixed mode I-mode II interlaminar fracture toughness of unidirectional fiber-reinforced polymer-matrix composites. *ASTM International*, D6671/D6671M.
- [ASTM International, 2007] ASTM INTERNATIONAL (2007). Test method for mode I interlaminar fracture toughness of unidirectional fiber-reinforced polymer matrix composites. *ASTM International*.
- [Bagavathiappan et al., 2013] BAGAVATHIAPPAN, S., LAHIRI, B., SARAVANAN, T., PHILIP, J. et JAYAKUMAR, T. (2013). Infrared thermography for condition monitoring - a review. *Infrared Physics & Technology*, 60(0):35–55.
- [Bailey et Parvizi, 1981] BAILEY, J. E. et PARVIZI, A. (1981). On fibre debonding effects and the mechanism of transverse-ply failure in cross-ply laminates of glass fibre/thermoset composites. *Journal of Materials Science*, 16(3):649–659.
- [Bazhenov, 1995] BAZHENOV, S. (1995). Interlaminar and intralaminar fracture modes in 0/90 cross-ply glass/epoxy laminate. *Composites*, 26(2):125–133.
- [Belgen, 1967] BELGEN, M. H. (1967). Structural stress measurement with an infrared radiometer. *ISA Transactions*, 6:49–53.

- [Berthel, 2007] BERTHEL, B. (2007). *Mesures thermographiques de champs de dissipation accompagnant la fatigue à grand nombre de cycle des aciers*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
- [Bever et al., 1973] BEVER, M., HOLT, D. et TITCHENER, A. (1973). *The stored energy of cold work*. Pergamon Press (Oxford and New York).
- [Bhalla et al., 2003] BHALLA, K., ZEHNDER, A. et HAN, X. (2003). Thermomechanics of slow stable crack growth : closing the loop between experiments and computational modeling. *Engineering Fracture Mechanics*, 70(17):2439–2458.
- [Bigaud et al., 2001] BIGAUD, D., GOYHÉNÈCHE, J.-M. et HAMELIN, P. (2001). A global-local non-linear modelling of effective thermal conductivity tensor of textile-reinforced composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 32(10):1443–1453.
- [Bizeul, 2009] BIZEUL, M. (2009). *Contribution à l'étude de la propagation de coupure en fatigue dans les revêtements composites tissés minces*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- [Bizeul et al., 2011] BIZEUL, M., BOUVET, C., BARRAU, J. et CUENCA, R. (2011). Fatigue crack growth in thin notched woven glass composites under tensile loading. part i : Experimental. *Composites Science and Technology*, 71(3):289–296.
- [Blackman et al., 2006] BLACKMAN, B., BRUNNER, A. et WILLIAMS, J. (2006). Mode II fracture testing of composites : a new look at an old problem. *Engineering Fracture Mechanics*, 73(16):2443–2455.
- [Blackman et al., 2005] BLACKMAN, B., KINLOCH, A. et PARASCHI, M. (2005). The determination of the mode II adhesive fracture resistance,  $G_{IIC}$ , of structural adhesive joints : an effective crack length approach. *Engineering Fracture Mechanics*, 72(6):877–897.
- [Bouc et Nayroles, 1985] BOUC, R. et NAYROLES, B. (1985). Méthodes et résultats en thermographie infrarouge des solides. *Journal de mécanique théorique et appliquée*, 4(1):27–58.
- [Bouchard, 2000] BOUCHARD, P. (2000). *Contribution à la modélisation numérique en mécanique de la rupture et structures multimatériaux*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- [Bouvet et al., 2012] BOUVET, C., RIVALLANT, S. et BARRAU, J. (2012). Low velocity impact modeling in composite laminates capturing permanent indentation. *Composites Science and Technology*, 72(16):1977–1988.
- [Brunner et al., 2008] BRUNNER, A., BLACKMAN, B. et DAVIES, P. (2008). A status report on delamination resistance testing of polymer-matrix composites. *Engineering Fracture Mechanics*, 75(9):2779–2794.
- [Bui et al., 1981] BUI, H., EHRLACHER, A. et NGUYEN, Q. (1981). Mécanique des solides anélastiques – Étude expérimentale de la dissipation dans la propagation de fissure par thermographie infrarouge. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 293:1015–1019.
- [Bui et al., 1987] BUI, H., EHRLACHER, A. et NGUYEN, Q. (1987). Thermomechanical couplings in solids. *Elsevier Science Publishers, New York*, pages 327–341.
- [Canal et al., 2012] CANAL, L. P., GONZÁLEZ, C., SEGURADO, J. et LLORCA, J. (2012). Intraply fracture of fiber-reinforced composites : Microscopic mechanisms and modeling. *Composites Science and Technology*, 72(11):1223–1232.
- [Carvalho et al., 2011] CARVALHO, N. D., PINHO, S. et ROBINSON, P. (2011). An experimental study of failure initiation and propagation in 2d woven composites under compression. *Composites Science and Technology*, 71(10):1316–1325.
- [Catalanotti et al., 2010] CATALANOTTI, G., CAMANHO, P., XAVIER, J., DÁVILA, C. et MARQUES, A. (2010). Measurement of resistance curves in the longitudinal failure of composites using digital image correlation. *Composites Science and Technology*, 70(13):1986–1993.

- [Cavaliere *et al.*, 2009] CAVALIERE, P., SANTIS, A., PANELLA, F. et SQUILLACE, A. (2009). Thermoelasticity and CCD analysis of crack propagation in AA6082 friction stir welded joints. *International Journal of Fatigue*, 31(2):385–392.
- [Chrysochoos *et al.*, 1989] CHRYSOCHOOS, A., CHEZEAUX, J.-C. et CAUMON, H. (1989). Analyse thermomécanique des lois de comportement par thermographie infrarouge. *Revue de Physique Appliquée*, 24(2):215–225.
- [Chrysochoos et Louche, 2000] CHRYSOCHOOS, A. et LOUCHE, H. (2000). An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation. *International Journal of Engineering Science*, 38(16):1759–1788.
- [Chrysochoos *et al.*, 2000] CHRYSOCHOOS, A., MURACCIOLE, J.-M. et WATTRISSE, B. (2000). Experimental analysis of strain and damage localization. in : A. Benallal (Ed.), *Symposium on Continuous Damage and Fracture*, pages 41–51.
- [Couégnat, 2008] COUÉGNAT, G. (2008). *Approche multiéchelle du comportement mécanique de matériaux composites à renfort tissé*. Thèse de doctorat, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I.
- [Cowley et Beaumont, 1997] COWLEY, K. D. et BEAUMONT, P. W. (1997). The interlaminar and intralaminar fracture toughness of carbon-fibre/polymer composites : The effect of temperature. *Composites Science and Technology*, 57(11):1433–1444.
- [Daggumati *et al.*, 2010] DAGGUMATI, S., VAN PAEPEGEM, W., DEGRIECK, J., XU, J., LOMOV, S. et VERPOEST, I. (2010). Local damage in a 5-harness satin weave composite under static tension : Part II – meso-FE modelling. *Composites Science and Technology*, 70(13):1934–1941.
- [Davidson et Sediles, 2011] DAVIDSON, B. D. et SEDILES, F. O. (2011). Mixed-mode I-II-III delamination toughness determination via a shear–torsion-bending test. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 42(6):589–603.
- [De Greef *et al.*, 2011] DE GREEF, N., GORBATIKH, L., LOMOV, S. V. et VERPOEST, I. (2011). Damage development in woven carbon fiber/epoxy composites modified with carbon nanotubes under tension in the bias direction. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 42(11):1635–1644.
- [de Moraes et Pereira, 2007] de MORAIS, A. et PEREIRA, A. (2007). Application of the effective crack method to mode I and mode II interlaminar fracture of carbon/epoxy unidirectional laminates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 38(3):785–794.
- [de Moraes et Pereira, 2008] de MORAIS, A. et PEREIRA, A. (2008). Mixed mode II+III interlaminar fracture of carbon/epoxy laminates. *Composites Science and Technology*, 68(9):2022–2027.
- [de Moura *et al.*, 2010] de MOURA, M., CAMPILHO, R., AMARO, A. et REIS, P. (2010). Interlaminar and intralaminar fracture characterization of composites under mode I loading. *Composite Structures*, 92(1):144–149.
- [de Moura *et al.*, 2008] de MOURA, M., MORAIS, J. et DOURADO, N. (2008). A new data reduction scheme for mode I wood fracture characterization using the double cantilever beam test. *Engineering Fracture Mechanics*, 75(13):3852–3865.
- [Doudard *et al.*, 2010] DOUDARD, C., CALLOCH, S., HILD, F. et ROUX, S. (2010). Identification of heat source fields from infrared thermography : Determination of ‘self-heating’ in a dual-phase steel by using a dog bone sample. *Mechanics of Materials*, 42(1):55–62.
- [Ducept *et al.*, 1997] DUCEPT, F., DAVIES, P. et GAMBY, D. (1997). An experimental study to validate tests used to determine mixed mode failure criteria of glass/epoxy composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 28(8):719–729.
- [Dulieu-Barton *et al.*, 2006] DULIEU-BARTON, J. M., EMERY, T. R., QUINN, S. et CUNNINGHAM, P. R. (2006). A temperature correction methodology for quantitative thermoelastic stress analysis and damage assessment. *Measurement Science and Technology*, 17(6):1627–1637.

- [Dumoulin *et al.*, 2010] DUMOULIN, S., LOUCHE, H., HOPPERSTAD, O. et BØRVIK, T. (2010). Heat sources, energy storage and dissipation in high-strength steels : Experiments and modelling. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 29(3):461–474.
- [Duplessis Kergomard *et al.*, 2010] DUPLESSIS KERGMARD, Y., RENARD, J., THIONNET, A. et LANDRY, C. (2010). Intralaminar and interlaminar damage in quasi-unidirectional stratified composite structures : Experimental analysis. *Composites Science and Technology*, 70(10):1504–1512.
- [Díaz, 2004] DÍAZ, F. (2004). Some improvements in the analysis of fatigue cracks using thermoelasticity. *International Journal of Fatigue*, 26(4):365–376.
- [Döll, 1973] DÖLL, W. (1973). An experimental study of the heat generated in the plastic region of a running crack in different polymeric materials. *Engineering Fracture Mechanics*, 5(2):259–268.
- [Emery et Dulieu-Barton, 2010] EMERY, T. et DULIEU-BARTON, J. (2010). Thermoelastic stress analysis of damage mechanisms in composite materials. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 41(12):1729–1742.
- [Emery *et al.*, 2008] EMERY, T., DULIEU-BARTON, J., EARL, J. et CUNNINGHAM, P. (2008). A generalised approach to the calibration of orthotropic materials for thermoelastic stress analysis. *Composites Science and Technology*, 68(3-4):743–752.
- [Fiedler *et al.*, 2001] FIEDLER, B., HOJO, M., OCHIAI, S., SCHULTE, K. et ANDO, M. (2001). Failure behavior of an epoxy matrix under different kinds of static loading. *Composites Science and Technology*, 61(11):1615–1624.
- [Fosbury *et al.*, 2003] FOSBURY, A., WANG, S., PIN, Y. et CHUNG, D. (2003). The interlaminar interface of a carbon fiber polymer-matrix composite as a resistance heating element. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 34(10):933–940.
- [Freund et Hutchinson, 1985] FREUND, L. et HUTCHINSON, J. (1985). High strain-rate crack growth in rate-dependent plastic solids. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 33(2):169–191.
- [Friedrich *et al.*, 1989] FRIEDRICH, K., WALTER, R., CARLSSON, L., SMILEY, A. et GILLESPIE, J.W., J. (1989). Mechanisms for rate effects on interlaminar fracture toughness of carbon/epoxy and carbon/peek composites. *Journal of Materials Science*, 24(9):3387–3398.
- [Fruehmann et Dulieu-Barton, 2010] FRUEHMANN, R. K. et DULIEU-BARTON, J. M. (2010). Assessment of fatigue damage evolution in woven composite materials using infra-red techniques. *Composites Science and Technology*, 70:937–946.
- [Gao *et al.*, 1999] GAO, F., BONIFACE, L., OGIN, S., SMITH, P. et GREAVES, R. (1999). Damage accumulation in woven-fabric CFRP laminates under tensile loading : Part 1. observations of damage accumulation. *Composites Science and Technology*, 59(1):123–136.
- [Garcia, 2013] GARCIA, P. G. (2013). Behaviour of 8-harness satin weave composite under static tensile loads : Failure analysis of woven composites. Final degree project in aerospace engineering, Escuela Universitaria de Ingeniería Técnica Aeronáutica (EUITA) - Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE).
- [Gaussorgues, 1999] GAUSSORGUES, G. (1999). *La thermographie infrarouge*. Technique & Documentation.
- [Germain, 1973] GERMAIN, P. (1973). *Cours de mécanique des milieux continus*, volume Tome I - Théorie générale. Masson et Cie, Paris.
- [Gershon et Marom, 1975] GERSHON, B. et MAROM, G. (1975). Fracture toughness and mechanical properties of glass fibre-epoxy composites. *Journal of Materials Science*, 10(9):1549–1556.
- [Gill *et al.*, 2009] GILL, A. F., ROBINSON, P. et PINHO, S. (2009). Effect of variation in fibre volume fraction on modes I and II delamination behaviour of 5HS woven composites manufactured by RTM. *Composites Science and Technology*, 69(14):2368–2375.

- [González et Llorca, 2007] GONZÁLEZ, C. et LLORCA, J. (2007). Mechanical behavior of unidirectional fiber-reinforced polymers under transverse compression : Microscopic mechanisms and modeling. *Composites Science and Technology*, 67(13):2795–2806.
- [Griffith, 1921] GRIFFITH, A. A. (1921). The phenomena of rupture and flow in solids. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 221(582-593):163–198.
- [Gutkin et al., 2011] GUTKIN, R., GREEN, C., VANGRATTANACHAI, S., PINHO, S., ROBINSON, P. et CURTIS, P. (2011). On acoustic emission for failure investigation in CFRP : Pattern recognition and peak frequency analyses. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 25(4):1393–1407.
- [Gutkin et al., 2010] GUTKIN, R., PINHO, S., ROBINSON, P. et CURTIS, P. (2010). On the transition from shear-driven fibre compressive failure to fibre kinking in notched CFRP laminates under longitudinal compression. *Composites Science and Technology*, 70(8):1223–1231.
- [Haj-Ali et al., 2008] HAJ-ALI, R., WEI, B.-S., JOHNSON, S. et EL-HAJJAR, R. (2008). Thermoelastic and infrared-thermography methods for surface strains in cracked orthotropic composite materials. *Engineering Fracture Mechanics*, 75(1):58–75.
- [Hashemi et al., 1990] HASHEMI, S., KINLOCH, A. J. et WILLIAMS, J. G. (1990). The analysis of interlaminar fracture in uniaxial fibre-polymer composites. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 427(1872):173–199.
- [Hild, 1998] HILD, F. (1998). *Endommagement, rupture et changements d'échelles dans les matériaux hétérogènes*. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.
- [Hild et Roux, 2006] HILD, F. et ROUX, S. (2006). Measuring stress intensity factors with a camera : Integrated digital image correlation (I-DIC). *Comptes Rendus Mécanique*, 334(1):8–12.
- [Hongkarnjanakul, 2013] HONGKARNJANAKUL, N. (2013). *Modélisation numérique pour la tolérance aux dommages d'impact sur stratifié composite : De l'impact à la résistance résiduelle*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- [Hongkarnjanakul et al., 2013] HONGKARNJANAKUL, N., BOUVET, C. et RIVALLANT, S. (2013). Validation of low velocity impact modelling on different stacking sequences of CFRP laminates and influence of fibre failure. *Composite Structures*, 106:549–559.
- [Honjo, 2003] HONJO, K. (2003). Fracture toughness of PAN-based carbon fibers estimated from strength-mirror size relation. *Carbon*, 41(5):979–984.
- [Honorat et al., 2005] HONORAT, V., MOREAU, S., MURACCIOLE, J.-M., WATTRISSE, B. et CHRYSOCHOOS, A. (2005). Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an IRFPA camera. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 2(2):153–171.
- [Hosoi et al., 2011] HOSOI, A., TAKAMURA, K., SATO, N. et KAWADA, H. (2011). Quantitative evaluation of fatigue damage growth in CFRP laminates that changes due to applied stress level. *International Journal of Fatigue*, 33(6):781–787.
- [Humer et al., 1998] HUMER, K., TSCHEGG, E., SPIESSBERGER, S. et WEBER, H. (1998). Fracture mechanical characterization of fibre reinforced plastics in the intralaminar crack opening mode (mode I) and in the shear mode (mode II). *Cryogenics*, 38(1):69–74.
- [Iannucci et Ankersen, 2006] IANNUCCI, L. et ANKERSEN, J. (2006). An energy based damage model for thin laminated composites. *Composites Science and Technology*, 66(7–8):934–951.
- [Irwin, 1957] IRWIN, G. (1957). Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. *Journal of Applied Mechanics*, 24(6):361–364.
- [ISO, 2001] ISO (2001). Fibre-reinforced plastic composites – determination of mode I interlaminar fracture toughness,  $G_{IC}$ , for unidirectionally reinforced materials. *International Organisation for Standardisation*, (15024).

- [Iwamoto *et al.*, 1999] IWAMOTO, M., NI, Q.-Q., FUJIWARA, T. et KURASHIKI, K. (1999). Intralaminar fracture mechanism in unidirectional CFRP composites : Part I : Intralaminar toughness and AE characteristics. *Engineering Fracture Mechanics*, 64(6):721–745.
- [John *et al.*, 2001] JOHN, S., HERSZBERG, I. et COMAN, F. (2001). Longitudinal and transverse damage taxonomy in woven composite components. *Composites Part B : Engineering*, 32(8):659–668.
- [Jose *et al.*, 2001] JOSE, S., KUMAR, R. R., JANA, M. et RAO, G. V. (2001). Intralaminar fracture toughness of a cross-ply laminate and its constituent sub-laminates. *Composites Science and Technology*, 61(8):1115–1122.
- [Jumahat *et al.*, 2010] JUMAHAT, A., SOUTIS, C., JONES, F. et HODZIC, A. (2010). Fracture mechanisms and failure analysis of carbon fibre/toughened epoxy composites subjected to compressive loading. *Composite Structures*, 92(2):295–305.
- [Kalbermatten *et al.*, 1992] KALBERMATTEN, T., JÄGGI, R., FLÜELER, P., KAUSCH, H. et DAVIES, P. (1992). Microfocus radiography studies during mode I interlaminar fracture tests on composites. *Journal of Materials Science Letters*, 11(9):543–546.
- [Kapoor et Nemat-Nasser, 1998] KAPOOR, R. et NEMAT-NASSER, S. (1998). Determination of temperature rise during high strain rate deformation. *Mechanics of Materials*, 27(1):1–12.
- [Karahhan, 2011] KARAHAN, M. (2011). Investigation of damage initiation and propagation in 2x2 twill woven carbon/epoxy multi-layer composites. *Textile Research Journal*, 81(4):412–428.
- [Kenane, 2009] KENANE, M. (2009). Delamination growth in unidirectional Glass/Epoxy composite under static and fatigue loads. *Physics Procedia*, 2(3):1195–1203.
- [Kim et Sham, 2000] KIM, J.-K. et SHAM, M.-L. (2000). Impact and delamination failure of woven-fabric composites. *Composites Science and Technology*, 60(5):745–761.
- [Krueger, 2002] KRUEGER, R. (2002). The virtual crack closure technique : History, approach and applications. *NASA/CR-2002-211628 ICASE Report No. 2002-10*.
- [Kumagai *et al.*, 2004] KUMAGAI, S., SHINDO, Y., HORIGUCHI, K. et NARITA, F. (2004). Experimental and finite-element analysis of woven glass-cloth/epoxy laminate tensile specimen at room and low temperatures. *Mechanics of Advanced Materials and Structures*, 11(1):51–66.
- [Kyōkai, 1994] KYŌKAI, N. K. (1994). *Testing Methods for Interlaminar Fracture Toughness of Carbon Fibre Reinforced Plastics*. Japanese Standards Association.
- [Ladeveze et Ledantec, 1992] LADEVEZE, P. et LEDANTEC, E. (1992). Damage modelling of the elementary ply for laminated composites. *Composites Science and Technology*, 43(3):257–267.
- [Laffan *et al.*, 2010a] LAFFAN, M., PINHO, S., ROBINSON, P. et IANNUCCI, L. (2010a). Measurement of the in situ ply fracture toughness associated with mode I fibre tensile failure in FRP. part I : Data reduction. *Composites Science and Technology*, 70(4):606–613.
- [Laffan *et al.*, 2010b] LAFFAN, M., PINHO, S., ROBINSON, P. et IANNUCCI, L. (2010b). Measurement of the in situ ply fracture toughness associated with mode I fibre tensile failure in FRP. part II : size and lay-up effects. *Composites Science and Technology*, 70(4):614–621.
- [Laffan *et al.*, 2012a] LAFFAN, M., PINHO, S., ROBINSON, P., IANNUCCI, L. et McMILLAN, A. (2012a). Measurement of the fracture toughness associated with the longitudinal fibre compressive failure mode of laminated composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 43(11):1930–1938.
- [Laffan *et al.*, 2011] LAFFAN, M., PINHO, S., ROBINSON, P. et McMILLAN, A. (2011). Translaminar fracture toughness : The critical notch tip radius of 0° plies in {CFRP}. *Composites Science and Technology*, 72(1):97–102.
- [Laffan *et al.*, 2012b] LAFFAN, M., PINHO, S., ROBINSON, P. et McMILLAN, A. (2012b). Translaminar fracture toughness testing of composites : A review. *Polymer Testing*, 31(3):481–489.

- [Leblond, 2003] LEBLOND, J.-B. (2003). *Mécanique de la rupture fragile et ductile*. Hermès science publications, Paris.
- [Lemaignan, 2003] LEMAIGNAN, C. (2003). *La Rupture des matériaux*. EDP Sciences.
- [Lemaitre et al., 1985] LEMAITRE, J., CHABOCHE, J.-L., BENALLAL, A. et DESMORAT, R. (1985). *Mécanique des matériaux solides*. Dunod.
- [Lesniak et al., 1997] LESNIAK, J. R., BAZILE, D. J., BOYCE, B. R., ZICKEL, M. J., CRAMER, K. E. et WELCH, C. S. (1997). Stress intensity measurement via infrared focal plane array. *ASTM special technical publication*, 1318:208–220.
- [Lessard et al., 1997] LESSARD, L. B., EILERS, O. P. et SHOKRIEH, M. M. (1997). Modification of the three-rail shear test for composite materials under static and fatigue loading. *ASTM special technical publication*, 1242:217–233.
- [Li et al., 1996] LI, W., DENG, X. et ROSAKIS, A. J. (1996). Determination of temperature field around a rapidly moving crack-tip in an elastic-plastic solid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(4):677–690.
- [Li et al., 2004] LI, X., CARLSSON, L. et DAVIES, P. (2004). Influence of fiber volume fraction on mode III interlaminar fracture toughness of glass/epoxy composites. *Composites Science and Technology*, 64(9):1279–1286.
- [Li et Lambros, 2001] LI, Z. et LAMBROS, J. (2001). Strain rate effects on the thermomechanical behavior of polymers. *International Journal of Solids and Structures*, 38(20):3549–3562.
- [Lin et al., 1997] LIN, S., FENG, Z. et ROWLANDS, R. (1997). Thermoelastic determination of stress intensity factors in orthotropic composites using the j-integral. *Engineering Fracture Mechanics*, 56(4):579–592.
- [Louche, 1999] LOUCHE, H. (1999). *Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
- [Louche et Chrysochoos, 2001] LOUCHE, H. et CHRYSOCHOOS, A. (2001). Thermal and dissipative effects accompanying Lüders band propagation. *Materials Science and Engineering : A*, 307(1–2): 15–22.
- [Luong, 1995] LUONG, M. (1995). Infrared thermographic scanning of fatigue in metals. *Nuclear Engineering and Design*, 158(2–3):363–376.
- [Maquin, 2006] MAQUIN, F. (2006). *Méthodologie expérimentale d'étude du comportement thermo-mécanique des matériaux sous sollicitations cycliques*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers.
- [Mattei, 2005] MATTEI, S. (2005). *Rayonnement thermique des matériaux opaques*. Techniques de l'ingénieur, BE8210.
- [Moran et Shih, 1987] MORAN, B. et SHIH, C. (1987). Crack tip and associated domain integrals from momentum and energy balance. *Engineering Fracture Mechanics*, 27(6):615–642.
- [Moran et al., 1995] MORAN, P., LIU, X. et SHIH, C. (1995). Kink band formation and band broadening in fiber composites under compressive loading. *Acta Metallurgica et Materialia*, 43(8):2943–2958.
- [Mountain et Webber, 1979] MOUNTAIN, D. S. et WEBBER, J. M. B. (1979). Stress pattern analysis by thermal emission (SPATE). *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation and Engineering*, 164:189–196.
- [Moës et Belytschko, 2002] MOËS, N. et BELYTSCHKO, T. (2002). Extended finite element method for cohesive crack growth. *Engineering Fracture Mechanics*, 69(7):813–833.
- [Muskhelishvili, 1953] MUSKHELISHVILI, N. (1953). *Some Basic Problems of the Mathematical Theory of Elasticity*.

- [Osada *et al.*, 2003] OSADA, T., NAKAI, A. et HAMADA, H. (2003). Initial fracture behavior of satin woven fabric composites. *Composite Structures*, 61(4):333–339.
- [Pajani, 2001] PAJANI, D. (2001). *Thermographie - Principes et mesure*. Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle ; R2740.
- [Pajani et Audaire, 2001] PAJANI, D. et AUDAIRE, L. (2001). *Thermographie - Technologies et applications*. Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle ; R2741.
- [Pandita *et al.*, 2001] PANDITA, S. D., HUYSMANS, G., WEVERS, M. et VERPOEST, I. (2001). Tensile fatigue behaviour of glass plain-weave fabric composites in on- and off-axis directions. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 32(10):1533–1539.
- [Park et Sankar, 2002] PARK, O. et SANKAR, B. V. (2002). Crack-tip force method for computing energy release rate in delaminated plates. *Composite Structures*, 55(4):429–434.
- [Pastor, 2007] PASTOR, M.-L. (2007). *Contribution à l'étude en fatigue de structures en aluminium renforcées par patches composites*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont II.
- [Pereira et de Morais, 2004a] PEREIRA, A. et de MORAIS, A. (2004a). Mode I interlaminar fracture of carbon/epoxy multidirectional laminates. *Composites Science and Technology*, 64(13-14):2261–2270.
- [Pereira et de Morais, 2004b] PEREIRA, A. et de MORAIS, A. (2004b). Mode II interlaminar fracture of glass/epoxy multidirectional laminates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 35(2):265–272.
- [Pereira et de Morais, 2006] PEREIRA, A. et de MORAIS, A. (2006). Mixed mode I+II interlaminar fracture of glass/epoxy multidirectional laminates - part 2 : Experiments. *Composites Science and Technology*, 66(13):1896–1902.
- [Pereira *et al.*, 2005] PEREIRA, A., de MORAIS, A., de MOURA, M. et MAGALHÃES, A. (2005). Mode I interlaminar fracture of woven glass/epoxy multidirectional laminates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 36(8):1119–1127.
- [Petit, 2005] PETIT, S. (2005). *Contribution à l'étude de l'influence d'une protection thermique sur la tolérance aux dommages des structures composites des lanceurs*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.
- [Pinho *et al.*, 2006] PINHO, S., ROBINSON, P. et IANNUCCI, L. (2006). Fracture toughness of the tensile and compressive fibre failure modes in laminated composites. *Composites Science and Technology*, 66(13):2069–2079.
- [Pinho *et al.*, 2009] PINHO, S., ROBINSON, P. et IANNUCCI, L. (2009). Developing a four point bend specimen to measure the mode I intralaminar fracture toughness of unidirectional laminated composites. *Composites Science and Technology*, 69(7-8):1303–1309.
- [Pitarresi *et al.*, 2005] PITARRESI, G., FOUND, M. et PATTERSON, E. (2005). An investigation of the influence of macroscopic heterogeneity on the thermoelastic response of fibre reinforced plastics. *Composites Science and Technology*, 65(2):269–280.
- [Poncelet, 2007] PONCELET, M. (2007). *Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan.
- [Potter, 1987] POTTER, R. T. (1987). Stress analysis in laminated fibre composites by thermoelastic emission. *Proc. SPIE. 0731, Stress Analysis by Thermoelastic Techniques*, 110:110–121.
- [Prombut, 2007] PROMBUT, P. (2007). *Caractérisation de la propagation de délaminage des stratifiés composites multidirectionnels*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier.
- [Reeder, 1992] REEDER, J. R. (1992). An evaluation of mixed-mode delamination failure criteria. *NASA Langley Technical Report Server*.

- [Rice, 1968] RICE, J. R. (1968). A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, 35(2):379.
- [Rittel, 1999] RITTEL, D. (1999). On the conversion of plastic work to heat during high strain rate deformation of glassy polymers. *Mechanics of Materials*, 31(2):131–139.
- [Rivallant *et al.*, 2013] RIVALLANT, S., BOUVET, C. et HONGKARNJANAKUL, N. (2013). Failure analysis of CFRP laminates subjected to compression after impact : FE simulation using discrete interface elements. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 55:83–93.
- [Rosa et Risitano, 2000] ROSA, G. L. et RISITANO, A. (2000). Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components. *International Journal of Fatigue*, 22(1):65–73.
- [Rosakis *et al.*, 2000] ROSAKIS, P., ROSAKIS, A., RAVICHANDRAN, G. et HODOWANY, J. (2000). A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48(3):581–607.
- [Rouault, 2013] ROUAULT, T. (2013). *Propagation de coupure en fatigue sur composites tissés - Étude expérimentale et modélisation*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- [Rouault *et al.*, 2013] ROUAULT, T., BOUVET, C., NÈGRE, V. et RAUCH, P. (2013). Reversible rail shear apparatus applied to the study of woven laminate shear behavior. *Experimental Mechanics*, pages 1–12.
- [Rudov-Clark et Mouritz, 2008] RUDOV-CLARK, S. et MOURITZ, A. (2008). Tensile fatigue properties of a 3d orthogonal woven composite. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 39(6):1018–1024.
- [Schlosser, 2008] SCHLOSSER, P. (2008). *Influence des aspects mécaniques et thermiques sur les mécanismes de déformation d'alliages NiTi*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble - Grenobles Universités.
- [Sham Prasad *et al.*, 2011] SHAM PRASAD, M., VENKATESHA, C. et JAYARAJU, T. (2011). Experimental methods of determining fracture toughness of fiber reinforced polymer composites under various loading conditions. *Journal of Minerals & Materials Characterization & Engineering*, 10(13):1263–1275.
- [Shindo *et al.*, 2005] SHINDO, Y., INAMOTO, A. et NARITA, F. (2005). Characterization of mode I fatigue crack growth in GFRP woven laminates at low temperatures. *Acta Materialia*, 53(5):1389–1396.
- [Shokrieh et Heidari-Rarani, 2011] SHOKRIEH, M. et HEIDARI-RARANI, M. (2011). Effect of stacking sequence on r-curve behavior of glass/epoxy {DCB} laminates with 0°//0° crack interface. *Materials Science and Engineering : A*, 529(0):265–269.
- [Sih *et al.*, 1965] SIH, G., PARIS, P. et IRWIN, G. (1965). On cracks in rectilinearly anisotropic bodies. *International Journal of Fracture Mechanics*, 1(3):189–203.
- [Sjögren et Berglund, 2000] SJÖGREN, B. et BERGLUND, L. (2000). The effects of matrix and interface on damage in GRP cross-ply laminates. *Composites Science and Technology*, 60(1):9–21.
- [Sket *et al.*, 2012] SKET, F., SELTZER, R., MOLINA-ALDAREGUIA, J., GONZALEZ, C. et LLORCA, J. (2012). Determination of damage micromechanisms and fracture resistance of glass fiber/epoxy cross-ply laminate by means of X-ray computed microtomography. *Composites Science and Technology*, 72(2):350–359.
- [Smith, 1993] SMITH, B. W. (1993). *Fractography for continuous fiber composites*. Engineered materials handbook - Volume 1 : Composites. Ohio, USA : ASM International.
- [Soumahoro, 2005] SOUMAHORO, Z. (2005). *Etude du couplage thermomécanique dans la propagation dynamique de fissure*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.

- [Soutis et Curtis, 2000] SOUTIS, C. et CURTIS, P. (2000). A method for predicting the fracture toughness of CFRP laminates failing by fibre microbuckling. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 31(7):733–740.
- [Stanley et Chan, 1985] STANLEY, P. et CHAN, W. K. (1985). Quantitative stress analysis by means of the thermoelastic effect. *Journal of strain analysis*, 20(3):129 :137.
- [Stanley et Chan, 1988] STANLEY, P. et CHAN, W. K. (1988). The application of thermoelastic stress analysis techniques to composite materials. *Journal of strain analysis*, 23(3):137 :143.
- [Sutcliffe et Fleck, 1994] SUTCLIFFE, M. et FLECK, N. (1994). Microbuckle propagation in carbon fibre-epoxy composites. *Acta Metallurgica et Materialia*, 42(7):2219–2231.
- [Sweeting et Liu, 2004] SWEETING, R. et LIU, X. (2004). Measurement of thermal conductivity for fibre-reinforced composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 35(7–8): 933–938.
- [Tada et al., 1985] TADA, H., PARIS, P. et IRWIN, G. (1985). *The stress analysis of cracks handbook*. Paris Productions & (Del Research Corp.).
- [Taylor et Quinney, 1934] TAYLOR, G. I. et QUINNEY, H. (1934). The latent energy remaining in a metal after cold working. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 143(849):307–326.
- [Thomson, 1853] THOMSON, W. (1853). On the dynamical theory of heat. *Transactions of the Royal Society*, 20(2):261–283.
- [Tian et Cole, 2012] TIAN, T. et COLE, K. D. (2012). Anisotropic thermal conductivity measurement of carbon-fiber/epoxy composite materials. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(23–24):6530–6537.
- [Trojanowski et al., 1997] TROJANOWSKI, A., RUIZ, C. et HARDING, J. (1997). Thermomechanical properties of polymers at high rates of strain. *J. Phys. IV France*, 07:C3–447–C3–452.
- [Truss et al., 1997] TRUSS, R., HINE, P. et DUCKETT, R. (1997). Interlaminar and intralaminar fracture toughness of uniaxial continuous and discontinuous carbon fibre/epoxy composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 28(7):627–636.
- [Tsai et al., 2001] TSAI, J., GUO, C. et SUN, C. (2001). Dynamic delamination fracture toughness in unidirectional polymeric composites. *Composites Science and Technology*, 61(1):87–94.
- [Vigneron, 2009] VIGNERON, S. (2009). *Analyse thermomécanique multiéchelle de la transformation de phase dans les alliages à mémoire de forme*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- [Vivier et al., 2009] VIVIER, G., TRUMEL, H. et HILD, F. (2009). On the stored and dissipated energies in heterogeneous rate-independent systems : theory and simple examples. *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 20(7):411–427.
- [Vivier et al., 2013] VIVIER, G., TRUMEL, H. et HILD, F. (2013). A multi-scale methodology to model damage, deformation and ignition of highly-filled energetic materials. *In ICF12, Ottawa 2009*.
- [Vogler et Kyriakides, 1997] VOGLER, T. et KYRIAKIDES, S. (1997). Initiation and axial propagation of kink bands in fiber composites. *Acta Materialia*, 45(6):2443–2454.
- [Vogler et Kyriakides, 1999] VOGLER, T. et KYRIAKIDES, S. (1999). On the axial propagation of kink bands in fiber composites : Part I experiments. *International Journal of Solids and Structures*, 36(4):557–574.
- [Wang et al., 2009] WANG, W.-X., NAKATA, M., TAKAO, Y. et MATSUBARA, T. (2009). Experimental investigation on test methods for mode II interlaminar fracture testing of carbon fiber reinforced composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 40(9):1447–1455.

- [Wattrisse *et al.*, 2001] WATTRISSE, B., CHRYSOCHOOS, A., MURACCIOLE, J.-M. et NÉMOZ-GAILLARD, M. (2001). Kinematic manifestations of localisation phenomena in steels by digital image correlation. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 20(2):189–211.
- [Wattrisse *et al.*, 2002] WATTRISSE, B., MURACCIOLE, J.-M. et CHRYSOCHOOS, A. (2002). Thermomechanical effects accompanying the localized necking of semi-crystalline polymers. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(5):422–427.
- [Weichert et Schönert, 1974] WEICHERT, R. et SCHÖNERT, K. (1974). On the temperature rise at the tip of a fast running crack†. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 22(2):127–133.
- [Weichert et Schönert, 1978] WEICHERT, R. et SCHÖNERT, K. (1978). Heat generation at the tip of a moving crack. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 26(3):151–161.
- [Westergaard, 1939] WESTERGAARD, H. (1939). Bearing pressures and cracks. *Journal of Applied Mechanics, Trans. ASME*, 6:49–53.
- [Wisnom, 2010] WISNOM, M. (2010). Modelling discrete failures in composites with interface elements. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 41(7):795–805.
- [Wisnom et Hallett, 2009] WISNOM, M. R. et HALLETT, S. R. (2009). The role of delamination in strength, failure mechanism and hole size effect in open hole tensile tests on quasi-isotropic laminates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 40(4):335–342.
- [Zaera *et al.*, 2013] ZAERA, R., RODRÍGUEZ-MARTÍNEZ, J. et RITTEL, D. (2013). On the Taylor-Quinney coefficient in dynamically phase transforming materials. application to 304 stainless steel. *International Journal of Plasticity*, 40(0):185–201.
- [Zehnder *et al.*, 1998] ZEHNDER, A., BABINSKY, E. et PALMER, T. (1998). Hybrid method for determining the fraction of plastic work converted to heat. *Experimental Mechanics*, 38(4):295–302.
- [Zhang et He, 2012] ZHANG, R. et HE, L. (2012). Measurement of mixed-mode stress intensity factors using digital image correlation method. *Optics and Lasers in Engineering*, 50(7):1001–1007.



# **Analyse par thermographie infrarouge de l'endommagement des structures composites sous sollicitations quasi statiques**

## **Résumé**

---

La sensibilité des structures composites à la présence d'endommagements importants en zones singulières (trou, pointe d'entaille, ...) impose d'évaluer leur tolérance aux dommages. Dans ce contexte, ce travail s'attache à apporter des précisions quantitatives sur l'endommagement de ces structures à partir de la technique de thermographie infrarouge. Une première étude a été consacrée à la caractérisation des mécanismes de dégradation d'un stratifié tissé mince (verre/époxyde) sous sollicitations homogènes. En s'appuyant sur une approche calorimétrique locale, régie par le cadre de la Thermodynamique des Processus Irréversibles, les mesures thermiques sont utilisées pour localiser et quantifier les dissipations associées aux différents mécanismes de dégradation. Une démarche expérimentale est alors proposée pour évaluer le taux de restitution d'énergie dans plusieurs cas de fissuration. Dans un second temps, cette démarche est appliquée à l'étude de la fissuration de structures stratifiées constituées de plis unidirectionnels sous chargement de traction, puis de compression.

---

**Mots-clés** : Thermographie Infrarouge ; Matériaux composites ; Rupture ; Taux de restitution d'énergie.

## **Damage analysis in composite structures under quasi static loading using infrared thermography**

## **Abstract**

---

The sensibility of the composite structures in the presence of important damages in singular zones (hole, notch tip, ...) involves to estimate their damage tolerance. In this context, this work attempts to bring quantitative precision on the damage of these structures by the mean of infrared thermography. A first study was dedicated to the characterization of the degradation mechanisms in a thin woven laminate (glass/epoxy) under homogeneous loading. Founded on a local calorimetric approach, governed by the frame of the Thermodynamics of Irreversible Processes, the thermal measures are used to locate and quantify the dissipative energy associated with the various mechanisms of degradation. An experimental approach is then proposed to estimate the energy release rate in several cases of cracking. Secondly, this approach is used to study the rupture of laminated structures made of unidirectional plies under tensile loading, then compressive loading.

---

**Keywords** : Infrared thermography ; Composite Materials ; Fracture ; Energy release rate.