



HAL
open science

Prédiction de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP (16MND5) sous choc thermique

Xiao Yu Yang

► **To cite this version:**

Xiao Yu Yang. Prédiction de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP (16MND5) sous choc thermique. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Centrale Paris, 2015. Français. NNT : 2015ECAP0029 . tel-01194539

HAL Id: tel-01194539

<https://theses.hal.science/tel-01194539v1>

Submitted on 7 Sep 2015

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

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



CentraleSupélec



THÈSE
présentée par

XiaoYu YANG

pour l'obtention du

GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : Mécanique et Science des Matériaux

Laboratoire d'accueil : Mécanique des Sols, Structures et Matériaux

SUJET :

**PREDICTION DE PROPAGATION ET D'ARRÊT DE FISSURE DE
CLIVAGE DANS UN ACIER DE CUVE REP (16MND5) SOUS CHOC
THERMIQUE**

Soutenue le : 5 mai 2015 à l'Ecole Centrale Paris

devant un jury composé de :

Président du jury :	M. Dominique LEGUILLON	Directeur de Recherche CNRS
Rapporteurs :	M. Stéphane CHAPULIOT	Ingénieur Expert AREVA, HdR
	M. Benoit TANGUY	Ingénieur Expert CEA, HdR
Examinatrices :	Mme. Clotilde BERDIN-MERIC	Professeur Université Paris Sud
	Mme. Anna DAHL	Ingénieur de recherche EDF, Docteur
	Mme. Clémentine JACQUEMOUD	Ingénieur de recherche CEA, Docteur
Directeur de thèse :	M. Philippe BOMPARD	Professeur Emérite Ecole Centrale Paris
Co-directeur de thèse :	M. Stéphane MARIE	Ingénieur Expert AREVA, HdR

2015ECAP0029

Remerciements

Il me sera très difficile de remercier tout le monde car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Stéphane Chapuliot et à Benoit Tanguy, qui ont accepté d'analyser en détail ce travail pour en être rapporteur. Je remercie également et chaleureusement Dominique Leguillon, Clotilde Berdin et Anna Dahl qui m'ont fait l'honneur de participer à ce jury.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à mes directeurs et mon encadrant de thèse, Philippe Bompard, Stéphane Marie et Clémentine Jacquemoud, qui m'ont suivi et guidé pour mener à bien ce travail de thèse. Stéphane Marie, ancien chef du Laboratoire d'Intégrité des Structure et de Normalisation (LISN) du CEA de Saclay, m'a proposé de faire tout d'abord un stage de fin d'étude et ensuite une thèse dans son laboratoire. Je suis toujours impressionnée par son enthousiasme pour la mécanique. Ses compétences, sa bonne humeur et son optimisme m'ont permis de franchir toutes les difficultés pendant les quatre ans passés dans son laboratoire. Philippe Bompard, mon directeur de thèse, toujours très respecté dans le domaine mécanique ainsi que dans la vie quotidienne, prend toujours soin de son entourage. Très compétent dans le domaine mécanique, il reste cependant toujours très accessible, il m'a apporté son aide sans jamais compter son temps. Je me rappelle toujours qu'il s'est levé à six heures du matin le lendemain de sa retraite pour participer à ma réunion d'avancement de thèse. Clémentine Jacquemoud, jeune ingénieur-chercheuse du laboratoire LISN, m'a encadré au quotidien. Je ne remercierai jamais assez sa rigueur, sa patience et sa disponibilité. Elle est, à mes yeux, un « modèle » pour les jeunes femmes : elle gère bien entre sa famille de trois jeunes enfants et sa vie professionnelle chargée. Malgré tout le travail qu'elle a à faire, elle est toujours disponible pour moi, elle a corrigé tout le mémoire phrase par phrase. Je garderai précieusement toutes les versions de thèse avec ses corrections et avec, bien sûr, les corrections de Philippe et de Stéphane.

Je remercie toutes les personnes du laboratoire LISN du CEA de Saclay. Grâce à elles, j'ai pu passer quatre ans enrichissants dans une superbe ambiance. Yann Kayser, le chef du labo actuel, m'a nourri quatre mois de plus que prévu. Il m'a aidé à trouver un travail après la thèse. Tamara Yuritzinn, l'expert de Cast3M, m'a bien suivi et aidé pendant ma thèse. Thierry Le Grasse m'a beaucoup aidé pour tous les essais réalisés dans cette thèse. Merci à notre secrétaire Catherine pour ses efficaces services administratifs. Je ne peux pas tout citer, merci à Cécile, Myriam, Oliviers, Thierry lebarbé, Grégory, Cédirc, Philippe Mathron, Antoine, Ivan, Giacomo, Girard et Michel, mes chères collègues du LISN qui m'ont supporté et m'ont aidé pendant la thèse. Merci aussi à Chouchou, Pauline, Soumsoum, Foufette, Wiwi et Haezm, les thésards et les stagiaires du labo qui m'ont supporté à l'intérieur et à l'extérieur du labo.

Je remercie également toutes les personnes du laboratoire MSSMat et les personnes à l'école doctorale de l'Ecole Centrale Paris. Merci à Françoise, Sokona, Thomas et Nicolas qui m'ont aidé pour les observations au MEB. Merci à Catherine, Emmanuelle et Martine pour leurs services administratifs, elles m'ont aidé aussi à débloquent les problèmes du titre séjour et du logement. Merci à tous les thésards du laboratoire MSSMat qui m'ont supporté pendant ma thèse, surtout pendant ma rédaction du mémoire : Wang, Aurélie, ...

Enfin, je souhaite remercier ma famille et Damien pour leurs encouragements affectueux.

Résumé

L'objectif de la thèse est la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve de type 16MND5 par un critère local en contrainte critique, calculé en pointe de fissure. Les travaux précédents ont montré que le mécanisme de rupture était du clivage, associé à des zones de cisaillement ductile entre les différents plans de fissuration. Ceci explique la dépendance de la contrainte critique de rupture à la vitesse de déformation en pointe de fissure du fait du comportement visqueux des aciers ferritiques aux vitesses de propagation considérées. Cette thèse consiste à optimiser la méthode numérique mise en œuvre pour simuler la propagation dynamique de fissure, identifier et valider un critère local de propagation et d'arrêt sur des chargements thermomécaniques complexes, rendre compte des trajets de fissuration variés, et approfondir les connaissances sur les micro-mécanismes physiques de la rupture pour renforcer le contenu physique du critère utilisé.

L'identification du critère de propagation et d'arrêt a été faite par la simulation numérique des essais de rupture fragile réalisés sur des éprouvettes CT25 à quatre températures (-150°C, -125°C, -100°C et -75°C). La méthode des éléments finis étendus (X-FEM) a été utilisée dans le code de calcul CAST3M pour ces modélisations. Les résultats des analyses en 2D et 3D ont montré que la contrainte critique de rupture augmentait avec la vitesse de déformation plastique et ils ont donc permis d'établir un critère de propagation et d'arrêt basé sur cette contrainte.

Une formulation analytique du critère a été développée pour justifier le critère identifié. La contrainte critique du critère a été considérée comme la somme de la contrainte critique de clivage et de la contrainte générée par la déformation des ligaments (ponts de matières résistants sollicités en cisaillement) en arrière du front de la fissure. Afin de quantifier ce phénomène, des mesures de caractérisations des ligaments ont été effectuées sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales des éprouvettes. Le profil de contrainte sur les lèvres de la fissure, généré par les ligaments tendant à résister à l'ouverture de la fissure, a été calculé à l'aide de modélisations éléments finis de multifissures représentatives de la géométrie réelle de la fissure observée sur une coupe transversale. Ceci a permis d'obtenir la contribution de l'effort des ligaments à la contrainte critique en pointe de fissure, et de développer ensuite une formulation analytique pour la contrainte critique. La courbe de la formulation analytique présente un très bon accord avec le critère empirique identifié.

Afin de tester la pertinence de ce critère, la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure a d'abord été menée sur des essais isothermes, à la fois sur des éprouvettes CT25 (la fissure étant sollicitée en mode I) et ensuite sur des anneaux fissurés sollicités en mode mixte. Les résultats numériques des prédictions ont présenté une bonne cohérence avec les expériences. Ceci montre la pertinence du critère sous chargement isotherme. Pour étudier la propagation et l'arrêt de fissure sous choc thermique, un essai a ensuite été réalisé sur un anneau fissuré. Le chargement pour l'essai est plus complexe avec un couplage des chargements mécaniques et thermiques. La prédiction par le critère a été effectuée en 2D et en 3D. Les résultats prédits sont de bonne qualité en termes de cinétique de propagation et de longueur de fissure à l'arrêt. Ceci complète la validation du critère sous chargement thermomécanique.

En parallèle, des expériences ont été menées sur des éprouvettes CT25 rallongées (de même hauteur qu'une CT25 mais de largeur double), présentant une bifurcation de la trajectoire de la fissure. Un tirage aléatoire dans la direction de propagation dans les zones de fortes contraintes a été introduit dans le critère afin de tenir compte la présence des nombreuses multifissures observées à l'échelle mésoscopique, en pointe de la fissure principale. Les résultats numériques reproduisent correctement la bifurcation et la dispersion des trajets de fissuration.

Mots-clés: clivage, propagation, arrêt, approche locale, bifurcations, choc thermique, ligament, X-FEM, dynamique, acier 16MND5, formulation analytique.

Abstract

The purpose of this PhD study is to predict the propagation and arrest of cleavage cracks in a French PWR vessel steel (16MND5). This is accomplished through use of a local criterion based on the critical stress calculated ahead of crack tip. Previous work has shown that fracture mechanism was cleavage associated with the ductile shear zone between the different planes of cracking. Thus, the critical stress at crack tip depends on strain rate. This thesis consists of numerical optimization, identification and validation of a local criterion based on experiments which have complex thermomechanical loads. The criterion accounts for various crack paths, deepening the knowledge about micro mechanisms during crack propagation in order to justify the established criterion.

Criterion identification was carried out by using numerical simulations of tension tests performed on CT (Compact Tension) specimens at four different temperatures (-150°C, -125°C, -100°C and -75°C). The eXtended Finite Element Method (X-FEM) was used in CAST3M FE software to model dynamic crack propagation and arrest. The analysis results in 2D and 3D showed that the critical stress at crack tip increased with the inelastic strain rate. Therefore, a criterion based on the critical stress was established.

An analytical model was developed to justify the identified criterion. The critical stress given by the local criterion was considered as the sum of the critical cleavage stress and the stress generated by the deformation of ligaments behind the crack tip. In order to quantify this phenomenon, measurements of ligaments' characteristics have been performed on fracture surfaces and on cross-sections of the specimens. The stress profile of the crack lips generated by ligaments was calculated by modeling of multi-cracks on specimen's cross-section. The contribution of stress generated by ligaments to the critical stress at crack tip was obtained with this method, and then the analytical model of the critical stress was developed. The results of this analytical model is in good agreement with the empirical criterion identified.

In order to test the validity of the identified criterion, the prediction of the crack propagation and arrest by the criterion was first performed for isothermal tests. It was performed both on CT25 specimens (crack was solicited in mode I) and on ring specimens in mixed mode loading which were carried out at three different temperatures. The numerical results of prediction were in good agreement with experiments. They showed the validity of the criterion for experiments under isothermal loading for two different specimen geometries. In order to test the validity of criterion for the situation of thermal shock, experiments were carried out on ring specimens. At first, one ring specimen was cooled down to -150°C, and then hot water ($\approx 90^\circ\text{C}$) was injected through the inner side of the ring specimen. At the same time of thermal shock, this specimen was submitted to a mechanical compressive loading (-750kN). The prediction of crack propagation and arrest by the criterion for this situation was calculated in both 2D and 3D. The predicted results were in good agreement with experiments for both crack speed and crack length. This confirmed that the criterion is relevant to predict the crack propagation and arrest for thermal shock.

In parallel, some experiments were performed on extended CT25 specimens (same height but double the width of the CT25 specimen). The crack path on this kind of specimen was curved. A statistical effect by a random selection in the propagation direction was introduced to take into account the instability during the crack propagation. The numerical results correctly reproduce the curvature and the dispersion of the crack paths.

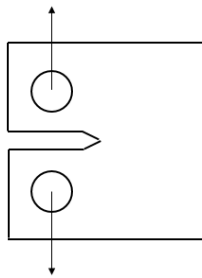
Keywords: Cleavage crack, propagation, arrest, local approach, bifurcation, thermal shock, ligament, X-FEM, dynamic, 16MND5, analytical formulation.

Notations

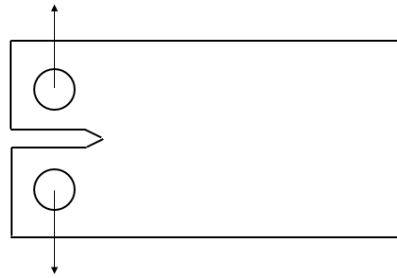
Δa	discrétisation spatiale
Δt	discrétisation temporelle
Γ	frontière d'un domaine
θ	angle de propagation d'une fissure
λ, μ	coefficients de Lamé
ν	coefficient de Poisson
ρ	masse volumique
γ_s	énergie surfacique nécessaire à la création d'une nouvelle surface
$\sigma_{\theta\theta}$	contrainte circonférentielle d'ouverture
σ_I	contrainte principale maximale
σ_{Ic}	contrainte critique de clivage
σ_Y	limite d'élasticité
Ψ, Φ	fonctions de niveau (Level Set)
Ω	domaine
a, a_0, a_f	longueur de fissure, longueur de préfissuration, longueur à l'arrêt
\dot{a}, V	vitesse de propagation de fissure
B	épaisseur de l'éprouvette
c_i ($i = d, s, R$)	vitesse des ondes de dilatation, de cisaillement et de Rayleigh
CT	éprouvette Compact Tension
E	module d'Young
F_k	fonctions de la base asymptotique de Westergard
G	taux de restitution d'énergie
H	fonction discontinue
J	intégrale de Rice
K_J	facteur d'intensité des contraintes en mode I généralisé au cas élasto-plastique
K_{Ic}	ténacité
T	température
t	temps
u, \dot{u}, \ddot{u}	déplacement, vitesse, accélération
f	fraction surfacique
σ_{Ic}	contrainte critique
σ_{cliv}	contrainte critique de clivage
σ_{liga}	contrainte générée par les ligaments
$\tilde{\sigma}_{liga}^{stat}$	contrainte sur les lèvres de fissure en statique
$\tilde{\sigma}_{liga}^{dyn}$	contrainte sur les lèvres de fissure en dynamique
$K_{I,liga}^{stat}$	facteur d'intensité de contrainte en statique généré par les ligaments
$K_{I,liga}^{dyn}$	facteur d'intensité de contrainte en dynamique généré par les ligaments
r_c	distance critique
$\tilde{d}; d$	distance de la pointe de fissure jusqu'à laquelle se trouve des ligaments non rompus en arrière de la pointe de fissure
ε_{pointe}^p	déformation à la pointe de fissure
$\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$	vitesse de déformation à la pointe de fissure
ε_{liga}^p	déformation sur les ligaments
$\dot{\varepsilon}_{liga}^p$	vitesse de déformation sur les ligaments

Notations

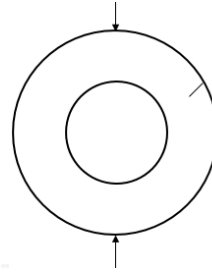
ε_{liga}^{rup}	déformation de ligament à rupture
$\tilde{h}; h$	hauteur du ligament
R	longueur du recouvrement des fissures



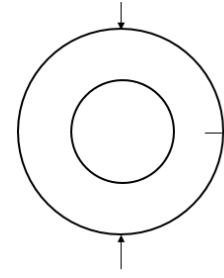
CT



CT rallongée



Anneau sollicité en mode mixte (I + II)



Anneau sollicité en mode I

Table des matières

Introduction générale	15
Chapitre I : Revue Bibliographique	21
1.1 Introduction	25
1.2 Importance des effets dynamiques	25
1.2.1 Mécanique de la rupture en dynamique	25
1.2.2 Effets dynamiques sur l'analyse de la propagation et de l'arrêt de fissure	28
1.2.3 Effets dynamiques sur la réponse du matériau	32
1.2.4 Conclusion.....	35
1.3 Approches globales en mécanique de la rupture	35
1.3.1 Méthode codifiée : la ténacité à l'arrêt.....	36
1.3.2 Critère global basé sur la ténacité dynamique à l'arrêt	38
1.3.3 Autres approches globales.....	40
1.3.4 Conclusion.....	41
1.4 Approches locales en mécanique de la rupture.....	41
1.4.1 Mécanismes et modèles locaux pour l'amorçage du clivage	41
1.4.2 Application des modèles d'amorçage à la propagation et l'arrêt de fissure (Beremin ou RKR)	44
1.4.3 Aspect statistique pendant la propagation et l'arrêt de fissure.....	45
1.4.4 Mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure	46
1.4.5 Critère local de propagation et d'arrêt de fissure fondé sur la contrainte principale maximale	54
1.4.6 Conclusion.....	57
1.5 Bifurcation de fissure.....	58
1.5.1 Influence de la modification du champ des contraintes à la pointe de fissure sur le trajet de fissure	58
1.5.2 Influence de l'instabilité des microfissures sur le trajet de fissure.....	59
1.5.3 Evaluation de l'instabilité dans le trajet de fissure.....	59
1.5.4 Représentation numérique de l'instabilité dans le trajet de fissure	60
1.5.5 Conclusion.....	61
1.6 Méthodes numériques pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure.....	62
1.6.1 Méthodes fondées sur les éléments finis standards	62
1.6.2 Méthode des éléments frontières.....	64
1.6.3 Méthodes sans maillage	64
1.6.4 Méthode des éléments finis étendus (X-FEM).....	65
1.6.5 Conclusion.....	68
1.7 Conclusion du chapitre	68
Chapitre II : Identification du critère	71
2.1 Introduction	75
2.2 Matériau étudié : l'acier ferritique de la cuve nucléaire 16MND5.....	75
2.2.1 Composition chimique et traitement thermique	75
2.2.2 Comportement du matériau 16MND5.....	76
2.3 Essais de rupture sur les éprouvettes CT25	79
2.3.1 Description des essais.....	80

Table des matières

2.3.2	Résultats expérimentaux	81
2.4	Analyse fractographique sur des coupes transversales.....	85
2.5	Optimisation de la méthode numérique pour la propagation dynamique de fissure .	91
2.5.1	Présentation de la méthode numérique en 2D	91
2.5.2	Choix de la taille de maille.....	94
2.5.3	Choix de la distance critique du critère	95
2.5.4	Influence de la discrétisation.....	96
2.6	Identification du critère	98
2.6.1	Extraction des paramètres du calcul.....	99
2.6.2	Modélisation d'un essai à -125°C	100
2.6.3	Résultats de l'identification du critère en 2D.....	104
2.6.4	Résultats de l'identification du critère en 3D.....	107
2.7	Conclusion.....	110
Chapitre III : Validation du critère.....		113
3.1	Introduction	117
3.2	Schéma numérique associé aux modèles de propagation.....	117
3.3	Analyses prédictives sur éprouvettes CT25.....	119
3.4	Analyses prédictives sur les anneaux sollicités en mode mixte	121
3.4.1	Essais de rupture sur les anneaux isothermes en mode mixte (I + II).....	122
3.4.2	Analyse microscopique	126
3.4.3	Modélisation.....	132
3.4.4	Comparaison avec la modélisation de Prabel (2007) sur un essai à -125°C	144
3.5	Conclusion	145
Chapitre IV : Physique du critère.....		147
4.1	Introduction	151
4.2	Caractérisation des ligaments	152
4.2.1	Mesures & résultats sur les faciès de rupture.....	155
4.2.2	Mesures & résultats sur les coupes transversales.....	165
4.2.3	Scénario pendant la propagation et l'arrêt de fissure	171
4.3	Modélisation 2D des profils d'ouverture et des contraintes sur les lèvres de la fissure par X-FEM.....	173
4.3.1	Calcul des profils d'ouverture au cours de la propagation de fissure	173
4.3.2	Modélisation de l'écoulement de la contrainte moyenne sur les lèvres de la fissure lors du recouvrement progressif entre microfissures.....	181
4.4	Justification du critère de propagation et d'arrêt de fissure par une approche en contrainte.....	190
4.5	Conclusion.....	200
Chapitre V : Choc thermique		203
5.1	Introduction	207
5.2	Essai de choc thermique sur anneau	207
5.2.1	Intérêts de l'essai de choc thermique	207
5.2.2	Déroulement d'un essai de choc thermique	208
5.2.3	Résultats expérimentaux	212
5.3	Analyse fractographique.....	217
5.4	Modélisations 2D & 3D.....	222
5.4.1	Mise en charge thermique	224
5.4.2	Prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure.....	231
5.5	Conclusion.....	238

Chapitre VI : Bifurcation et branchement de fissure	241
6.1 Introduction	245
6.2 Bifurcation de fissure sur les CT rallongées.....	245
6.2.1 Essais isothermes sur les CT rallongées.....	245
6.2.2 Les origines de la bifurcation de fissure.....	249
6.2.3 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT rallongées .	252
6.3 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 classiques en prenant en compte l'instabilité dans la direction de propagation.....	262
6.4 Bifurcation de fissure sur les CT25 trouées.....	263
6.4.1 Descriptions et résultat expérimentaux	263
6.4.2 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 trouées ..	266
6.5 Modélisation du branchement de fissure	269
6.6 Conclusion	272
 Conclusions générales & Perspectives	 275
 Annexes	 291

Introduction générale

Contexte industriel

La cuve des réacteurs à eau pressurisée (REP), qui contient le combustible, est un des composants les plus importants de la centrale nucléaire. Son remplacement est inenvisageable pour des raisons de faisabilité technique et de coût. En fonctionnement normal, la pression de la cuve atteint 155 bars et sa température 325°C. La cuve est, de plus, en partie exposée à des rayonnements qui ont des conséquences sur les propriétés mécaniques de l'acier ferritique avec lequel elle est réalisée. Celui-ci présente des comportements mécaniques radicalement différents à haute et très basse température (respectivement ductile et fragile) d'où la notion de transition fragile-ductile. Or la plage de température « délimitant » ces domaines évolue avec l'irradiation. Dans des conditions accidentelles telles que le choc thermique pressurisé, en cas d'accident de perte de réfrigérant primaire (A.P.R.P.), l'acier de la cuve peut être sollicité dans la transition fragile-ductile. L'exploitant doit justifier l'absence de risque de rupture fragile dans cette situation.

Lors de la fabrication de la cuve, des opérations de soudage et de revêtement sur la paroi interne peuvent être à l'origine de défauts. Dans des conditions accidentelles telles que l'A.P.R.P., la procédure d'arrêt urgence prévoit d'injecter de l'eau froide (à environ 10°C). La surface interne de la cuve passe rapidement de 300°C à 10°C lorsque la surface externe reste à 300°C. Ce gradient thermique dans l'épaisseur engendre une contrainte de traction sur la paroi interne. Ceci pourrait entraîner l'amorçage d'un défaut si la fragilisation induite par l'irradiation était trop importante, et la propagation de la fissure dans l'épaisseur de la cuve. Afin d'assurer la sûreté de l'installation nucléaire, la non-nocivité de ces défauts potentiels doit être démontrée dans tous les situations : normales, incidentelles et accidentelles.

Actuellement en France, la démonstration de la non-nocivité d'un défaut est basée sur le non-amorçage de ce dernier. En effet, l'amorçage est maintenant un phénomène bien compris et maîtrisé. Cependant, l'arrêt de fissure dans le domaine fragile est plus complexe. Etudier la propagation et l'arrêt de fissure peut être une méthode complémentaire afin de mieux appréhender la rupture à travers la compréhension des mécanismes associés. En plus, cela peut apporter des éléments importants pour évaluer le conservatisme des analyses actuellement utilisées.

Objectifs

L'objectif de cette thèse est la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve 16MND5 par un critère local en contrainte critique, calculée en pointe de fissure. Les travaux précédents de Prabel (2007) et Bousquet (2013) ont montré que le mécanisme de rupture au cours de la propagation était du clivage, associé à des zones de cisaillement ductile entre les différents plans de fissuration. Dans ces zones cisailées, ainsi que dans la zone plastique en tête de fissure, le comportement du matériau est visqueux pendant la propagation de la fissure. Ceci explique la dépendance de la contrainte critique de rupture à la vitesse de déformation en pointe de fissure qui a été introduite dans le critère développé au cours de ces travaux précédents. Cette thèse a pour principale objectif de compléter et élargir les résultats des travaux précédents selon les axes suivants :

- Identifier un critère local de propagation et d'arrêt de fissure, basé sur le critère proposé par Prabel (2007). Cette thèse vise à apporter des éléments de robustesse complémentaire.
- Valider ce critère sur des chargements mécaniques et thermomécaniques complexes.
- Tester la transférabilité du critère sur différentes géométries d'éprouvettes.

- Approfondir les connaissances sur les micro-mécanismes physiques de la rupture pour renforcer les fondements physiques du critère utilisé. Ceci est basé sur les travaux de Bousquet (2013).
- Etendre le critère pour prédire la bifurcation de fissure.

Approche

Afin de répondre à ces objectifs, plusieurs types d'essais ont été réalisés au CEA Saclay dans le Laboratoire d'Intégrité des Structures et de Normalisation en complément des essais déjà réalisés par Prabel (2007) et Bousquet (2013). Afin de valider le critère de propagation et d'arrêt de fissure choisi dans un maximum de configurations, la complexité des essais augmente au fur et à mesure :

- le premier type d'essai est isotherme avec un chargement de type mécanique simple en mode I. Il concerne trois géométries d'éprouvettes : CT25, CT rallongée, CT25 trouée.
- le second type d'essai est isotherme avec un chargement de type mécanique simple en mode mixte. Un seul type d'éprouvette a été testé : des anneaux entaillés en compression.
- le dernier type d'essai est anisotherme, le chargement est couplé de mécanique et thermique. Il s'agit un essai de choc thermique sur un anneau entaillé en compression.

L'objectif final de cette thèse est de vérifier l'applicabilité du critère dans les conditions d'un choc thermique, proche de celles vues sur la cuve en cas d'accident.

Des études basées sur l'observation fractographique des faciès de rupture et sur l'observation des coupes transversales des éprouvettes ont été effectuées pour comprendre les mécanismes microscopiques en jeu lors de la propagation et de l'arrêt de fissure. En parallèle, les simulations élastoviscoplastique des essais ont été réalisées par la Méthode des Eléments Finis étendus (X-FEM) implanté dans le logiciel Cast3M (logiciel développé au CEA).

Le **Chapitre I** de ce mémoire est consacré à l'étude bibliographique de la rupture fragile des aciers ferritiques, dont le 16MND5. Les effets dynamiques pendant la propagation et l'arrêt de fissure en mode fragile sont d'abord présentés, car ils sont non-négligeables dans la situation étudiée. Puis, une seconde partie présente les deux approches : approche globale et approche locale, ainsi que les critères utilisés dans la littérature pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure de clivage. Ensuite, une revue sur l'explication de la bifurcation de fissure est présentée. Une dernière partie présente les méthodes numériques pour la modélisation de la propagation et l'arrêt de fissure.

Le **Chapitre II** a pour but d'identifier un critère local de type RKR proposé par Prabel (2007). Ceci est basé sur les essais isothermes sur les éprouvettes CT25 réalisé par Prabel (2007) et Bousquet (2013) à quatre températures différentes : -150°C , -125°C , -100°C et -75°C . C'est pourquoi une partie est dédiée à la présentation de ces essais. Puis, une partie présente les optimisations des paramètres dans la modélisation numérique : la distance critique (r_c), l'incrément du temps (dt), l'avancée de fissure à chaque pas de propagation (da), ainsi que les méthodes pour extraire la contrainte critique (σ_c). Une dernière partie présente le critère identifié issu des modélisations des 56 essais sur les éprouvettes CT25.

Le **Chapitre III** a pour but de tester la pertinence et la transférabilité du critère identifié dans le Chapitre II. Ceci est réalisé par comparaison entre les calculs prédictifs et les expériences. La prédiction est d'abord menée sur les éprouvettes CT25 qui ont servi à l'identification du critère. Elle est ensuite menée sur une autre géométrie d'éprouvette : anneau en compression chargé en mode mixte. Les essais sur ces anneaux sont effectués en isotherme à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C .

Le **Chapitre IV** a pour but de justifier le critère utilisé par les micro-mécanismes au cours de la propagation et de l'arrêt de fissure. Une première proposition a été apportée par Bousquet (2013). Cependant, cette première interprétation s'était appuyé sur un certain nombre d'hypothèses que nous cherchons à vérifier et à préciser. Ceci est basé sur la quantification des efforts des ligaments non-rompus en arrière du front de fissure. Une partie de ce chapitre présente les observations sur les faciès de rupture, ainsi que sur les coupes transversales des éprouvettes. Ces observations nous permettent de mettre en évidence la répartition des ligaments en arrière du front fissure. Puis, une partie présente les modélisations de ces ligaments afin de quantifier les efforts qu'ils subissent pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Une dernière partie présente un modèle analytique à partir des efforts des ligaments. Ceci nous permet de justifier le critère empirique utilisé dans cette thèse.

Le **Chapitre V** présente l'application du critère sur les essais de choc thermique. Une première partie présente les essais de choc thermique. L'éprouvette utilisée est un anneau sollicitée en mode I, elle subit en même temps un chargement mécanique en compression et un chargement thermique. Une autre partie présente la modélisation dynamique de ce type d'essai. Cette dernière est effectuée de manière prédictive par le critère identifié dans le chapitre II.

Le **Chapitre VI** a pour but d'étendre le critère afin de prédire la bifurcation de fissure. Une première partie présente la bifurcation de fissure sur les CT rallongées. Puis, une deuxième partie présente les origines de la bifurcation de fissure à partir des observations microscopiques et des observations sur les images de fissures enregistrées pendant les essais. Ensuite, une partie présente l'extension du critère en prenant en compte les origines de la bifurcation. Les résultats prédits par cette extension du critère sont ensuite présentés. Une dernière partie présente brièvement la modélisation préliminaire du branchement de fissure.

Enfin en **conclusion**, nous faisons la synthèse de ces travaux, et dégageons quelques perspectives.

Chapitre I

Revue Bibliographique

Sommaire

1	Revue Bibliographique.....	21
1.1	Introduction	25
1.2	Importance des effets dynamiques	25
1.2.1	Mécanique de la rupture en dynamique	25
1.2.2	Effets dynamiques sur l'analyse de la propagation et de l'arrêt de fissure	28
1.2.3	Effets dynamiques sur la réponse du matériau	32
1.2.4	Conclusion.....	35
1.3	Approches globales en mécanique de la rupture	35
1.3.1	Méthode codifiée : la ténacité à l'arrêt.....	36
1.3.2	Critère global basé sur la ténacité dynamique à l'arrêt	38
1.3.3	Autres approches globales.....	40
1.3.4	Conclusion.....	41
1.4	Approches locales en mécanique de la rupture	41
1.4.1	Mécanismes et modèles locaux pour l'amorçage du clivage	41
1.4.2	Application des modèles d'amorçage à la propagation et l'arrêt de fissure (Beremin ou RKR)	44
1.4.3	Aspect statistique pendant la propagation et l'arrêt de fissure.....	45
1.4.4	Mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure	46
1.4.5	Critère local de propagation et d'arrêt de fissure fondé sur la contrainte principale maximale	54
1.4.6	Conclusion.....	57
1.5	Bifurcation de fissure.....	58
1.5.1	Influence de la modification du champ des contraintes à la pointe de fissure sur le trajet de fissure	58
1.5.2	Influence de l'instabilité des microfissures sur le trajet de fissure	59
1.5.3	Evaluation de l'instabilité dans le trajet de fissure.....	59
1.5.4	Représentation numérique de l'instabilité dans le trajet de fissure	60
1.5.5	Conclusion.....	61
1.6	Méthodes numériques pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure.....	62
1.6.1	Méthodes fondées sur les éléments finis standards	62
1.6.2	Méthode des éléments frontières.....	64
1.6.3	Méthodes sans maillage	64
1.6.4	Méthode des éléments finis étendus (X-FEM).....	65
1.6.5	Conclusion.....	68
1.7	Conclusion du chapitre	68

1.1 Introduction

L'objectif de la thèse est de consolider les travaux de Prabel (2007) et Bousquet (2013) concernant la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure en clivage dans un acier de cuve de réacteur à eau pressurisée (REP). Ce premier chapitre présente l'état des connaissances concernant la rupture fragile des aciers ferritiques dont le 16MND5, matériau de cette étude. La présente recherche bibliographique se focalise uniquement sur les phénomènes de propagation et d'arrêt de fissure, et non sur l'amorçage de fissure. Elle est orientée suivant cinq axes principaux.

La rupture fragile par clivage est un mécanisme de rupture instable avec des effets dynamiques non-négligeable pendant la propagation. Le premier chapitre de cet état de l'art portera donc sur la mécanique de la rupture en dynamique. Nous présenterons ensuite deux types d'approches pour modéliser ce phénomène: l'approche globale et l'approche locale de la rupture. Elles feront l'objet respectivement du deuxième et du troisième axe de la recherche bibliographie. La bifurcation de fissure est un phénomène observé pendant la propagation de fissure dans certain de nos essais, une revue sur l'explication de ce phénomène fera donc l'objet du quatrième axe. Enfin, nous comparerons les différentes méthodes numériques pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure dans la dernière partie de ce chapitre.

1.2 Importance des effets dynamiques

La mécanique de la rupture a pour objet l'étude du comportement mécanique d'un matériau en présence de fissures macroscopiques. Nous allons tout d'abord présenter les champs de contrainte et les champs de déplacement au voisinage de la pointe de fissure en cas de propagation rapide. Les effets dynamiques sont non-négligeables dans ces conditions et la réponse du matériau en est affectée.

1.2.1 Mécanique de la rupture en dynamique

Le terme d'inertie fait la différence entre la mécanique de la rupture en dynamique et en statique. En l'absence de force de volume, l'équation fondamentale en petites déformations s'écrit :

$$\sigma_{ij,j} = \rho \ddot{u}_i \quad \text{Équation 1-1}$$

En élasticité linéaire isotrope, nous avons la relation :

$$\sigma_{ij} = \lambda \text{tr}(\varepsilon_{ij})\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad \text{Équation 1-2}$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé. L'Équation 1-1 devient alors

$$c_d^2 \text{grad}(\text{div } \mathbf{u}) - c_s^2 \text{rot}(\text{rot } \mathbf{u}) = \ddot{\mathbf{u}} \quad \text{Équation 1-3}$$

c_d est la vitesse des ondes de dilatation ou longitudinales.

c_s est la vitesse des ondes de cisaillement.

En cas de déformations planes, nous avons :

$$c_d = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} \quad \text{et} \quad c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

En introduisant le module de Young (E) et le coefficient de Poisson (ν), c_d et c_s deviennent :

$$c_d = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \text{ et } c_s = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}$$

Le champ asymptotique en pointe de fissure dans le cas où la fissure se propage à une vitesse constante (V) a été décrit par Rice (1968) et Sih(1968). Nous utilisons deux repères : $O_1 x_1 y$ est un repère fixe, et $O x y$ est un repère qui se déplace avec la pointe de fissure (Figure 1-1).

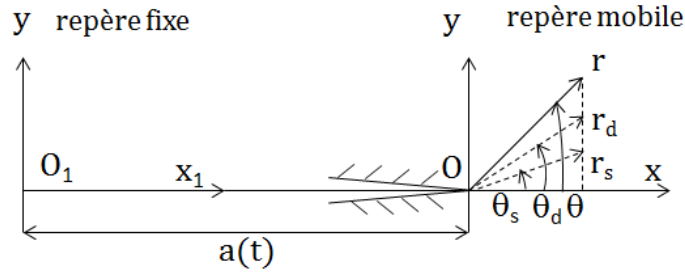


Figure 1-1 : Repères fixe et mobile

La relation entre ces deux repères est :

$$x = x_1 - Vt, \quad y = y$$

et

$$\tan\theta_d = \tan\theta \sqrt{1 - V^2/c_d^2}, \quad \tan\theta_s = \tan\theta \sqrt{1 - V^2/c_s^2}$$

Le facteur d'intensité des contraintes dynamique en mode I est défini par :

$$K_I^{dyn} = \lim_{\substack{\theta_d=\theta_s=\theta \rightarrow 0 \\ r_d=r_s=r \rightarrow 0}} (\sqrt{2\pi r} \sigma_{yy}) \quad \text{Équation 1-4}$$

Le terme d'ordre 1 du champ de contrainte s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{K_I^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_s^2}{4\alpha_d\alpha_s - (1 + \alpha_s^2)^2} \left[(1 + \alpha_d^2 - \alpha_s^2) \frac{\cos \frac{\theta_d}{2}}{\sqrt{r_d}} - \frac{4\alpha_d\alpha_s \cos \frac{\theta_s}{2}}{1 + \alpha_s^2} \frac{1}{\sqrt{r_s}} \right] \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_I^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_s^2}{4\alpha_d\alpha_s - (1 + \alpha_s^2)^2} \left[-(1 + \alpha_s^2) \frac{\cos \frac{\theta_d}{2}}{\sqrt{r_d}} + \frac{4\alpha_d\alpha_s \cos \frac{\theta_s}{2}}{1 + \alpha_s^2} \frac{1}{\sqrt{r_s}} \right] \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_I^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_s^2}{4\alpha_d\alpha_s - (1 + \alpha_s^2)^2} \left[2\alpha_d \left[\frac{\sin \frac{\theta_d}{2}}{\sqrt{r_d}} - \frac{\sin \frac{\theta_s}{2}}{\sqrt{r_s}} \right] \right] \end{aligned} \quad \text{Équation 1-5}$$

avec

$$\alpha_d = \sqrt{1 - V^2/c_d^2}, \quad \alpha_s = \sqrt{1 - V^2/c_s^2}$$

Le premier terme du champ de déplacement associé s'écrit :

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{K_I^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} \frac{4(1+\nu)(1+\alpha_s^2)^2}{E(4\alpha_d\alpha_s - (1+\alpha_s^2)^2)} \left[\sqrt{r_d} \cos \frac{\theta_d}{2} - \sqrt{r_s} \frac{2\alpha_d\alpha_s}{1+\alpha_s^2} \cos \frac{\theta_s}{2} \right] \\ u_y &= \frac{K_I^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} \frac{4(1+\nu)(1+\alpha_s^2)^2}{E(4\alpha_d\alpha_s - (1+\alpha_s^2)^2)} \left[-\alpha_d\sqrt{r_d} \sin \frac{\theta_d}{2} + \sqrt{r_s} \frac{2\alpha_d}{1+\alpha_s^2} \sin \frac{\theta_s}{2} \right] \end{aligned} \quad \text{Équation 1-6}$$

Comme dans le cas statique, le champ de contrainte est proportionnel à $1/\sqrt{r}$ et le champ de déplacement à \sqrt{r} . Nous pouvons introduire ici un facteur d'intensité des déplacements ou cinématique par analogie :

$$K_I^{cin} = \lim_{\substack{\theta_d=\theta_s=\theta \rightarrow 0 \\ r_d=r_s=r \rightarrow 0}} \frac{E}{4(1-\nu^2)} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} u_y(x, \pi) \quad \text{Équation 1-7}$$

K_I^{cin} décrit les champs de déplacements sur les lèvres de la fissure, et K_I^{dyn} représente la singularité des contraintes devant la pointe de fissure. Nous pouvons constater la relation entre ces deux paramètres à partir de la Figure 1-2.

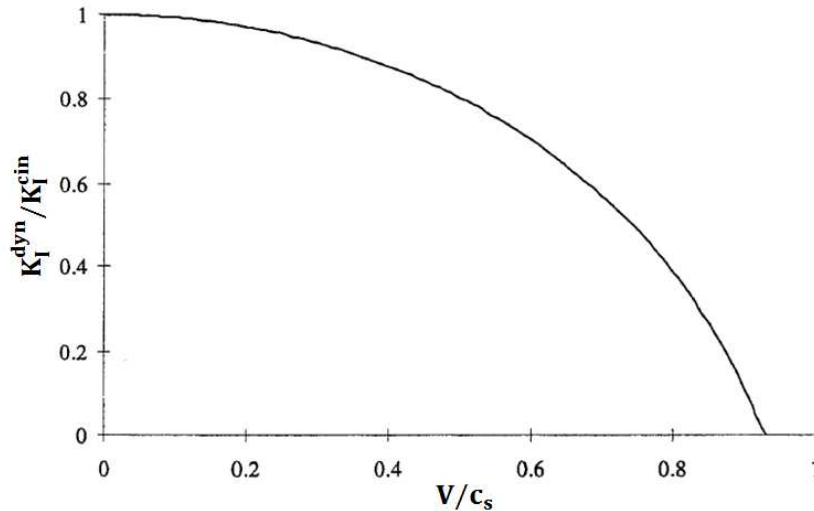


Figure 1-2: Evolution du rapport K_I^{dyn} / K_I^{cin} en fonction de la vitesse de propagation

En statique, la contrainte se focalise à la pointe de fissure. Quand la vitesse de propagation augmente, l'accélération de l'ouverture des lèvres consomme une partie d'énergie, et la contrainte à la pointe de la fissure diminue. Le rapport s'annule à la vitesse des ondes de Reyleigh (c_r), sa valeur approximative à ce moment-là est

$$\frac{c_r}{c_s} = \frac{0,862 + 1,14\nu}{1 + \nu} \quad \text{Équation 1-8}$$

Pour un acier : $E = 210\,000$ MPa, $\nu = 0,3$ et $\rho = 7800$ kg/m³, nous avons :

$$c_d = 6200 \text{ m/s} ; c_s = 3218 \text{ m/s} ; c_r = 2993 \text{ m/s}$$

D'après la théorie de l'élasticité, la vitesse de propagation de fissure dans un plan est limitée à c_r . Cependant, de nombreux auteurs ont trouvé des valeurs expérimentales bien plus faibles.

L'essai de Fineberg et al (1992) est effectué sur une éprouvette en PMMA. La valeur de c_r pour ce type de matériau est d'environ 926 m/s. Au début de la propagation, la vitesse de propagation est inférieure $0,34c_r$ et le faciès de rupture est lisse comme un miroir. Ensuite, la fissure devient instable, la vitesse de propagation oscille, sa valeur dépasse $0,34c_r$ et atteint un maximum égal à $0,64c_r$. Le faciès de rupture dans cette condition présente d'abord une zone « brouillard » ensuite une zone « hackle ». L'auteur suggère que l'oscillation de la vitesse est due à la formation de microfissures. L'ensemble des études récentes a montré que la vitesse maximale de propagation par clivage dans l'acier ferritique était d'environ 1000 m/s, soit $0,33c_r$ (Iung, 1994) (Bouyne, 1999) (Hajjaj, 2006) (Prabel, 2007) (Dahl, 2012) (Bousquet, 2013).

1.2.2 Effets dynamiques sur l'analyse de la propagation et de l'arrêt de fissure

Le facteur d'intensité des contraintes K_I^{dyn} dépend de la longueur (a) et de la géométrie de fissure, de la géométrie de l'éprouvette, et surtout il dépend de la vitesse de propagation (V) et de l'histoire de propagation. Il existe des solutions analytiques pour K_I^{dyn} . Nous pouvons citer ici les travaux de Yoffe (1951), Craggs (1960), Broberg (1962), Freund (1990a), mais ces solutions sont fondées sur des hypothèses qui sont loin de la réalité. Par exemple, dans la solution analytique développée par Yoffe (1951), l'auteur suppose qu'une fissure de Griffith de longueur de $2a$ se propage dans son plan de fissure initiale à une vitesse constante V. Or, dans cette hypothèse, il suppose aussi que la longueur de fissure ($2a$) ne change pas au cours de la propagation, c'est-à-dire que la fissure s'ouvre à l'une de ses extrémités, elle se ferme à l'autre extrémité. Evidemment, ce phénomène n'existe pas dans la réalité, mais il est pratique pour l'analyse mathématique.

Freund propose que K_I^{dyn} soit le produit de K_I^{stat} et d'une fonction qui dépend de la vitesse de propagation (Freund, 1972):

$$K_I^{dyn} = k(v) K_I^{stat} \quad \text{Équation 1-9}$$

Pour une fissure soumise à un chargement constant de traction sur ses lèvres, qui se propage à une vitesse constante dans un milieu élastique semi-infini, l'auteur trouve que K_I^{dyn} diminue avec la vitesse de propagation. La forme de $k(v)$ est montrée dans la Figure 1-3 pour des coefficients de poisson égaux à $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$.

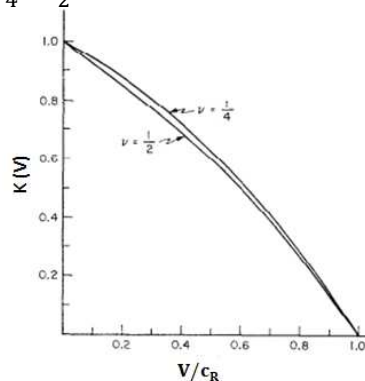


Figure 1-3 : Rapport de K_I^{dyn} / K_I^{stat} en fonction de la vitesse de propagation pour les coefficients de Poisson égaux à $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$ (Freund, 1972)

Avec le développement de l'informatique, la valeur de K_I^{dyn} peut être calculée avec des méthodes numériques pour obtenir les valeurs de K_{Ic}^{dyn} expérimentale. Nous présentons ici quelques résultats numériques de K_I^{dyn} .

La Figure 1-4 (a) nous montre l'évolution de K_I^{dyn} avec la vitesse de propagation de la fissure dans l'acier 4340 (Zehnder and Rosakis, 1990). Nous remarquons que K_I^{dyn} augmente avec la vitesse de propagation. Surtout à grande vitesse de propagation, K_I^{dyn} augmente de manière exponentielle. Kalthoff (1983) met en évidence ce même phénomène sur un polymère : Araladite-B (Figure 1-4 (b)) ainsi que l'influence de la géométrie sur K_I^{dyn} par la méthode des caustiques. Sur les différentes géométries d'éprouvette, les évolutions de K_I^{dyn} avec la vitesse de propagation sont similaires, mais à même vitesse de propagation, les valeurs de K_I^{dyn} ne sont pas identiques pour les trois différents types d'éprouvette. Cela signifie que la valeur de K_I^{dyn} n'est pas transférable d'une éprouvette à l'autre, donc cela pose un problème de transférabilité de l'éprouvette à la structure.

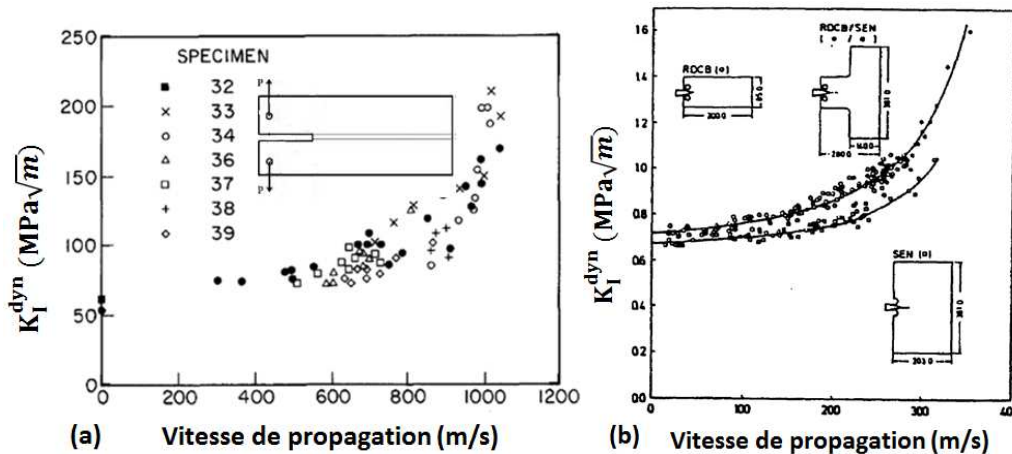


Figure 1-4 : (a) Evolution du facteur d'intensité de contrainte avec la vitesse de propagation. Les résultats sont collectés à partir des essais sur des éprouvettes DCB dans l'acier 4340 (Zehnder and Rosakis, 1990).
(b) Evolution du facteur d'intensité de contrainte avec la vitesse de propagation et la géométrie d'éprouvette en polymère Araladite-B (Kalthoff, 1983).

La Figure 1-5 montre l'évolution de K_I^{dyn} avec la vitesse de propagation sur un acier de cuve nucléaire A533 à trois différentes températures: -78°C , -12°C et 22°C (Hoagland, 1977). Nous retrouvons la même évolution : K_I^{dyn} augmente avec la vitesse de propagation à basse température. En revanche, cette conclusion ne se vérifie plus lorsque la température d'essai est plus élevée. A température ambiante (22°C), l'auteur trouve que K_I^{dyn} diminue quand la vitesse de propagation augmente. En effet, à cette température, le mécanisme de rupture pendant la propagation est la rupture ductile, ce résultat n'est donc pas contradictoire avec les résultats que nous avons cités auparavant : pendant la propagation de fissure en clivage, K_I^{dyn} augmente avec la vitesse de propagation. Il est donc d'autant plus important de prendre en compte les effets dynamiques quand la vitesse est élevée. C'est également ce qu'a démontré Iung (1994) en comparant le facteur d'intensité des contraintes statique (K_I^{stat}) à des valeurs dynamiques (K_I^{dyn}) calculées pour différentes vitesses de propagation sur des anneaux. L'auteur a en effet réalisé des essais à -196°C sur des anneaux en acier $2^{1/4} Cr - 1 Mo$. Sur la Figure 1-6, R_2 et R_1 représentent respectivement le rayon extérieur et le rayon intérieur de l'anneau. L'onde élastique émise à la pointe de fissure se propage dans l'éprouvette entière, son retour à la pointe de fissure intervient après l'arrêt de fissure. Le retour des ondes n'influence donc pas la

propagation et l'arrêt de fissure. Pour cette raison, l'anneau peut être considéré comme une plaque infinie. La Figure 1-6 (b) montre les courbes numériques de l'évolution du facteur d'intensité de contrainte avec l'avancée de la fissure à différentes vitesses de propagation (de 0 à 800 m/s). Le déplacement du vérin de la machine reste constant au cours de la propagation de fissure. Nous remarquons tout d'abord la forme en « cloche » : le facteur d'intensité de contrainte augmente au début de la propagation et la valeur chute ensuite rapidement avec la propagation de fissure. Cela montre la dépendance du facteur d'intensité de contrainte à la longueur de fissure et à la vitesse de propagation. Nous remarquons aussi que l'écart entre l'analyse statique et l'analyse dynamique augmente avec la vitesse de propagation. A faible vitesse propagation ($V < 200 \text{ m/s}$), les deux types d'analyse sont équivalentes, à haute vitesse de propagation ($V \geq 200 \text{ m/s}$), la différence devient non négligeable.

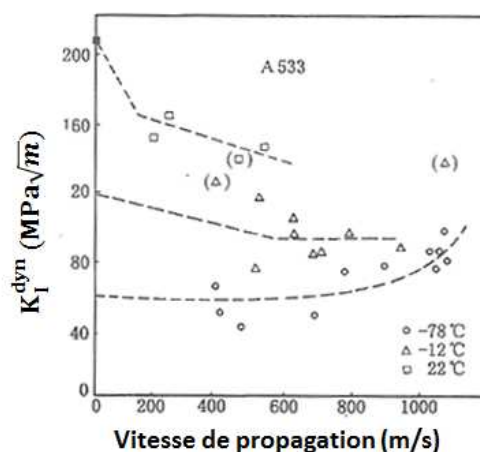


Figure 1-5 : Evolution du facteur d'intensité de contrainte avec la vitesse de propagation, essais à trois températures sur l'acier de cuve nucléaire A533 (Hoagland et al., 1977)

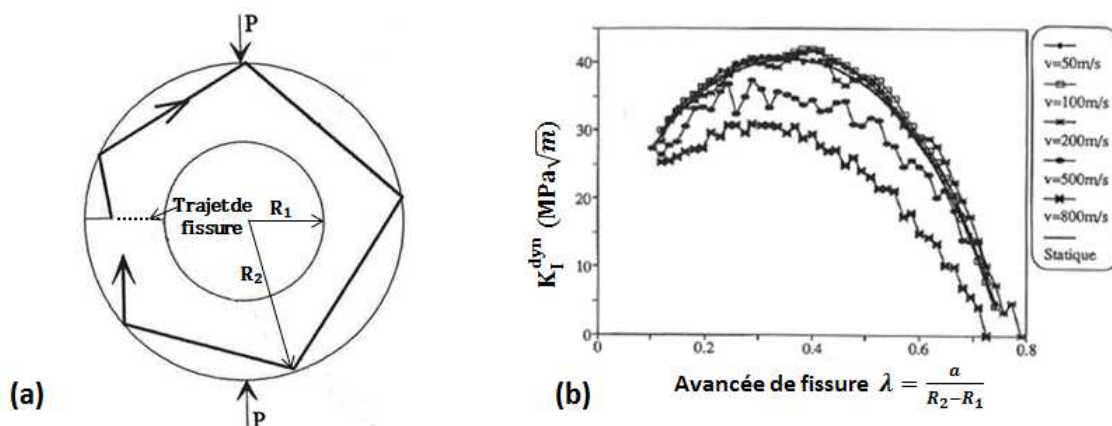


Figure 1-6 : (a) Réflexion d'ondes dans l'anneau (b) Evolution du facteur d'intensité de contrainte avec l'avancée de fissure (Lung, 1994a).

Sur la même géométrie d'éprouvette, Bouyne (1999a) calcule le facteur d'intensité des contraintes pendant la propagation de fissure en statique et en dynamique Figure 1-7. Par l'analyse dynamique, l'auteur trouve que K_I^{dyn} est constant au début de la propagation, puis la valeur diminue progressivement, pour ensuite réaugmenter rapidement et former un « pic » lorsque la fissure s'arrête. L'auteur explique que ce « pic » sur la courbe est dû au retour des ondes sur la pointe de fissure. Nous remarquons que $K_I^{dyn} < K_I^{stat}$ pendant la propagation, mais $K_I^{dyn} > K_I^{stat}$ quand la fissure est proche de l'arrêt.

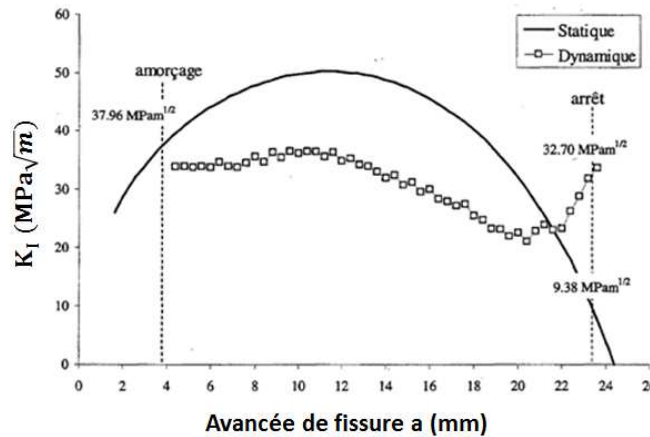


Figure 1-7 : Facteur d'intensité des contraintes pendant la propagation de fissure sur un anneau. Comparaison entre l'analyse statique et dynamique (Bouyne, 1999a)

Des résultats similaires ont été trouvés par plusieurs auteurs sur l'évolution de la contrainte principale maximale (σ_I). Prabel (2007) analyse σ_I à la pointe de fissure pendant la propagation pour un essai isotherme sur une éprouvette CT25. L'auteur moyenne la valeur de contrainte sur un demi-disque de rayon de $200\mu\text{m}$ centré à la pointe de fissure afin de diminuer le bruit numérique. La Figure 1-8 (a) nous montre les résultats des analyses statique et dynamique. Nous retrouvons le même phénomène que lors de l'analyse du facteur d'intensité des contraintes : $\sigma_I^{dyn} < \sigma_I^{stat}$ pendant la propagation, mais $\sigma_I^{dyn} > \sigma_I^{stat}$ proche de l'arrêt. Cela montre l'importance d'effectuer une analyse en dynamique pour calculer la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}), car la valeur de K_{Ia} est sous-estimée avec une étude en statique. Dahl (2012) calcule σ_I à $50\mu\text{m}$ devant la pointe de fissure au cours d'une simulation dynamique d'un essai de choc thermique sur un anneau (Figure 1-8(b)). La valeur de σ_I augmente lorsque la fissure ralentit. Ceci est cohérent avec l'analyse de Bouyne (1999a) citée auparavant sur l'évolution du facteur d'intensité des contraintes sur la même géométrie d'éprouvette. Le « pic » de la courbe de contrainte vers l'arrêt peut être expliqué par le retour des ondes à la pointe de fissure (Figure 1-9), venant recharger la pointe de fissure.

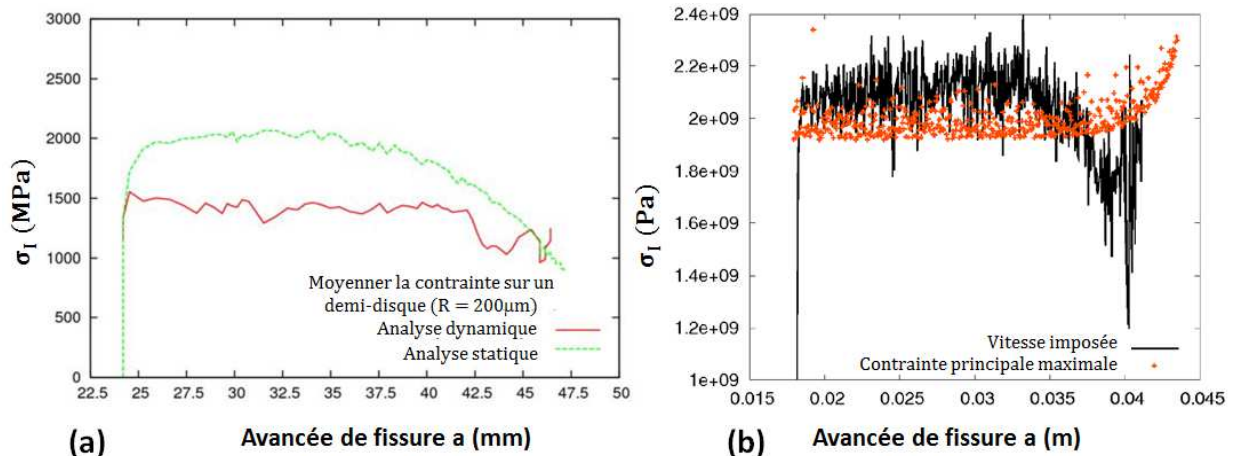


Figure 1-8 : Contrainte principale maximale pendant la propagation de fissure. (a) : comparaison entre une analyse statique et une analyse dynamique pour un essai isotherme sur CT25 (épaisseur d'éprouvette = 5 mm), la valeur de contrainte est moyennée sur un demi-disque à la pointe de fissure (Prabel, 2007). (b) : analyse dynamique pour un essai de choc thermique en imposant la vitesse de propagation expérimentale (Dahl, 2012).

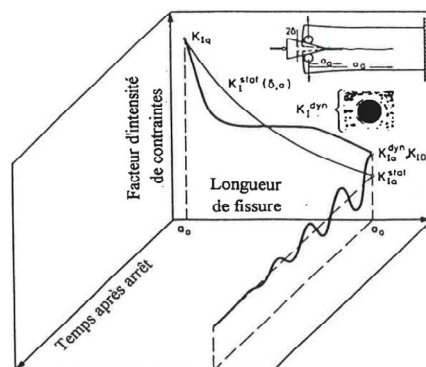


Figure 1-9 : Représentation schématique du facteur d'intensité de contraintes en fonction de l'avancée de fissure au cours de la propagation dynamique d'une fissure (Kalthoff et al., 1980)

1.2.3 Effets dynamiques sur la réponse du matériau

Cette partie concerne uniquement l'acier. L'initiation d'une fissure par clivage nécessite de la déformation plastique (Stroh, 1954). Pendant la propagation, la zone plastique active se déplace avec la pointe de fissure en laissant derrière elle un sillage plastique (Freund and Hutchinson, 1985). A l'aide de la rugosimétrie, Iung (1994a) trouve que l'étendue de la zone plastique vaut environ 90 μm pour une fissure qui se propage en clivage à plusieurs centaines de mètre par seconde. Bouyne (1999a) a mesuré le rayon de la zone plastique à l'aide de l'interférométrie sur les éprouvettes d'essai de choc thermique. L'auteur trouve que la valeur augmente avec la température : d'environ 100 μm à -200°C , jusqu'à environ 300 μm à -100°C . Ces résultats montrent aussi que la zone plastique reste confinée pendant la propagation de fissure par clivage, donc que la mécanique linéaire de la rupture dynamique peut être appliquée pour l'étude de la propagation de fissure par clivage dans l'acier.

Si le rayon de la zone plastique pendant la propagation de fissure est R , pour une fissure qui se propage à une vitesse V , le temps pour qu'un élément subisse une contrainte supérieure à la limite d'élasticité ne peut pas dépasser R/V . La vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure est alors :

$$\dot{\varepsilon}^p \geq \frac{\varepsilon^p}{R/V} \quad \text{Équation 1-10}$$

où ε^p est la déformation plastique moyenne à la pointe de fissure

Prenons la déformation plastique moyenne à rupture $\varepsilon^p = 0,15$, un rayon de $R = 100 \mu\text{m}$ et une vitesse de propagation de $V = 1000 \text{ m/s}$. La vitesse de déformation plastique est alors de $\dot{\varepsilon}^p \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$. Bien qu'une estimation plus précise soit nécessaire, nous pouvons cependant conclure que $\dot{\varepsilon}^p$ est très élevée à la pointe de fissure et cette valeur dépend de la vitesse de propagation. Par conséquent, le comportement du matériau sera influencé par l'effet de la vitesse de déformation. Il peut être pris en compte à travers une loi de comportement dépendante de $\dot{\varepsilon}^p$, entraînant un durcissement du matériau.

La vitesse de déformation a en effet une influence non négligeable sur le comportement du matériau. Freund et al (1985) suggèrent qu'à grande vitesse de déformation, le mouvement de dislocation est limité par l'effet dynamique de la matrice, donc la limite d'élasticité augmente. La Figure 1-10(a) présente les résultats des essais réalisés par Bleck et al (2000). La dépendance de la limite d'élasticité vis-à-vis de la vitesse de déformation est évidente pour plusieurs types d'acier. La Figure 1-10(b) met en évidence le changement de comportement de l'acier 16MND5 avec la vitesse de déformation plastique. Le comportement viscoplastique des aciers a

également été mis en évidence par Hajjaj (2006) sur de l'acier 18MND5 à l'aide d'essais de compression sur barres de Hopkinson pour des vitesses allant jusqu'à 1300 s⁻¹.

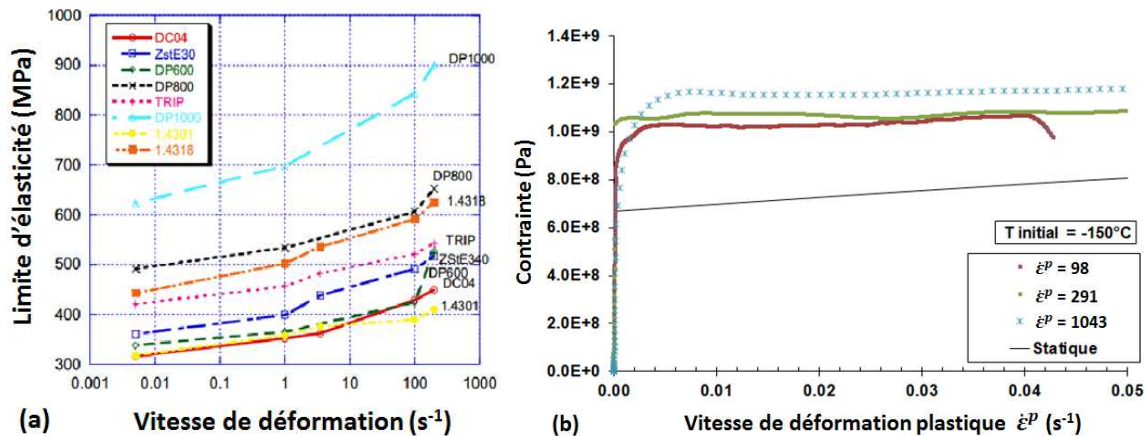


Figure 1-10 : (a) Dépendance de la limite d'élasticité à la vitesse de déformation à partir des essais sur les barres de Hopkinson pour des aciers ferritiques européens (Bleck and Schael, 2000). (b) Comportement de l'acier 16MND5 à différentes vitesses de déformation (-150°C)(Prabel, 2007)

Récemment, Oikonomidis et al (2013) a développé un modèle afin de prédire la propagation et l'arrêt de fissure dans un acier de tuyauterie de gaz naturel. L'auteur montre qu'il est nécessaire de prendre en compte l'effet de la viscosité et la triaxialité du matériau afin de modéliser correctement les expériences. La viscosité est donc une propriété importante du matériau à grande vitesse de déformation.

Par ailleurs, la sensibilité à la vitesse de déformation dépend de la température, car la matière est plus facile à déformer quand la température est élevée. La variation du comportement du matériau, due à la vitesse de déformation, est donc plus ou moins importante suivant la température. La sensibilité à la vitesse de déformation peut être quantifiée par l'expression suivante :

$$S = - \frac{\Delta\tau}{\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_2}{\dot{\varepsilon}_1}\right)} \quad \text{Équation 1-11}$$

où $\dot{\varepsilon}_2$ et $\dot{\varepsilon}_1$ sont les vitesses de déformation imposées et $\Delta\tau$ la variation de la limite d'élasticité en cisaillement résultant de la variation de la vitesse de déformation. La Figure 1-11 montre l'évolution de cette sensibilité en fonction de la température pour un changement de vitesse de déformation de $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à $2,8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Nous constatons d'une part, à basse température, par exemple à 100 K soit -173°C, que l'acier est sensible à la vitesse de déformation et d'autre part, que cette sensibilité diminue quand la température augmente à partir de 250 K (-23°C). C'est pourquoi, dans le cas de la propagation de fissure par clivage dans un acier faiblement allié, Prabel et al. (2007), Bousquet et al. (2012) proposent que la contrainte critique, utilisée comme critère de propagation et d'arrêt, dépende de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure.

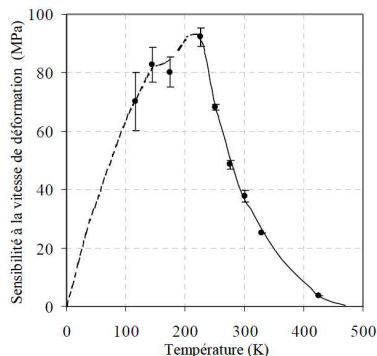


Figure 1-11 : Sensibilité à la vitesse de déformation en fonction de la température pour le fer cristallin (augmentation de la vitesse de $5,6 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ à $2,8 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) (Keh, 1968)

A l’opposé, la déformation moyenne à rupture est peu influencée par la température ou la vitesse de déformation plastique. En effet, à partir des essais sur éprouvettes de traction cylindriques lisses, Renevey (1998) constate que l’allongement total (A) et la réduction d’aire à la rupture (Z) varie peu avec la température (Figure 1-12).

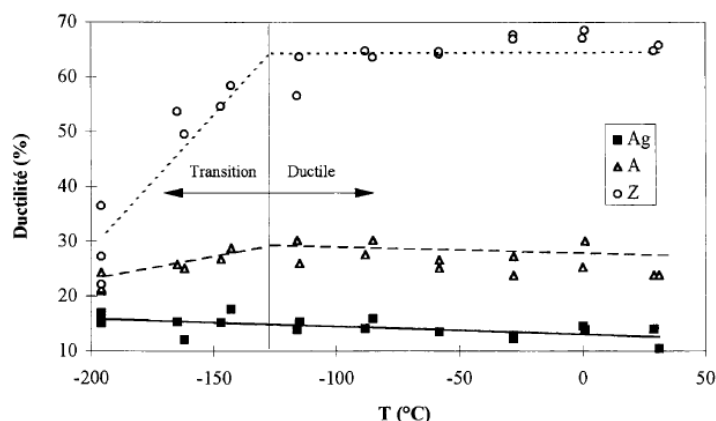


Figure 1-12 : Evolution des propriétés de ductilité conventionnelles à l’état de réception en fonction de la température (acier 16MND5) (Renevey, 1998)

Nous pouvons en tirer la même conclusion à partir les résultats de Jablovkov sur l’acier HY-100 (Jablokov et al., 2001). Les éprouvettes de tractions circulaires utilisées sont des plaques entaillées. La géométrie d’entaille varie afin de modifier la triaxialité des contraintes: chaque éprouvette a un rayon de courbure (ρ) différent, mais le même diamètre initial (R). L’auteur utilise quatre rapport de R/ρ : 2,0 (‘D-notch specimen’) ; 1,0 (‘A-notch specimen’) ; 0,5 (‘B-notch specimen’) ; 0,25 (‘E-notch specimen’) et une éprouvette non-entaillée (smooth bar). Il faut noter que dans ces essais, la température et la vitesse de déformation varient en même temps : de -85°C à 1s^{-1} , jusqu’à 25°C à 10^3s^{-1} . Les résultats sont présentés dans la Figure 1-13 : la déformation plastique à la rupture ϵ_{rup}^{pl} et la striction d’éprouvette ne semblent pas être influencées par la température ou la vitesse de déformation. En revanche, elles sont logiquement beaucoup influencées par le niveau de triaxialité.

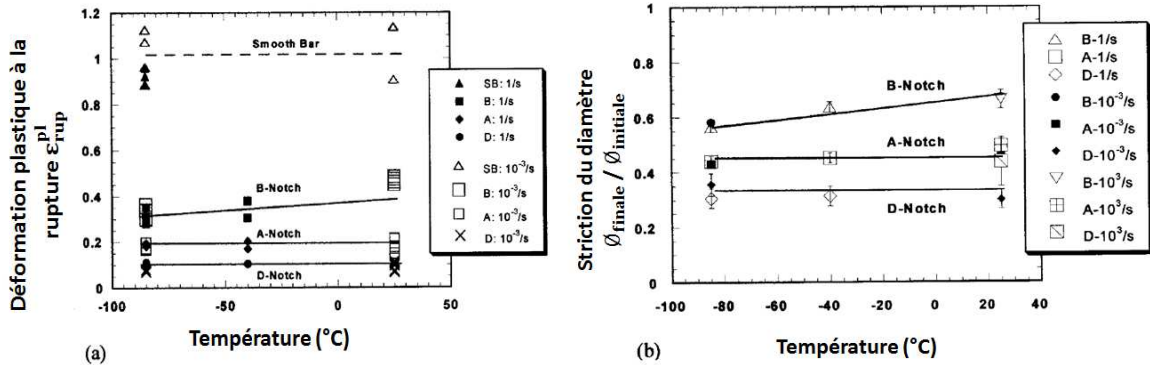


Figure 1-13 : Dépendance de (a) la déformation plastique à la rupture (ϵ_{rup}^{pl}) et de la striction du diamètre, à la température ($T^{\circ}C$) et à la vitesse de déformation (Jablokov et al., 2001)

Récemment, Kim(2013) a étudié trois types d'acier à haute résistance. L'auteur trouve qu'à température ambiante, la déformation plastique à rupture varie peu sur une gamme de vitesse de déformation de $0,1s^{-1}$ à $200s^{-1}$. Cette conclusion a été confirmée par d'autres études sur l'acier à haute résistance (Shin et al., 2000).

1.2.4 Conclusion

Le terme d'inertie fait la différence entre la mécanique de la rupture en statique et en dynamique. Les ondes élastiques émises à la pointe de la fissure influencent les champs de contraintes. En élasticité, la vitesse de propagation de fissure ne peut pas dépasser la vitesse des ondes de Rayleigh c_r . Cependant, d'après les résultats expérimentaux, cette vitesse ne dépasse pas $0,34c_r$. En effet, la contrainte à la pointe de fissure diminue quand la vitesse de propagation augmente, une partie de l'énergie disponible est utilisée pour accélérer les lèvres de la fissure.

L'analyse dynamique apparaît nécessaire pour évaluer le facteur d'intensité des contraintes pendant la propagation et l'arrêt de fissure, car la différence entre K_I^{dyn} et K_I^{stat} augmente avec la vitesse de propagation. De plus, la prise en compte des effets dynamiques est donc importante pour l'étude du clivage pour lequel les vitesses de propagation peuvent être très importantes, jusqu'à 1000 m/s. Après l'arrêt, la valeur de K_I^{dyn} oscille autour de la valeur K_I^{stat} à cause du retour des ondes à la pointe de fissure. En conséquence, il est apparu sur plusieurs essais de la littérature que la valeur de K_I^{dyn} à l'arrêt soit supérieure à celle de K_I^{stat} . Il apparaît donc, une fois de plus, important de prendre en compte les effets dynamiques pour évaluer avec précision la ténacité à l'arrêt des essais.

Pendant la propagation de fissure, il a été montré que la vitesse de déformation augmente avec la vitesse de propagation. Par conséquent, le comportement des aciers est visqueux aux hautes vitesses caractérisant la propagation de fissure de clivage. Par contre, la vitesse de déformation et la température n'ont pas d'impact sur la déformation à la rupture de ces essais.

1.3 Approches globales en mécanique de la rupture

Les approches généralement proposées dans la littérature pour modéliser l'amorçage, la propagation et l'arrêt de fissure par clivage peuvent être classées en deux catégories :

- Approche globale : cette approche, fondée sur une quantification 'macroscopique' de la sollicitation de la fissure, utilise généralement un facteur d'intensité de contrainte (K) ou un taux de restitution d'énergie (G).

- Approche locale : cette approche se focalise sur les champs en pointe de fissure, elle permet de prendre en compte les mécanismes d'endommagement. Le modèle de Ritchie, Knott et Rice (RKR) est à l'origine de la plupart des modèles modernes pour le clivage: le critère de rupture est basé sur une contrainte critique calculée à une distance donnée en avant du front de fissure.

Dans cette première partie, nous allons nous concentrer tout d'abord sur les approches globales.

1.3.1 Méthode codifiée : la ténacité à l'arrêt

Les résultats expérimentaux montrent que pour un type de matériau sensible au clivage, il existe une valeur critique du facteur d'intensité des contraintes à l'amorçage en statique. Cette valeur critique est la ténacité du matériau à l'amorçage, notée K_{Ic} . La fissure s'amorce quand $K_I^{stat} > K_{Ic}$. La forme analytique pour calculer K_{Ic} est donnée dans la norme ASTM E1921.

Dans le cadre de la mécanique élastique linéaire de la rupture, Irwin (1965) a introduit la notion de ténacité à l'arrêt, K_{Ia} , par analogie avec la notion de ténacité à l'amorçage. L'arrêt de fissure se produit lorsque le facteur d'intensité des contraintes K_I , calculé en élasto-statique pour une sollicitation en mode I, devient inférieur à la ténacité à l'arrêt : $K_I < K_{Ia}$.

Afin de déterminer expérimentalement la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}), deux types d'essai sont possibles pour obtenir l'arrêt de fissure :

- du point de vue de la géométrie d'éprouvette : nous considérons que la résistance du matériau est une constante, et l'énergie diminue avec la propagation de la fissure. Tels les cas d'essais isothermes sous déplacement imposé. L'énergie stockée dans l'éprouvette diminue avec l'avancée de la fissure, l'arrêt de la fissure se produit quand l'énergie est plus faible que la résistance du matériau.
- du point de vue du matériau : la résistance du matériau augmente le long du trajet de fissuration. Tel le cas d'essais de choc thermique. La fissure se propage de la partie froide vers la partie chaude, la résistance du matériau augmente avec la température.

De nombreux essais ont été menés sur des plaques larges au cours du programme d'essais américain HSST (Heavy-Section Steel Technology) afin de mesurer K_{Ia} . Les résultats obtenus sont à la base de la détermination de la courbe de référence de l'ASTM K_{Ia} (ASTM, 1986). Cette courbe correspond à une courbe enveloppe basse des valeurs de ténacités statiques obtenues à l'arrêt sur un ensemble de 114 essais effectués sur les aciers de cuve A508 et A533. La courbe relie K_{Ia} à la température :

$$K_{Ia} = 29,4 + 13,675 \exp\{0,026(T - RT_{NDT})\} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 1-12 \end{array}$$

avec RT_{NDT} : la température de référence de non-ductilité. Pour l'acier 18MND5, cette valeur est d'environ -32°C (Berdin et al., 2008) . Elles sont entre -90°C et -19°C pour les aciers faiblement alliés.

Le code RCC-M (2002) proposait aussi une courbe basse des essais pour K_{Ia} en $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$. Cette courbe est très proche de celle donnée dans l'ASTM (Équation 1-12).

$$K_{Ia} = \min \left\{ 29,43 + 1,355 \exp\left[\frac{0,0261(T - RT_{NDT} + 88,9)}{220}\right] \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 1-13 \end{array}$$

Cette courbe a été retirée du RCC-M en juin 2002 suite aux échanges entre l'AFCEN et l'autorité de sûreté nucléaire pour la raison de la manque d'explications physiques sur K_{Ia} . Néanmoins, le concept d'arrêt de fissure est toujours proposé dans le code RSE-M (Règles de Surveillance en Exploitation des Matériels Mécaniques des Îlots Nucléaire REP), la courbe est définie par l'équation suivante :

$$K_{Ia} = 29,43 + 13,79 \exp\{0,0261(T - RT_{NDT})\} \quad \text{Équation 1-14}$$

Il faut noter que ces résultats sont basés sur les analyses élasto-statiques. Dahl (2012) compare la courbe K_{Ia} du RCC-M avec plusieurs résultats expérimentaux obtenus pour différents aciers et pour différents types d'essais (Figure 1-14). L'auteur montre que la courbe RCC-M représente bien une borne inférieure sauf à très basse température. Nous remarquons que la dispersion des valeurs K_{Ia} augmente avec la température. Il faut noter que cette courbe a été corrigée pour prendre en compte les points à très basse température.

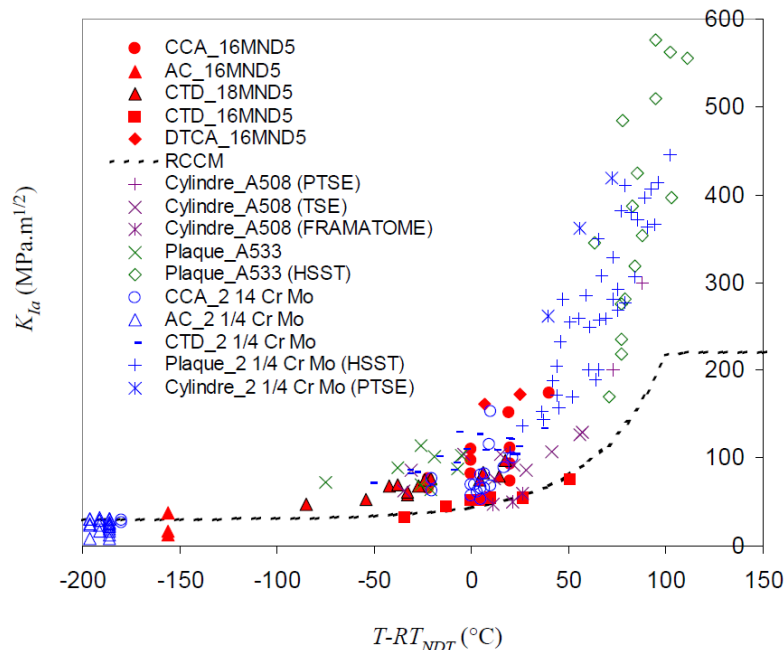


Figure 1-14 : Ténacité à l'arrêt en fonction de la température pour différents matériaux et différentes géométries d'éprouvettes (Dahl, 2012)

La ténacité à l'arrêt (K_{Ia}) est basée sur des analyses élasto-statiques. Utiliser K_{Ia} pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure est donc une méthode simple et facile à mettre en œuvre. Néanmoins, cette méthode possède de nombreux inconvénients.

- Tout d'abord, le choix d'une analyse statique repose sur l'aspect conservatif la ténacité à l'arrêt en statique (K_{Ia}^{stat}) car nous supposons que $K_{Ia}^{stat} < K_{Ia}^{dyn}$. Cependant, ce conservatisme est discutable. Des études dynamiques de la propagation ont montré que K_{Ia}^{stat} pourrait être supérieur à K_{Ia}^{dyn} .
- En plus, l'applicabilité de cette méthode n'est pas généralisable à tous les cas. Certains résultats n'ont pas de sens physiques. Par exemple, pour les essais de compressions sur anneaux sur différents matériaux, plusieurs auteurs ont trouvé que $K_{Ia} > K_{Ic}$ (voir les analyses de Dahl (2012)).
- En outre, la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}) n'est pas un paramètre intrinsèque au matériau car elle dépend de la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de propagation. Ses valeurs

sont dispersées surtout à haute température. Certes, la ténacité à l'amorçage (K_{Ic}) n'est pas un paramètre intrinsèque au matériau non plus, ses valeurs sont aussi dispersées. Cependant, nous maîtrisons ces dispersions (modèle Beremin par exemple) et il est possible de définir une courbe enveloppe basse. Contrairement à l'amorçage, nous ne sommes pas encore capables d'expliquer les dispersions à l'arrêt. Les phénomènes sont plus complexes à l'arrêt à cause des effets dynamiques. La méthode basée sur la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}) manque encore de fondement physique.

1.3.2 Critère global basé sur la ténacité dynamique à l'arrêt

Récemment, Shahani et al. (2009) a utilisé un critère pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur l'éprouvette RDCB en Araldite-B (un matériau fragile). L'essai a été déjà réalisé par Kalthoff (1977). Le critère est basé sur le facteur d'intensité des contraintes dynamique. Il est sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \text{Propagation :} & \quad K_I^{dyn} [a, \dot{a}, t, \text{chargement}] = K_{Ic}^{dyn}(\dot{a}) & \text{Équation} \\ \text{Arrêt :} & \quad K_I^{dyn} \leq K_{Ic}^{dyn}(\dot{a} = 0) \equiv K_{Ia}^{dyn} & \text{1-15} \end{aligned}$$

La fissure se propage quand le facteur d'intensité des contraintes dynamique à la pointe de fissure K_I^{dyn} dépasse la ténacité dynamique du matériau K_{Ic}^{dyn} . Dans le cas contraire, la fissure s'arrête. Cependant, ce principe est difficile à mettre en œuvre. Car tout d'abord, la valeur de K_I^{dyn} dépend de l'avancée de fissure, de la vitesse de propagation, du chargement et de l'histoire de la propagation. L'auteur montre que K_I^{dyn} peut être écrit sous la forme :

$$K_I^{dyn} = k_I(\dot{a})K_I^*(t) \quad \text{Équation 1-16}$$

$k_I(\dot{a})$ dépend de la vitesse de propagation, sa valeur approximative est :

$$k_I(\dot{a}) \approx \frac{1 - \dot{a}/C_R}{1 - 0,5\dot{a}/C_R} \quad \text{Équation 1-17}$$

avec C_R la vitesse des ondes Rayleigh. $k_I(\dot{a})$ diminue quand la vitesse de propagation augmente. Cette valeur tend vers zéro quand la vitesse de propagation atteint C_R .

$K_I^*(t)$ est équivalent au facteur d'intensité des contraintes statique. Sa valeur n'est pas une constante. Elle dépend de l'avancée de fissure (a) et du chargement. La Figure 1-15 montre l'évolution de K_I^{dyn} en fonction du temps au cours de la propagation de fissure. Les valeurs numériques sont obtenues par les modélisations en statique et en dynamique. Elles sont comparées aux valeurs expérimentales obtenues par Kalthoff (1977) en utilisant la méthode des caustiques. Globalement, les valeurs de K_I^{dyn} numériques (statique ou dynamique) sont cohérentes avec l'expérience. Les propriétés du matériau comme le module de Young (E), le coefficient de Poisson (ν) et la densité du matériau (ρ) sont légèrement différentes en statique et en dynamique, mais ces paramètres influencent peu sur la valeur de K_I^{dyn} (Figure 1-15).

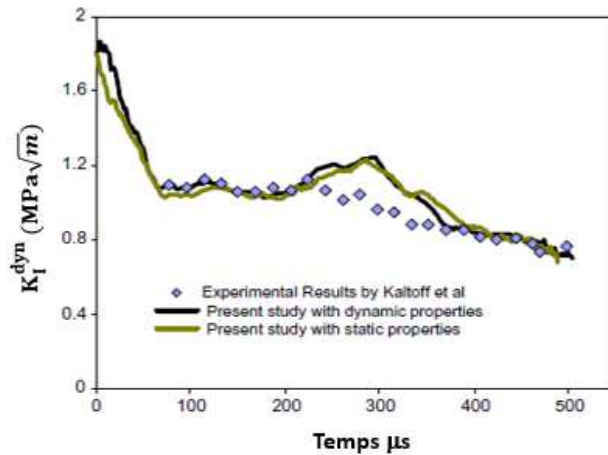


Figure 1-15 : K_I^{dyn} en fonction du temps de propagation pour un essai sur RDCB-4 en Araldite-B. Le résultat de Kalthoff (1977). et les résultats de Shahani basés sur les propriétés statiques et dynamiques du matériau (2009).

En termes de ténacité du matériau $K_{Ic}^{dyn}(\dot{a})$ dans le critère, sa valeur n'est pas une constante car elle dépend de la vitesse de propagation. L'auteur l'évalue par une méthode analytique sous la forme suivante :

$$K_{Ic}^{dyn}(\dot{a}) \approx \frac{K_{IA}}{1 - \left(\frac{\dot{a}}{V_1}\right)^m} \quad \text{Équation 1-18}$$

où K_{IA} , V_1 et m sont les constantes du matériau, elles doivent être déterminées de manière empirique,

K_{IA} est la ténacité dynamique du matériau à faible vitesse de propagation,

V_1 est la vitesse limite de propagation du matériau,

m est le facteur de géométrie.

Enfin, avec le critère basé sur la ténacité dynamique du matériau, l'auteur obtient les résultats cohérents avec l'expérience de Kalthoff (Figure 1-16).

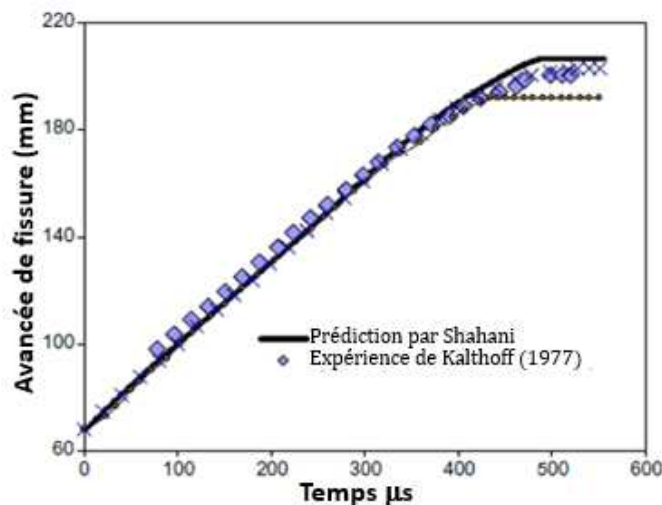


Figure 1-16 : Avancée de fissure sur l'éprouvette RDCB. L'expérience de Kalthoff (1977). La prédiction par un critère basé sur la ténacité du matériau Shahani (2009).

Certes nous pouvons obtenir de bons résultats de prédiction par le critère basé sur la ténacité dynamique du matériau, mais nous remarquons bien les difficultés pour mettre en œuvre cette méthode. D'une part, le facteur d'intensité de contrainte (K_I^{dyn}) n'est pas une constante. Il dépend de l'avancée de fissure (a), de la vitesse de propagation (\dot{a}) et du chargement. D'autre part, la ténacité à l'arrêt n'est pas intrinsèque au matériau car elle dépend la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de propagation. Utiliser cette méthode devient extrêmement difficile quand les conditions de chargement sont compliquées, par exemple l'essai de choc thermique.

1.3.3 Autres approches globales

Il existe une autre approche globale dans la littérature, pour analyser la propagation et l'arrêt de fissure basé sur le taux de restitution d'énergie (G). Nous pouvons citer ici les travaux de Kanninen (1974). En effet, la propagation de fissure est une compétition entre la force motrice de la rupture et la résistance du matériau. La fissure s'arrête quand l'énergie disponible pour la propagation de fissure est inférieure à la résistance du matériau R_I :

$$\begin{aligned} G_I(a, \sigma, t) &= R_I(\dot{a}) \text{ Propagation de fissure} && \text{Équation} \\ G_I(a, \sigma, t) &< R_I(\dot{a}) \text{ Arrêt de fissure} && 1-19 \end{aligned}$$

G_I est le taux de restitution d'énergie, il est équivalent à la force motrice pour la propagation de fissure. G_I peut être écrit sous la forme suivante :

$$G_I = \frac{1}{b} \left\{ \frac{dW}{da} - \frac{dU}{da} - \frac{dT}{da} \right\} = \frac{1}{b\dot{a}} \left\{ \frac{dW}{dt} - \frac{dU}{dt} - \frac{dT}{dt} \right\} \quad \text{Équation 1-20}$$

avec b : l'épaisseur d'éprouvette,
 a : la longueur de la fissure,
 \dot{a} : la vitesse de propagation,
 W : le travail des forces extérieures,
 U : l'énergie de déformation,
 T : l'énergie cinétique.

Il est difficile d'analyser les termes d'énergie dans une structure. Néanmoins, nous pouvons toujours faire le bilan énergétique en pointe de fissure, car G_I à la pointe de fissure peut être exprimé comme une fonction du facteur d'intensité des contraintes à travers la relation de Nilsson-Freund :

$$G_I = \frac{1 - v^2}{E} A(\dot{a}) K_I^2 \quad \text{Équation 1-21}$$

Outre les méthodes citées précédemment, la ténacité à l'arrêt de l'acier peut aussi être évaluée à partir du concept de « master curve ». Inspiré par la « master curve » pour évaluer la ténacité à l'amorçage, Wallin (1999) considère que la dispersion sur la ténacité à l'arrêt correspond à une probabilité de rupture spécifique. La valeur de la ténacité à l'arrêt d'un matériau peut être choisie selon la probabilité de rupture exigée. Il faut noter que la courbe de « master curve » pour l'arrêt de fissure est de différente de celle pour l'amorçage. Obermeier et al (2013) utilise cette méthode pour évaluer la ténacité à l'arrêt de l'acier de cuve irradié et non-irradié.

1.3.4 Conclusion

Le principe de l'approche globale appliquée à la propagation de fissure est de comparer le facteur d'intensité des contraintes K_I (statique ou dynamique) et la ténacité du matériau à l'arrêt K_{Ia} (statique ou dynamique). Cette méthode présente certains inconvénients. Tout d'abord, la ténacité à l'arrêt n'est pas un paramètre intrinsèque au matériau car elle dépend de la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de propagation. Dans les normes, les valeurs de ténacité à l'arrêt sont obtenues à partir d'analyses élastiques-statiques et ce type d'analyse est fortement discutable car il néglige les effets dynamiques pendant la propagation de fissure. Ensuite, il est difficile d'évaluer simplement ou analytiquement le facteur d'intensité de contrainte en dynamique. Ce type de méthode est donc difficile à mettre en œuvre. Une autre grandeur est également utilisée dans l'approche globale : le taux de restitution d'énergie (G). Il existe une équivalence entre le taux de restitution d'énergie et le facteur d'intensité de contrainte. Le critère basé sur cette grandeur est donc également difficile à mettre en œuvre pour les mêmes raisons.

1.4 Approches locales en mécanique de la rupture

L'utilisation de l'approche locale est bien établie pour l'amorçage des fissures en clivage. Par rapport à l'approche globale, elle a les avantages suivants :

- Les paramètres du modèle ne dépendent que du matériau, ils ne sont pas fonction de la géométrie. Une bonne transférabilité de l'éprouvette à la structure est donc assurée.
- L'approche locale reflète mieux les micro-mécanismes de la rupture. Elle permet aussi de prendre en compte la non-linéarité du matériau.

C'est pourquoi, plusieurs auteurs ont tenté d'utiliser ce type d'approche pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure. Dans cette partie, nous présenterons tout d'abord les mécanismes et les modèles les plus connus pour l'amorçage, ainsi que quelques applications de ces modèles à la propagation et l'arrêt de fissure. Ensuite, nous présenterons les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure et notamment leur différence par rapport à ceux présents à l'amorçage. Enfin, nous ferons une revue des critères locaux pour la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure en clivage.

1.4.1 Mécanismes et modèles locaux pour l'amorçage du clivage

Le clivage est un mode de rupture fragile à très basse température pour les aciers ferritiques. Il est généralement décrit par deux phases successives :

- Phase de nucléation : la création d'un germe de fissure par l'empilement de dislocations sur un obstacle (macle, joint de grain, particule ...), conduit à la création de microfissures à l'échelle du grain pouvant générer l'instabilité.
- Phase de propagation: le micro-défaut est suffisamment nocif et soumis à une contrainte suffisamment élevée pour franchir les barrières microstructurales. La contrainte minimale requise est fortement dépendante de la microstructure : taille de grain, orientation... La taille de paquet de lattes dans l'acier bainitique semble être un facteur important pour la rupture par clivage dans ce type de matériau (Curry, 1980).

1.4.1.1 Modèle RKR

C'est un modèle déterministe qui prend en compte le mécanisme de clivage. Ritchie, Knott et Rice (Ritchie et al., 1973) ont proposé une relation entre la ténacité macroscopique du matériau et la contrainte locale de clivage. Selon ce modèle, l'amorçage d'une fissure se produit quand

la contrainte principale maximale (σ_I) à une distance critique (r_c) de la pointe de fissure atteint une valeur critique (σ_c). En cas de plasticité confinée et de déformation plane, cette relation s'écrit :

$$K_{IC} = \beta^{-(N+1)/2} r_c^{1/2} \left[\frac{\sigma_c^{(N+1)/2}}{\sigma_y^{(N-1)/2}} \right] \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 1-22 \end{array}$$

avec σ_y : la limite d'élasticité de l'acier,
 σ_c : la contrainte critique du clivage,
 β : l'amplitude de la singularité de contrainte du champ HRR,
 N : l'exposant d'écroutissage,
 r_c : la distance critique.

Dans ce modèle, les auteurs considèrent que la contrainte critique de clivage σ_c est une constante, elle ne dépend pas de la température. En revanche, la ténacité du matériau K_{IC} dépend de la température à travers de la limite d'élasticité σ_y . Lorsque la température augmente, σ_y chute. Par conséquent, une plus grande intensification des contraintes est nécessaire pour obtenir la contrainte critique σ_c à une distance r_c .

La distance critique r_c est initialement définie comme une constante et elle ne dépend pas de la température. A l'amorçage, la microfissure initiée dans un grain est capable de se propager dans un grain voisin, c'est pourquoi les auteurs proposent que la valeur de la distance critique soit une entité microstructurale, égale à deux fois la taille du grain ferritique. Pour un acier bainitique revenu, cette distance serait égale à 2 à 4 fois la taille des anciens grains austénitiques (R. O. Ritchie, 1979). A l'aide de la Microscopie Optique (MO), la taille des anciens grains austénitiques est estimée variant entre $20\mu m$ et $40\mu m$ (Haušild, 2002)(Tanguy, 2001)(Renevey, 1998). La distance critique varierait donc de $40\mu m$ à $160\mu m$. En revanche, Curry et al (1978) montrent qu'il est difficile de relier cette distance critique uniquement à la microstructure, la distribution des tailles de défaut influence significativement le comportement du matériau. Ceci explique la dispersion de la ténacité du matériau. La contrainte critique est plus faible quand le défaut est proche de la pointe de fissure. Dans la littérature, Yang et al (2003) prennent la distance moyenne du lieu d'amorçage au front de la fissure comme la distance critique. Wu et al (2003) considèrent que cette valeur est la distance entre le front de fissure et la position du pic de contrainte. La plupart des sites d'amorçage se trouvent dans la zone entre le pic de contrainte et le front de fissure. En tous cas dans le modèle RKR, la contrainte critique est toujours liée à une distance critique, quelle que soit la valeur choisie pour cette dernière, nous ne pouvons pas séparer ces deux paramètres. Pour les calculs numériques, la taille de maille dépend de la distance critique choisie.

1.4.1.2 Modèle de Beremin

Les modèles statistiques permettent de prendre en compte la dispersion expérimentale de la ténacité K_{IC} ou de la contrainte critique σ_c du matériau. Ces modèles sont basés sur la théorie du maillon le plus faible. Cette théorie considère le matériau comme un ensemble de N volumes élémentaires V_0 . La rupture d'un volume seul entraîne la rupture totale de la structure. Le volume élémentaire est généralement assimilé à un grain. Par contre, la probabilité de rupture pour un maillon n'affecte pas la probabilité des autres maillons voisins. La distribution de Weibull suppose que le matériau est uniforme, et que la probabilité de trouver un défaut dans chaque volume élémentaire est la même dans le tout le volume sollicité (Weibull, 1951). L'auteur propose une formule empirique de la probabilité de rupture :

$$P_r = 1 - \exp \left[- \int_V \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_u} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right] \quad \text{Équation 1-23}$$

avec :

- σ_0 : la contrainte seuil, au-dessous de la quelle, la probabilité de rupture d'un volume élémentaire est nulle. Elle est assimilée à la contrainte de clivage,
- σ_u : la contrainte de normalisation, sa valeur augmente avec la température (Haušild et al., 2005),
- m : le paramètre du matériau, il est caractéristique de la dispersion. Le nombre de volumes élémentaires N augmente avec m , donc le volume élémentaire V_0 diminue dans ce cas-là.

Pour l'acier 16MND5, $\sigma_u \approx 2500 \text{ MPa}$ en considérant un volume élémentaire V_0 de $(50 \mu\text{m})^3$ (Chapuliot et al., 2005).

Le groupe de Beremin (1983) développe un modèle basé sur la théorie Weibull. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- Il y a toujours un micro-défaut de taille suffisante disponible dans chaque volume élémentaire.
- La contrainte seuil σ_0 est nulle.
- Les microfissures se trouvent uniquement dans la zone plastique, le volume sollicité V dans le modèle de Weibull devient donc le volume plastifié V_p . C'est pourquoi un minimum de déformation est nécessaire à la germination des microfissures, et ensuite à l'amorçage de fissure. Les microfissures, initialement créées dans la zone plastique, sont figées quel que soit le niveau de déformation au cours du chargement.
- C'est la contrainte principale maximale σ_I qui contrôle la propagation de microfissures.
- La dispersion du matériau (m) est indépendante de la vitesse de sollicitation et de la température.

L'Équation 1-23 devient :

$$P_r = 1 - \exp \left[- \int_{V_p} \left(\frac{\sigma_I}{\sigma_u} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right] \quad \text{Équation 1-24}$$

Le modèle de Beremin est l'un des modèles statistiques les plus utilisés pour décrire la rupture par clivage dans les aciers faiblement alliés. Néanmoins, ce modèle ne permet pas de prendre en compte totalement l'influence de la triaxialité du chargement. Nous pouvons citer trois autres modèles similaires : modèle de Bordet (Bordet et al., 2005), modèle IWM (Wallin et al., 1984) et un modèle développé par Hohe et al (2007). Ces modèles reposent sur des hypothèses proches de celles du modèle Beremin. Ils permettent de mieux prendre en compte la triaxialité du chargement, mais au prix d'un nombre croissante de paramètre.

1.4.1.3 Modèle en contrainte seuil σ_{th}

L'expérience de Hausild (2002) sur l'acier 16MND5 montre qu'en introduisant une contrainte seuil σ_{th} dans le modèle de Beremin, la probabilité prédite correspond mieux à l'expérience. La contrainte seuil σ_{th} est considérée comme la contrainte au-dessous de laquelle la probabilité

de clivage est nulle. La valeur de cette contrainte dans la littérature varie de 1300 MPa à 1450 MPa pour l'acier 16MND5 (Chapuliot and Le Corre, 2008) (Blouin, 2011).

Anderson (1993) introduit la notion de volume seuil V_{th} , défini comme le volume sur lequel la contrainte principale maximale dépasse la contrainte seuil. La probabilité de rupture d'un élément unitaire est la même pour chaque élément de ce volume (V_{th}), et nulle en dehors. Nous pouvons donc remplacer V_p par V_{th} , et σ_I par $(\sigma_I - \sigma_{th})$ dans l'Équation 1-23. Basé sur cette hypothèse, Chapuliot et al (2008) développent un modèle simplifié pour prédire la probabilité d'amorçage en clivage pour l'acier :

$$P_r = 1 - \exp(-F \cdot V_{th}) \quad \text{Équation 1-25}$$

La probabilité de rupture est en fonction du volume de seuil via une fonction de sensibilité du matériau F :

$$F(\sigma_y) = \frac{1}{V_0} \left[\frac{\sigma_y}{\sigma_u} \right]^m \quad \text{Équation 1-26}$$

avec σ_y : la limite d'élasticité de l'acier,
 V_0 : le volume d'élémentaire,
 m : le module de Weibull,
 σ_u : la contrainte de normalisation.

Les paramètres m et σ_u sont des caractéristiques du matériau. La fonction F dépend de la température via la limite d'élasticité σ_y . Ce modèle a été validé par Le Corre (2006) sur un acier au C-Mn du circuit secondaire et sur un acier de cuve 16MND5. L'auteur a montré la transférabilité du modèle de l'éprouvette de laboratoire à la structure réelle. Le modèle a ensuite été validé par Nguyen (2009) et Blouin (2011) sur les joints soudés d'un acier ferritique du circuit secondaire.

1.4.2 Application des modèles d'amorçage à la propagation et l'arrêt de fissure (Beremin ou RKR)

Les calculs effectués par Beremin (1983) montrent qu'en pointe de fissure la probabilité de rupture, P_r , vaut :

$$\ln\left(\frac{1}{1 - P_r}\right) = \frac{\sigma_y^{m-4} K^4 B C_m}{V_0 \sigma_u^m} \quad \text{Équation 1-27}$$

avec :

σ_y : la limite d'élasticité de l'acier,
 m : le module de Weibull,
 V_0 : le volume d'élémentaire,
 σ_u : la contrainte de normalisation,
 B : L'épaisseur d'éprouvette,
 C_m : dépend de la forme des champs de contraintes asymptotiques en pointe de fissure, il est souvent considéré comme une constante.

Pour une probabilité de rupture donnée, $Pr = 0,5$ par exemple, si nous supposons que la contrainte critique de clivage ne dépend ni de la vitesse de déformation, ni de la température, nous avons :

$$K_{IC}\sigma_y^\alpha = \text{constante} \quad \text{Équation 1-28}$$

$$\alpha = \frac{m-4}{4} \quad (\text{si } Pr = 0,5)$$

avec :

m : le module de Weibull ;

Nous pouvons obtenir le même type d'équation à partir du modèle RKR. En effet, à partir de l'Équation 1-22, nous avons :

$$K_{IC}\sigma_y^\alpha = \text{constante} \quad \text{Équation 1-29}$$

$$\alpha = \frac{N-1}{2}$$

avec :

N : le coefficient d'érouissage dans une loi de comportement du type $\varepsilon = K\sigma^N$.

Jung et Pineau (1996) montrent que pour un acier de gazoduc faiblement allié, $m = 24,3$ et $N = 10$. Ces paramètres donnent un exposant α égale à 5 en appliquant l'Équation 1-28 ou 4,5 en appliquant l'Équation 1-29. Les auteurs appliquent ces deux modèles (Beremin et RKR) pour évaluer la ténacité à l'arrêt K_{Ia} . Seule la limite d'élasticité dépend de la température et de la vitesse de déformation dans les deux cas. Elle peut être mesurée à partir de la taille de la zone plastique. Pendant la propagation, les auteurs trouvent que $\sigma_y = 2400 \text{ MPa}$, et la ténacité à l'arrêt vaut 0,3 ou $0,5 \text{ Mpa}\sqrt{m}$ si nous appliquons le modèle RKR. Nous remarquons que ces valeurs sont extrêmement faibles, de l'ordre de grandeur de l'énergie surfacique de l'acier. Autrement dit, selon ces modèles, l'énergie ne dissipe pas dans la zone plastique pendant la propagation de fissure. Ceci est aberrant car une zone plastique est indispensable pour déclencher la rupture par clivage. Le modèle de Beremin défini pour l'amorçage n'est donc pas applicable à la propagation et l'arrêt de fissure. Cela signifie que les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure ne sont pas les mêmes qu'à l'amorçage.

1.4.3 Aspect statistique pendant la propagation et l'arrêt de fissure

La dispersion de la ténacité à l'amorçage est liée à la distribution des défauts au voisinage de la pointe de fissure. La valeur de la ténacité est élevée quand il n'y pas de défaut proche du front de la fissure. Afin de vérifier s'il existe également un aspect statistique pendant la propagation de fissure, Berdin (2012) introduit une distribution de Weibull dans la contrainte critique, utilisée comme critère pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur un essai de choc thermique sur un acier ferritique 18MND5. La Figure 1-17 nous montre l'influence de la distribution aléatoire de la contrainte critique sur la propagation de fissure. L'auteur réalise trois calculs numériques pour un essai de choc thermique : dans les deux premiers calculs, l'auteur a introduit une distribution aléatoire de la contrainte critique afin de prendre en compte la distribution aléatoire des défauts dans un matériau, dans le troisième calcul, l'auteur considère que le matériau est homogène, donc la contrainte critique est constante. Après $15 \mu\text{s}$ de propagation, l'auteur constate que la longueur de propagation est la même pour les trois calculs, par contre, la régularité du front de fissure à l'arrêt est légèrement impactée dans chaque calcul car le nombre d'éléments non-rompus en arrière du front de fissure est différent. La Figure 1-18

nous montre les résultats finaux de prédiction, comparés aux résultats expérimentaux. Les calculs avec ou sans distribution aléatoire de la contrainte critique donnent la même longueur à l'arrêt que sur l'expérience. En revanche, la régularité de la forme de fissure obtenue à partir du calcul sans distribution aléatoire de la contrainte critique correspond mieux à l'expérience. Ceci montre que, contrairement à l'amorçage, il y a un comportement collectif des grains au cours de la propagation et l'arrêt de fissure. C'est-à-dire qu'il n'y a pas d'avancée de fissure localement plus rapide. Nous pouvons considérer qu'il y a un effet de « front moyen ».

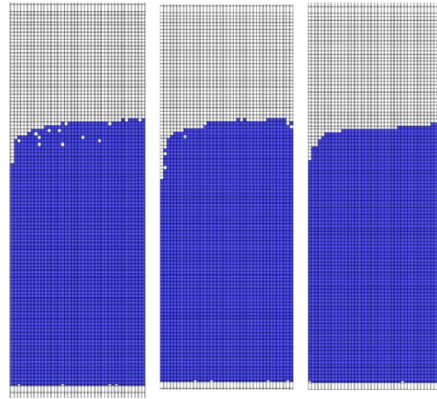


Figure 1-17 : Front de fissure après $15 \mu s$ de propagation. De gauche à droite : 1^{ère} calcul avec distribution aléatoire de la contrainte critique ($m = 22$) ; 2^{ème} calcul avec distribution aléatoire de la contrainte critique ($m = 22$) ; calcul sans distribution aléatoire (matériau homogène). (Berdin, 2012)

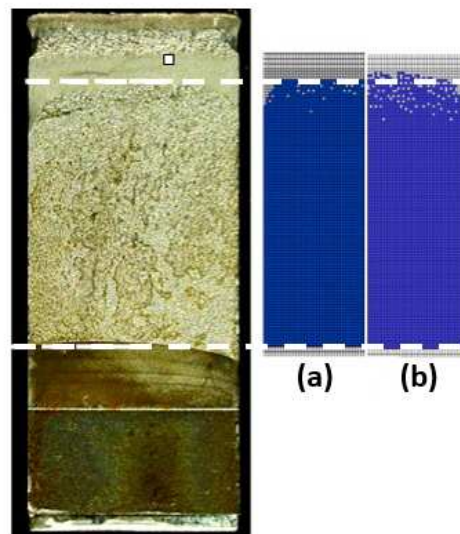


Figure 1-18 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques à mi-épaisseur de l'éprouvette. (a) calcul sans distribution aléatoire de la contrainte critique (matériau homogène); (b) calcul avec distribution aléatoire de la contrainte critique ($m = 10$) (Berdin, 2012)

L'aspect statistique n'est pas la seule différence entre l'amorçage et la propagation ou l'arrêt de fissure. Nous allons voir qu'un certain nombre de mécanismes physiques est propre à la propagation et à l'arrêt de fissure.

1.4.4 Mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure

De nombreuses études ont montré qu'il y a deux mécanismes principaux de rupture qui interviennent pendant la propagation et l'arrêt de fissure dans un acier ferritique : le clivage et le cisaillement des ligaments. Pendant la propagation de fissure, les grains les mieux orientés devant le front de fissure vont cliver dans un premier temps et ils forment plusieurs plans de

propagation. Les ligaments de matière entre les grains clivés vont dans un second temps rompre par clivage ou cisaillement (Dvorak, 1969) (Figure 1-19). Plusieurs auteurs ont observé de la matière non-rompue en arrière du front de fissure (Iung, 1994)(Bouyne, 1999)(Bousquet, 2013). Ils supposent que ces ligaments jouent un rôle important sur la propagation et l'arrêt de fissure. La Figure 1-20 montre les ligaments non rompus sur les faciès de rupture pour trois éprouvettes testées à -150°C (Hahn and Kanninen, 1980). Avant la rupture totale de ces éprouvettes, elles ont subi un traitement thermique après l'essai. Les matières rompues pendant l'essai sont colorées. En revanche, les ligaments non rompus pendant l'essai ne sont pas colorés. Cela nous permet prouver la présence de ces ligaments.

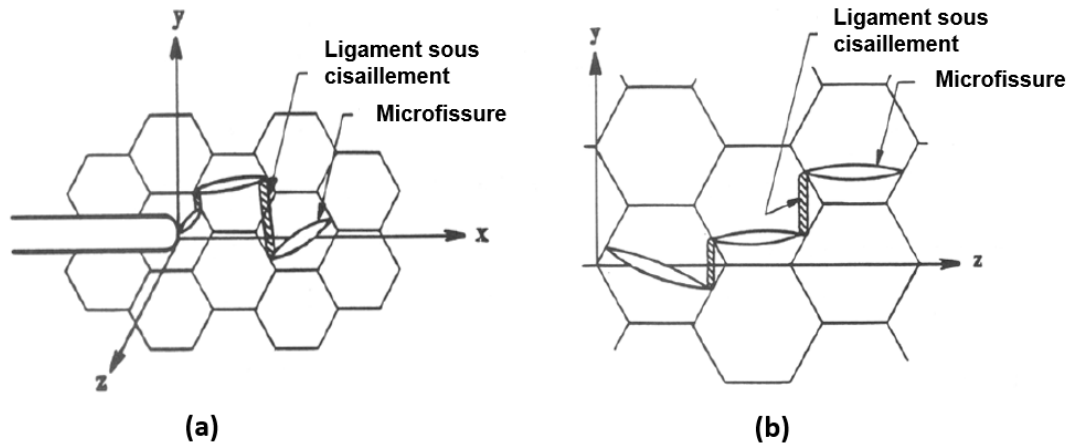


Figure 1-19 : Schéma de formation des ligaments sous cisaillement. (a) devant le front de fissure sur le plan x-y correspondant à la surface de l'éprouvette et (b) dans l'épaisseur de l'éprouvette sur le plan y-z (Chan, 1991).

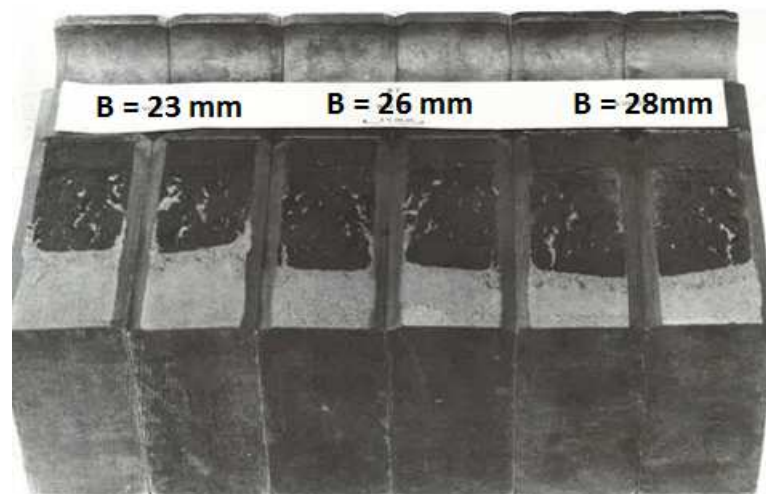


Figure 1-20 : Mise en évidence des ligaments non rompus en arrière du front de fissure sur les faciès de rupture pour trois éprouvettes de traction en l'acier A508. Tests réalisés à -150°C (Hahn and Kanninen, 1980).

Par l'observation du faciès de rupture de six aciers de cuve nucléaire, Hahn (1980) trouve que les ligaments en arrière du front de fissure ont rompu de manière ductile quand la fissure s'est ouverte et qu'ils ont consommé la plupart de l'énergie stockée dans l'éprouvette pendant la propagation de fissure. Les traces des ligaments rompus sont parallèles à la direction de propagation macroscopique. Smith (1984a) montre que ces ligaments apportent une contribution importante à la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}) du matériau. La fraction surfacique de ligament (f) augmente avec la température, par conséquent, l'énergie consommée par la rupture des ligaments augmente, c'est pourquoi la valeur de K_{Ia} augmente avec la température. Dans cet article, l'auteur indique que la rupture ductile d'un ligament est contrôlée par l'ouverture

critique des lèvres de fissure. C'est-à-dire que nous pouvons considérer chaque ligament comme une mini-éprouvette en traction. La rupture se produit à une déformation critique. Dans la partie 1.2.3, nous avons constaté que pour un acier, la déformation à rupture ne dépendait ni de la température, ni de la vitesse de déformation. Nous pouvons donc en déduire que la rupture des ligaments en arrière du front de fissure ne dépend que de l'ouverture des lèvres. Le profil d'ouverture est relativement indépendant de la vitesse de propagation quand cette vitesse est inférieur à 30% de la vitesse des ondes de cisaillement (Douglas et al., 1981).

Suite à ces observations, différents auteurs ont montré que la prise en compte des ligaments et des efforts de fermeture qu'ils engendraient sur les lèvres de la fissure était nécessaire dans la modélisation, pour une représentation correcte des résultats expérimentaux. Aihara (2011) propose un modèle de propagation de fissure dans un polycristal cubique centré. Dans ce modèle, le matériau est non-homogène avec une orientation propre à chaque grain. Le front de fissure n'est pas plan. Pendant la propagation, les grains vont cliver selon le plan $\{1\ 0\ 0\}$ quand la contrainte principale maximale sur ce grain atteint la contrainte critique, les ligaments sont présents entre ces grains clivés (Figure 1-21). L'auteur réalise deux types de calculs : l'effort du ligament est non-nul dans le premier calcul et il est nul dans le deuxième calcul. Les surfaces de rupture issues de ces deux calculs sont montrées respectivement dans la Figure 1-21 (b1, b2). Quand l'auteur prend en compte l'effort de fermeture du ligament, la morphologie de la surface de rupture correspond mieux à l'expérience pour l'acier à basse température (cubique centrée): les marches de cisaillement sont parallèles au sens de propagation macroscopique. Ceci montre une fois encore l'importance du rôle du ligament pendant la propagation de fissure. Dans le modèle développé par Aihara (2011), l'auteur considère que les ligaments actifs sont répartis sur une distance de $120\ \mu\text{m}$ en arrière du front de fissure, soit six fois la taille du grain ($20\ \mu\text{m}$).

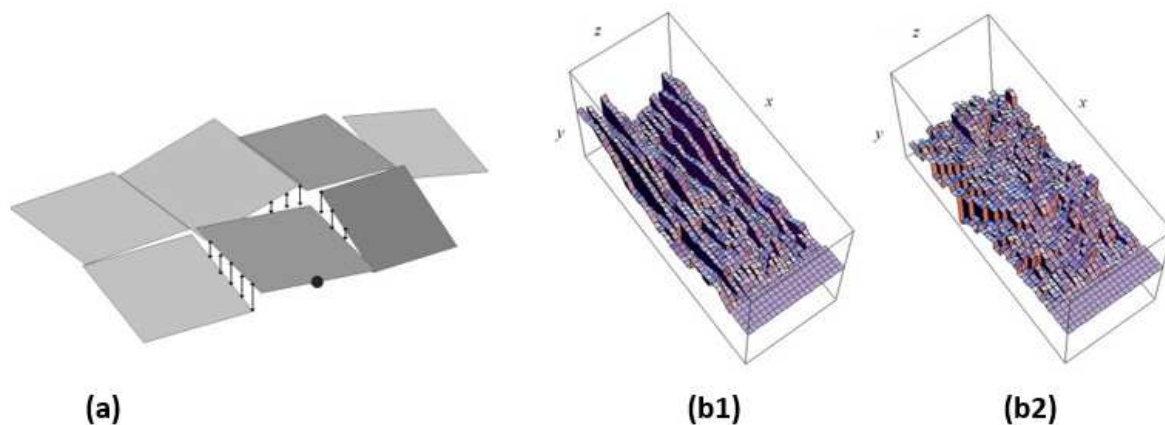


Figure 1-21 (a) : Constitution du faciès de rupture à partir des grains clivés et de l'effort de fermeture généré par des ligaments. (b1) Faciès de rupture calculé en tenant en compte de l'effort du ligament. (b2) Faciès de rupture calculé en négligeant l'effort du ligament (Aihara and Tanaka, 2011).

Nous venons de voir l'importance du rôle du ligament pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Il existe dans la littérature quelques modèles analytiques pour quantifier l'effort du ligament. Nous allons maintenant présenter ces modèles.

Smith (1984b) propose un modèle simple (Figure 1-22). L'auteur suppose que le front de fissure AB est infiniment long et que la fissure se propage vers le haut dans la direction verticale. Pendant la propagation, l'ouverture des lèvres de la fissure est limitée par les ligaments qui agissent comme des ressorts de rappel. Ces ligaments (surfaces hachurées) vont rompre en mode ductile. Les grains (surfaces blanches) ont déjà rompu en clivage. La forme du ligament est irrégulière en réalité, mais l'auteur la simplifie en prenant un rectangle de largeur $2t$ et de longueur $2a$. La distance entre deux ligaments est $2h$. Ces ligaments vont rompre à une

déformation critique. Prenons Y comme limite d'élasticité du ligament, le facteur d'intensité des contraintes lié à la fermeture exercée par les ligaments s'écrit alors (Équation 1-30):

$$K_R = \frac{4Y\sqrt{a}}{\sqrt{\pi}} * \frac{t}{h} * \frac{\pi a}{3h} \quad \text{Équation 1-30}$$

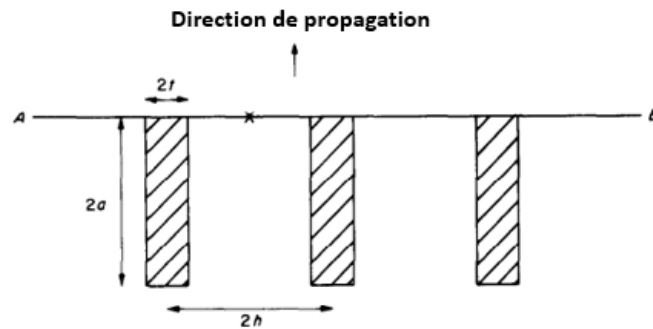


Figure 1-22 : Modèle pour quantifier l'effort du ligament (Smith, 1984b)

C'est la rupture des ligaments qui consomme la plupart de l'énergie. Chan (1991) reprend ce point et essaye de quantifier le rôle du ligament d'un point de vue microscopique sur un alliage Ti. L'auteur montre que l'énergie fournie par le travail extérieur (J), est une partie stockée dans la matrice du matériau (J_m) et une autre grande partie dissipée dans le ligament cisailé (J_l).

$$J = J_m + J_l \quad \text{Équation 1-31}$$

Chan propose un autre modèle afin d'évaluer l'énergie dissipée dans le ligament (J_L). La géométrie et les dimensions du ligament cisailé sont illustrées dans la Figure 1-23. La fissure se propage selon l'axe x . Nous pouvons constater sur la Figure 1-23(a) que le front de fissure n'est pas plan, qu'il est constitué de plusieurs microfissures (M1 et M2) sur différents plans. Le ligament entre ces deux fissures est sollicité en cisaillement. A cause de ce ligament, les microfissures M1 et M2 dévient du mode I d'un angle φ (Figure 1-23(b)).

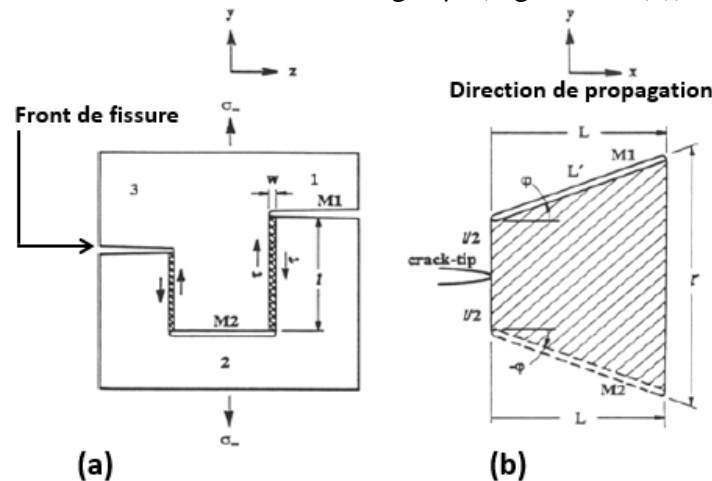


Figure 1-23 : Schéma illustrant la géométrie et la dimension du ligament cisailé. (a) coupe transversale, (b) surface de l'éprouvette (Chan, 1991)

La ténacité du ligament est la différence entre la ténacité totale K_{total} et la ténacité de la matrice du matériau K_m , ou la ténacité du clivage. Le rapport entre ces deux paramètres est λ :

$$\lambda = \frac{K_{total}}{K_m} = \left\{ (1 - V_l)\omega + [V_l\Gamma_l \left(\frac{l}{D}\right) \left(1 + \left(\frac{l}{L}\right) \tan\varphi\right)] \right\}^{1/2} \quad \text{Équation 1-32}$$

avec

- V_l : la fraction surfacique du ligament,
- l : la distance verticale entre les deux microfissures, ou la hauteur de marche entre les deux plans de microfissures,
- L : la longueur de la microfissure, dans ce modèle, toutes les microfissures sont considérées de la même longueur,
- D : la taille du grain.

Γ_l peut être considéré comme le rapport entre la ténacité du ligament et la ténacité de la matrice, sa définition est la suivante :

$$\Gamma_l = \frac{E\tau\gamma^*D}{(1 - \nu^2)K_m^2} \quad \text{Équation 1-33}$$

- avec E : le module d' Young,
- ν : le coefficient de Poisson,
- τ : la contrainte de cisaillement,
- γ^* : la déformation à la rupture par cisaillement,
- D : la taille du grain,
- K_m : la ténacité de la matrice du matériau.

Dans ce modèle, le rapport (λ) entre la ténacité totale K_{total} et la ténacité de la matrice du matériau K_m ($\lambda = \frac{K_{total}}{K_m}$) dépend de la fraction surfacique de ligaments, de la longueur de microfissure, de la ténacité du ligament et de l'angle de déviation. La Figure 1-24(a) nous montre l'évolution du rapport λ en fonction de la taille du ligament normalisée pour plusieurs valeurs de fraction surfacique. Nous constatons que pour la même hauteur de marche (ou longueur de ligament), λ augmente avec la fraction surfacique, ceci est assez intuitif car quand la surface de ligament augmente, sa contribution à la ténacité totale augmente. La Figure 1-24 (b) nous montre l'évaluation du rapport des ténacités λ en fonction de Γ_l , nous obtenons la même conclusion.

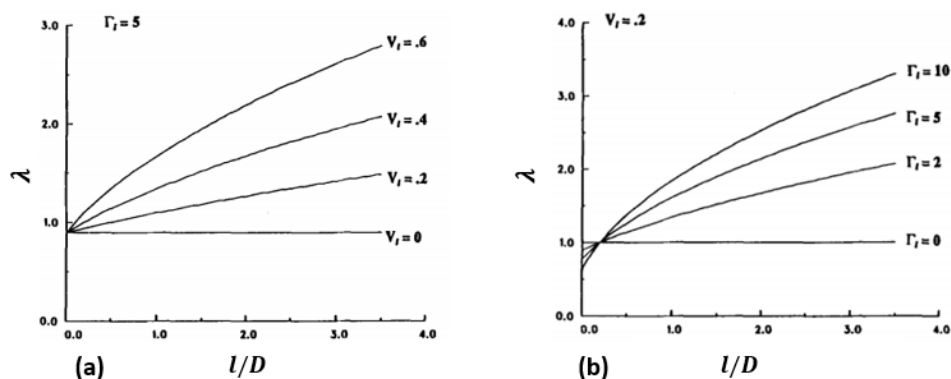


Figure 1-24 : Rapport entre la ténacité totale et la ténacité de la matrice du matériau λ en fonction de la longueur du ligament normalisée par la taille du grain pour (a) plusieurs fractions surfaciques V_l et (b) pour plusieurs Γ_l (Chan, 1991)

Dans cet article, l'auteur indique aussi qu'il faut prendre en compte l'énergie dissipée pendant le frottement des faciès de rupture des ligaments. En effet, quand les ligaments sont rompus,

les faciès de rupture ne sont pas lisses, le frottement entre les faciès consomme aussi de l'énergie.

Rosenfield et al (1987) proposent un autre modèle plus fin pour évaluer l'énergie dissipée pendant la rupture ductile et en cisaillement des ligaments. Pour une fissure de longueur $2a$ sollicitée en mode I, l'auteur suppose que les ligaments non rompus sont répartis de manière uniforme sur une distance d en arrière de la pointe de fissure. La fraction surfacique des ligaments est f (Figure 1-25 (a) (b)).

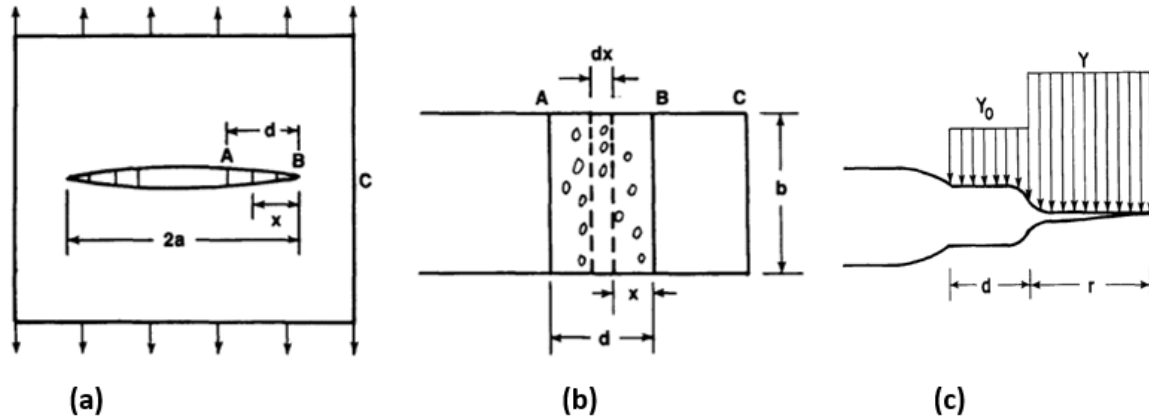


Figure 1-25 : (a) Schéma de la fissure et de la répartition des ligaments; (b) schéma du faciès de rupture ; (c) effort de fermeture exercé par les ligaments, r est le rayon de la zone plastique

La Figure 1-25(c) nous montre l'effort de fermeture exercé par les ligaments sur une distance d et l'effort de fermeture exercé par la zone plastique dont le rayon est r . Sur la zone des ligaments, Y_0 représente la limite d'élasticité effective du ligament, sa valeur est égale à la contrainte à la rupture ductile σ_{lig} de chaque ligament multipliée par la fraction surfacique f des ligaments en arrière du front de fissure. Le modèle suppose que d est très faible par rapport à a . Le facteur d'intensité des contraintes du ligament s'écrit :

$$K_{Liga} = Y_0 \left(\frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} = \sigma_{lig} f \left(\frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 1-34}$$

A l'arrêt, si la zone plastique est inexistante, la ténacité à l'arrêt K_{Ia} est égale au facteur d'intensité des contraintes du ligament K_{Liga} .

Ce résultat est repris par Iung (1994a). L'auteur considère que :

$$K_{Ia} = K_{Liga} \quad \text{Équation 1-35}$$

En effet, la ténacité liée au clivage à l'arrêt K_{cliv} est faible devant K_{Liga} .

L'auteur trouve que la taille et la position du ligament en arrière du front de fissure sont très différentes selon les éprouvettes, il trace donc l'évolution de K_{Ia} en fonction de ces paramètres.

La Figure 1-26 nous montre que K_{Ia} évolue linéairement avec le produit $f \sqrt{\frac{8d}{\pi}}$. Cela signifie que la contrainte à rupture du ligament est une constante, qui peut être déduite de ces résultats : $\sigma_{lig} = 2500MPa$ pour l'acier $2^{1/4}Cr-1Mo$.

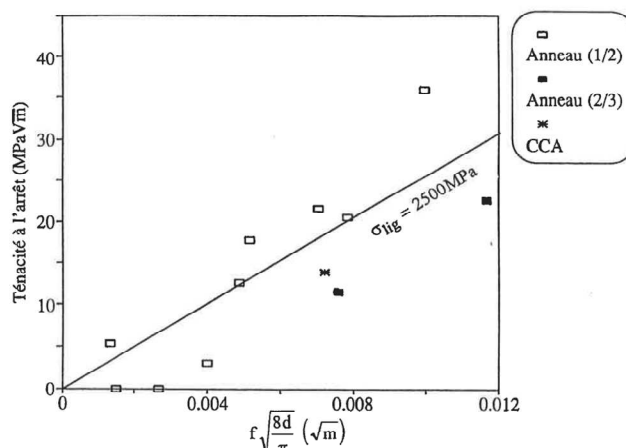


Figure 1-26 : Relation entre K_{Ia} et $f \sqrt{\frac{8d}{\pi}}$ (Iung, 1994)

Suite aux travaux de Iung, Bouyne (1999) considère que la ténacité à l'arrêt K_{Ia} est la somme de la ténacité liée au clivage K_{cliv} et de la ténacité du ligament K_{lig} .

$$K_{Ia} = K_{cliv} + K_{lig} \quad \text{Équation 1-36}$$

L'auteur confirme la conclusion citée précédemment. L'énergie qui est apportée à la pointe de fissure se décompose en deux parties : une partie est consommée pour créer des surfaces, une autre partie est dissipée dans la déformation plastique, y compris la déformation plastique à la pointe de fissure et la déformation plastique des ligaments en arrière du front de fissure. A partir de ce modèle, Bouyne obtient $\sigma_{lig} = 1500 \text{ MPa}$ pour l'acier $2^{1/4}\text{Cr-1Mo}$.

Inspiré par les travaux de Bouyne (1999), Bousquet et al (2012) proposent un modèle analytique pour décrire l'évolution de la contrainte en pointe de fissure nécessaire à la propagation de fissure. L'auteur considère que cette contrainte, appelée contrainte critique σ_c , est la somme de la contrainte de clivage σ_{cliv} et de la contrainte pour rompre les ligaments entre les grains clivés $\Delta\sigma_{liga}$.

$$\sigma_c = \sigma_{cliv} + \Delta\sigma_{liga} \quad \text{Équation 1-37}$$

- σ_{cliv} est la contrainte nécessaire à la séparation des grains et elle est considérée comme une propriété intrinsèque du matériau. Il semble logique que sa valeur soit une constante et ne dépende ni de la vitesse de propagation, ni de la vitesse de déformation.
- A l'opposé, les ligaments sont comme les mini-éprouvettes en traction en arrière de la pointe de fissure, la plupart d'entre eux rompent de manière ductile à une grande vitesse de déformation, donc la viscosité du matériau est non-négligeable sur ces mini-éprouvettes. Par conséquent, la contrainte du ligament ($\Delta\sigma_{liga}$) dépend de la vitesse de déformation. Afin d'évaluer cette valeur, l'auteur propose que

$$\Delta\sigma_{liga} = \beta \times f \times \sigma_{Ylig} \text{ et } \beta = \sqrt{\frac{8d}{\pi}} \quad \text{Équation 1-38}$$

avec

- d : la distance, en arrière du front de fissure, sur laquelle nous trouvons des ligaments actifs,
 f : la fraction surfacique de ligaments,
 σ_{Ylig} : contrainte à rupture de chaque ligament.

- La distance (d) est considérée, dans un premier temps, comme une constante pour la simplicité du modèle ($d = 2\text{mm}$).
- La fraction surfacique f a été mesurée sur des éprouvettes 16MND5 à différentes températures : -75°C , -100°C , -125°C et -150°C . Les auteurs montrent que f augmente avec la température et qu'à une température donnée, f dépend de la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$). C'est-à-dire, quand la fissure se propage à une grande vitesse ($V = 600\text{ m/s}$ par exemple), la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) devient élevée, par conséquent, la fraction surfacique (f) devient importante. C'est pourquoi à la phase d'arrêt ($V \approx 200\text{ m/s}$ sur les CT25), la fraction surfacique (f) est plus faible que celle dans le régime établi ($V \approx 600\text{ m/s}$ sur les CT25). Néanmoins, la méthode pour mesurer la fraction surfacique (f) dans les travaux de Bousquet (2013) reste un point à discuter.
- La contrainte à rupture du ligament (σ_{Ylig}) est supposée dépendre de la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$).

Dans ce modèle, les auteurs estiment que la vitesse de déformation plastique dans un ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) est 40 fois plus élevée que la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$). En effet, le ligament subit l'ouverture des lèvres de la fissure en propagation, ceci conduit à des vitesses de sollicitation des ligaments très élevées. De ce fait, la contrainte dynamique exercée par les ligaments peut être décrite par le produit de sa valeur en statique et d'une fonction dépendant de la vitesse de déformation plastique sur les ligaments (Équation 1-39).

$$\sigma_{Ylig} = \sigma_{stat} \times g(\dot{\varepsilon}_{liga}^p) \quad \text{Équation 1-39}$$

La contrainte du ligament statique (σ_{stat}) dépend de la température. De ce fait, l'Équation 1-39 devient :

$$\sigma_{Ylig}(T, \varepsilon, \dot{\varepsilon}_{liga}^p) = \sigma_0(\varepsilon)g^*(T) \times g(\dot{\varepsilon}_{liga}^p) \quad \text{Équation 1-40}$$

$\sigma_0(\varepsilon)$ peut être obtenu à partir d'un lissage simplifié des lois de comportement du matériau :

$$\sigma_0(\varepsilon) = 1350\varepsilon^{0,14} \quad \text{Équation 1-41}$$

La plupart des ligaments sont rompus en cisaillement pendant la propagation de fissure. De ce fait, les auteurs estiment en premier temps que la contrainte de cisaillement soit égale à $\frac{1}{\sqrt{3}}$ de la contrainte de traction. Ceci reste un point à discuter. L'Équation 1-40 devient donc :

$$\sigma_{Ylig}(T, \varepsilon, \dot{\varepsilon}_{liga}^p) = \frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_0(\varepsilon)g^*(T) \times g(\dot{\varepsilon}_{liga}^p) \quad \text{Équation 1-42}$$

avec
$$\dot{\varepsilon}_{liga}^p = 40\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$$

Finalement, l'Équation 1-37 devient :

$$\sigma_c = \sigma_{cliv} + \beta \times f(T, \dot{\varepsilon}_{pointe}^p) \times \sigma_{ylig}(T, \varepsilon, \dot{\varepsilon}_{liga}^p) \quad \text{Équation 1-43}$$

Cette formulation de la contrainte critique en pointe de fissure semble cohérente avec les résultats expérimentaux obtenus sur l'acier 16MND5. Cependant, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices et d'approximations ont été considérées sur :

- la mesure de la fraction surfacique (f),
- la distance d sur laquelle nous trouvons des ligaments actifs,
- la relation entre la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) et celle à la pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$)
- la contrainte exercée sur le ligament.

Ces hypothèses restent des points à vérifier et à discuter.

1.4.5 Critère local de propagation et d'arrêt de fissure fondé sur la contrainte principale maximale

Dans cette partie, nous présenterons différents critères locaux utilisés pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure. Ces critères sont dérivés du modèle RKR initialement écrit pour l'amorçage et présenté au paragraphe 1.4.1.1. Le principe de ce type de critère est de comparer la contrainte principale maximale σ_I à une distance critique r_c en avant de la pointe de fissure à une contrainte critique σ_c . La fissure se propage quand σ_I atteint σ_c et elle s'arrête dans le cas contraire :

$$\begin{cases} \sigma_I = \sigma_c & \text{propagation} \\ \sigma_I < \sigma_c & \text{arrêt} \end{cases} \quad \text{Équation 1-44}$$

La valeur de σ_I en avant du front de fissure peut être obtenue par des méthodes numériques. Différentes techniques ont été utilisées par les auteurs ci-dessous, elles seront discutées au paragraphe 1.6. L'enjeu de ce type de critère est de définir la valeur de la contrainte critique σ_c . Différentes solutions ont été proposées par plusieurs auteurs. Nous les présenterons maintenant ainsi que les résultats obtenus.

1.4.5.1 Critère en contrainte critique dépendant de la température

Sur un acier bainitique 18MND5, Hajjaj (2006) définit la valeur de la contrainte critique σ_c à partir de la ténacité à l'arrêt K_{Ia} normalisée dans le code RCC-M. La contrainte critique σ_c dans ce modèle est une fonction de la température.

$$\sigma_c = C \times K_{Ia}$$

$$\text{avec : } K_{Ia} = 29,43 + B \exp(0.026(T - RT_{NDT} + 88.3))$$

Équation
1-45

B et C sont les deux constantes du matériau. L'auteur les identifie sur deux essais de choc thermique. Les dimensions d'éprouvette sont présentées dans Figure 1-27. Au cours de l'essai, l'éprouvette est d'abord refroidie à -196°C dans l'azote, le choc thermique est ensuite créé par chauffage quasiment instantané de l'intérieur du disque à environ 600°C par induction. Le gradient de température est important pour cet essai : environ 800°C de différence entre la zone la plus froide et la zone la plus chaude sur une distance de $W = 50 \text{ mm}$. L'identification du critère sur un tel essai est donc délicate car un « mur » thermique est formé dans le disque sur le trajet de la fissure. Nous ne pouvons pas connaître la température critique à l'arrêt de fissure car la fissure s'arrête forcément devant ce « mur » thermique.

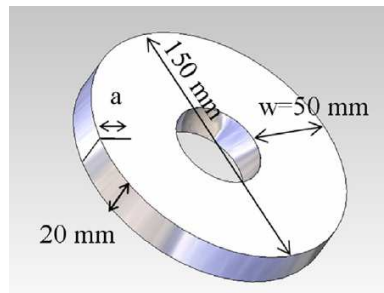


Figure 1-27 : Dimensions des éprouvettes pour les essais de choc thermique (Hajjaj, 2006)

L'identification a été effectuée en dynamique. Les couples de coefficient (B , C) issus des modélisations sur les deux différents essais sont différents (Tableau 1-1). Cela signifie qu'il est difficile d'obtenir un critère pour tous les essais.

	$B \text{ (MPa}\sqrt{\text{m}})$	$C(\sqrt{\text{m}})$
D02-1	0,74	65,49
D02-2	1,46	59,32

Tableau 1-1 : Valeurs de B et C identifiés sur deux essais de choc thermique (Hajjaj, 2006)

L'auteur utilise ensuite le critère identifié pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur les mêmes essais. Les modélisations en 2D et en 3D permettent de bien prédire l'arrêt de fissure malgré que la vitesse de propagation soit légèrement surestimée. En plus, la modélisation en 3D permet de reproduire le front d'arrêt de fissure courbé comme dans l'expérience.

Comme l'identification du critère sur un essai de choc thermique est délicate à cause de l'important gradient thermique sur l'éprouvette, Dahl (2012) a identifié le critère sur des essais isothermes à basse température réalisés sur le même matériau. Afin d'évaluer la transférabilité du critère, l'auteur identifie le critère sur deux géométries d'éprouvettes différentes chargées en mode I : CT25 et anneaux en compression. Les résultats des contraintes critiques σ_{Ic} sur les

deux différentes géométries d'éprouvette et à deux différentes températures sont présentées dans le Tableau 1-2.

	-150°C	-125°C	-100°C	-50°C
σ_c (CT 25) MPa	2000	2100	2150	
σ_c (anneau) MPa	1700	1700		2100

Tableau 1-2 : Contraintes critiques identifiées en fonction de la température sur les essais sur CT et sur anneaux en se basant sur la force expérimentale pour imposer l'amorçage (Dahl, 2012)

L'auteur propose que la contrainte critique soit une constante pour une température donnée. Dans ce modèle, la contrainte critique dépend de la géométrie d'éprouvette, cela pose un problème de transférabilité de l'éprouvette à la structure réelle. Néanmoins, ce critère permet de prédire correctement la propagation et l'arrêt de fissure sur les deux géométries d'éprouvettes étudiées. Nous remarquons dans ce modèle, que la contrainte critique de propagation est plus élevée que la contrainte critique à l'amorçage qui est de l'ordre de 1500MPa pour un acier de type 16MND5, proche de 18MND5 qui est utilisé dans les travaux de Dahl (2012). Ceci peut être relié à l'impact des ligaments pendant la propagation de fissure.

5.1.4.11.1.1 Critère en contrainte critique dépendant de la vitesse déformation plastique

Dans le critère proposé par Prabel et al (2007), la contrainte critique dépend de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$).

$$\sigma_c = \sigma_{IC0} [1 + a(\dot{\epsilon}^p)^b] \quad \text{Équation 1-46}$$

σ_{IC0} , a et b sont des constantes du matériau à identifier par les expériences.

Prabel (2007) identifie ce critère à partir des essais sur des éprouvettes CT25 en acier ferritique 16MND5 à -125°C. L'auteur n'a pas pu constater l'influence de la température sur la contrainte critique σ_c car tous ses essais sont réalisés à même température.

Suite aux travaux de Pradel (2007), Bousquet et al (2012) élargissent l'identification à une plus large gamme de température (-150°C → -50°C). La dépendance de la contrainte critique vis-à-vis de la température est prise en compte à travers la loi de comportement à différentes températures. Les résultats des modélisations en 2D et en 3D de ces essais sont présentés dans la Figure 1-28. La contrainte critique (σ_c) augmente avec la vitesse de déformation plastique, surtout quand cette dernière est grande. Les très faibles vitesses de déformation correspondent à l'amorçage et à l'arrêt de fissure. Nous constatons que la contrainte critique, à ces faibles vitesses de déformation dans ce modèle, correspond à la contrainte critique à l'amorçage dans la littérature. Les points de différentes couleurs représentent des essais à différentes températures. Ces couleurs sont confondues, cela signifie que l'effet de température semble être faible sur le critère. La dispersion des points peut être liée au bruit numérique et à l'erreur de mesure expérimentale. Les auteurs considèrent que la contrainte critique utilisée dans leur critère peut être approximée par la courbe enveloppe minimale de ces points et ils en déduisent les trois constantes du matériau présentes dans le modèle décrit par l'Équation 1-46:

$$\sigma_{IC0} = 1350 \text{ MPa}, a = 0,028, b = 0,374$$

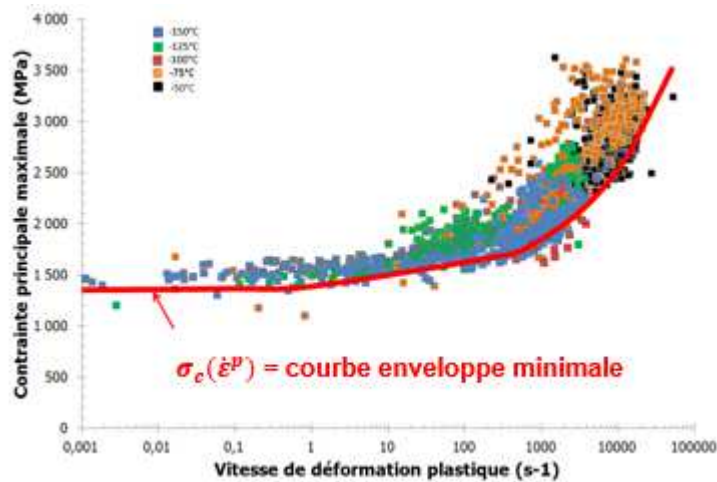


Figure 1-28 : Identification du critère de propagation $\sigma_c(\epsilon^p)$ (Bousquet, 2012), les modélisations sont effectuées en 2D et en 3D par la méthode X-FEM

Avec le critère identifié à partir des essais sur CT25, Prabel et al (2007) ont réussi à prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur d'autres géométries d'éprouvette : anneau chargé en mode I et en mode mixte. Ce critère présente donc une bonne transférabilité d'une géométrie à une autre géométrie.

1.4.6 Conclusion

Les modèles RKR et Beremin utilisés pour estimer la ténacité à l'amorçage (K_{Ic}) ne sont pas directement applicables pour évaluer la ténacité à l'arrêt (K_{Ia}). En effet, les mécanismes physiques ne sont pas les mêmes dans les deux cas. L'aspect statistique présent à l'amorçage n'est pas valable pour la propagation et l'arrêt de fissure. En effet, l'amorçage est lié à un comportement « individuel » des grains : selon la théorie du maillon le plus faible, l'amorçage d'un défaut entraîne l'amorçage global. En revanche, la propagation et l'arrêt de fissure est lié à un comportement « collectif » de ces grains, la fissure se propage sous un effet de « front moyen ». Dans le cas de la rupture fragile, le mécanisme à l'amorçage est le clivage. En revanche, un autre mécanisme dissipatif intervient en plus du clivage pendant la propagation et l'arrêt de fissure : il s'agit de la rupture ductile de ligaments de matière en arrière du front de fissure.

Compte tenu de ces différences, l'utilisation de critères locaux semble plus appropriée car ils permettent une description plus précise des champs en pointe de fissure et par conséquent, une meilleure prise en compte, a priori, des mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Le principe de ces critères locaux est, en effet, de comparer la contrainte principale maximale (σ_1) à une distance critique (r_c) en avant de la pointe de fissure à la contrainte critique (σ_c).

Si nous considérons que la contrainte critique (σ_c) dépend uniquement de la température (T), les travaux de Dahl et al (2011) montrent que cette contrainte critique (σ_c) est difficilement transférable d'une géométrie d'éprouvette (CT25) à une autre géométrie (anneau de compression chargé en mode I). Par contre, ce critère permet de prédire correctement la propagation et l'arrêt de fissure sur les géométries considérées (CT25 et anneau isotherme).

Une autre alternative est de considérer que les ligaments en arrière du front de fissure jouent un rôle dissipatif important pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Prabel et al (2007) trouvent que la déformation de ces ligaments suit la loi élasto-visco-plastique de l'acier. C'est pourquoi les auteurs proposent que la contrainte critique (σ_{1c}) dépende de la vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}_p$)

pendant la propagation de fissure. Cette méthode apporte également de bonnes prédictions de l'arrêt de fissure. Elle présente aussi une bonne transférabilité d'une géométrie (CT25) à une autre géométrie (anneau de compression chargé en mode I et en mode mixte (I+II)).

1.5 Bifurcation de fissure

La bifurcation est un phénomène courant pendant la propagation de fissure en dynamique, surtout quand la vitesse de propagation est relativement élevée. Pour une éprouvette chargée en mode I, la fissure devrait logiquement se propager de façon rectiligne dans le plan de symétrie, mais ce n'est pas toujours le cas. La fissure peut dévier de son plan initial. Dans la littérature, il existe deux grands types d'explication pour ce phénomène :

- la modification des champs de contrainte à la pointe de fissure,
- l'instabilité des microfissures pendant la propagation.

Nous détaillerons ces deux points dans cette partie de la recherche bibliographique.

1.5.1 Influence de la modification du champ des contraintes à la pointe de fissure sur le trajet de fissure

La vitesse de propagation est souvent élevée quand la fissure se propage en mode fragile. Par conséquent, les champs de contrainte et de déformation sont influencés significativement par l'effet dynamique. Ce phénomène a d'abord été découvert par Yoff (1951). Il a aussi été montré dans les travaux de Craggs (1960) et Baker (1962) pour un matériau élastique isotrope et dans le travail de Achenbach (1975) pour un matériau élastique orthotrope. L'évolution angulaire des composantes du champ des contraintes en pointe de fissure peut être représentée par la variation de la contrainte circonférentielle $\sigma_{\theta\theta}$ ou de la contrainte principale maximale σ_I . La Figure 1-29 montre l'évolution de ces deux types de contrainte en fonction de l'orientation θ par rapport au plan de fissure pour différentes vitesses de propagation de fissure (V). La direction de propagation est contrôlée par $\sigma_{\theta\theta}$ qui correspond à la contrainte d'ouverture. A faible vitesse de propagation, le maximum de $\sigma_{\theta\theta}$ se trouve à ($\theta = 0$), la fissure se propage donc sur son plan initial. Au fur et à mesure que la vitesse de propagation augmente, le maximum de $\sigma_{\theta\theta}$ se décale du plan de fissure ($\theta = 0$). Par conséquent, la direction de propagation change. La propagation rectiligne est favorisée quand la vitesse de propagation est inférieure à $0,6c_s$ soit 1800 m/s pour la propagation de fissure en clivage dans l'acier ferritique (16MND5 par exemple). Cependant, la vitesse expérimentale maximale de propagation est de l'ordre de 1000 m/s dans l'acier ferritique (en clivage), soit $0,3c_s$. Même à cette vitesse, nous pouvons quand même observer la bifurcation. Cela montre que la modification du champ des contraintes à la pointe de fissure n'est pas suffisante pour expliquer la bifurcation de fissure.

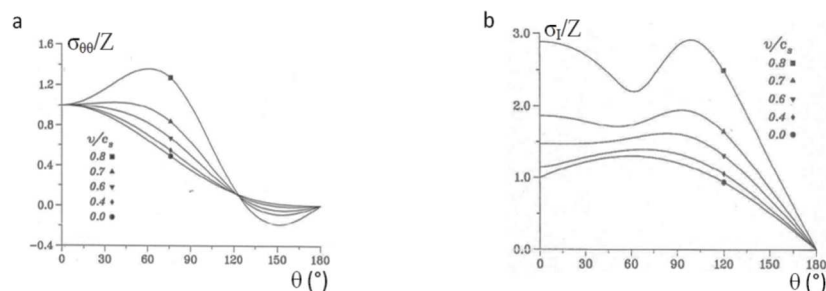


Figure 1-29 : Evolution angulaire de $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_I pour plusieurs vitesses de propagation normalisées par $Z = K_I/\sqrt{2\pi r}$ pour les différentes vitesses des ondes de cisaillement (v/c_s) (Freund, 1990b).

1.5.2 Influence de l'instabilité des microfissures sur le trajet de fissure

En se basant sur les expériences sur des matériaux fragiles comme l'Homalite-100 et le polyester thermodurcissable, Ravi-chandar et al (1984) proposent que les microfissures autour de la fissure principale et l'interaction entre ces microfissures soient les deux facteurs clés responsables du mode de propagation en dynamique. Ils doivent donc être pris en compte dans la détermination d'un critère de propagation.

D'après plusieurs auteurs (Ravi-chandar et al, 1984) (Ramulu et Kobayashi, 1985), la bifurcation de fissure est simplement d'un résultat de l'interaction entre les microfissures et les micro-branches. Le scénario est schématisé dans la Figure 1-30. Les microfissures et les micro-branches sont créées dans la zone plastique à la pointe de fissure. Le développement de ces microfissures est piloté par l'instabilité, seulement quelques micro-branches peuvent se développer et les autres s'arrêtent. Les micro-branches sont initialement parallèles à la fissure principale, mais elles dévient progressivement de son plan initial.

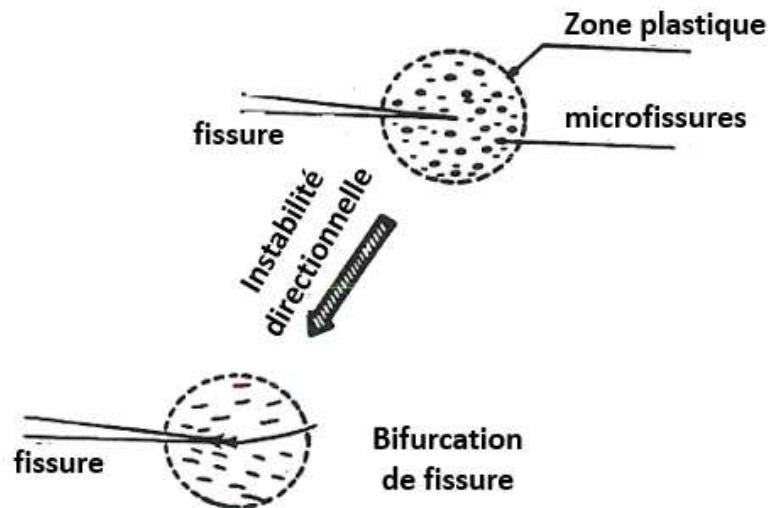


Figure 1-30 : mécanisme de la bifurcation de fissure (Ramulu et Kobayashi 1985)

1.5.3 Evaluation de l'instabilité dans le trajet de fissure

Cotterell et Rice (1980) proposent d'utiliser la contrainte T pour évaluer l'instabilité dans le trajet de fissure. En effet, le champ des contraintes en pointe de fissure peut être décrit par une série de puissance, le premier terme représente la singularité du champ, il est en fonction de $1/\sqrt{r}$, le second terme ne dépend pas de r et le troisième terme est proportionnel à \sqrt{r} .

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + T \delta_{xi} \delta_{xj} + O(\sqrt{r}) \quad \text{Équation 1-47}$$

La contrainte T est parallèle au plan de fissure, elle intervient uniquement sur σ_{xx} en 2D mais elle a un impact sur la contrainte hydrostatique, la contrainte principale et le taux de triaxialité des contraintes (Bauvineau 1996). Le signe de T influence la position et la taille de la zone plastique à la pointe de fissure en statique et en dynamique (Jayadevan et al., 2003) (Figure 1-31). Quand T est positif, la zone plastique est confinée et se positionne plutôt vers l'arrière de la fissure. Quand T est négatif, la zone plastique est étendue et se positionne plutôt vers l'avant de la fissure. La taille de la zone plastique est peu affectée par la vitesse de propagation

quand la contrainte T est négative. Dans le cas contraire ($T > 0$), la zone plastique augmente avec la vitesse de propagation de fissure.

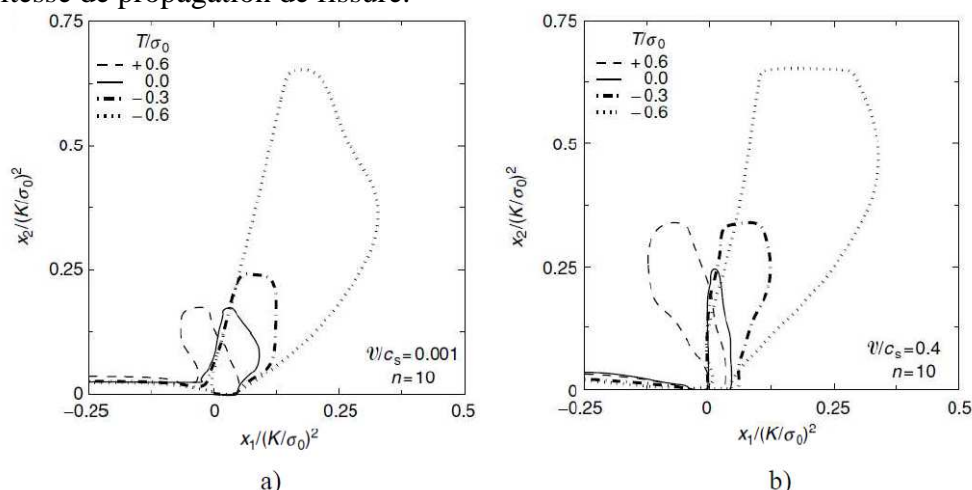


Figure 1-31 : Illustration de l'influence du signe et de l'amplitude de la contrainte T sur la taille et la position de la zone plastique pour différentes vitesses de propagation normalisées par la vitesse des ondes de cisaillement v/c_s . (a) faible vitesse de propagation. (b) forte vitesse de propagation (Jayadevan et al., 2003)

Cotterell et Rice (1980) considèrent que la stabilité du trajet est liée à une propagation sans bifurcation. Le trajet est stable quand la valeur de T est négative et le trajet est instable quand T est positif.



Figure 1-32 : L'influence de la contrainte T sur le trajet de propagation (Cotterell and Rice, 1980)

LI et al (2010) prouvent que la contrainte T reste négative pendant la propagation si sa valeur à l'amorçage est négative, c'est-à-dire que le trajet de fissure ne bifurque pas si la valeur de la contrainte T est négative à l'amorçage. Dans le cas contraire, si la contrainte T est positive à l'amorçage, cette valeur peut devenir négative pendant la propagation de fissure, c'est-à-dire que le trajet de fissure peut devenir stable même si à l'amorçage il est non-stable. Dahl (2012b) montre que la contrainte T est positive pour une fissure qui se propage en clivage sur une éprouvette CT et sur un anneau mécanique chargé en mode I. Or nous n'observons pas systématiquement la bifurcation de fissure sur ces essais.

1.5.4 Représentation numérique de l'instabilité dans le trajet de fissure

Sumi (1985) modélise la bifurcation de fissure sur une éprouvette de type DCB sous chargement proportionnel. Dans la modélisation, la fissure se propage dans la direction sur laquelle, le facteur d'intensité de contrainte de cisaillement (K_{II}) devient nul pour une infiniment petite avancée ((Gol'dstein et al, 1974)). L'auteur montre qu'il faut introduire une petite perturbation à la pointe de fissure au début du calcul afin d'obtenir la bifurcation de fissure. L'auteur introduit un faible angle, entre 3° et 8° , au premier pas du calcul, c'est-à-dire qu'initialement la fissure n'est pas sur le plan de symétrie Figure 1-33(a). Avec La petite perturbation à

l'amorçage, la fissure quitte son plan initial et la bifurcation de fissure se produit. Le trajet prédictif correspond bien à l'expérience.

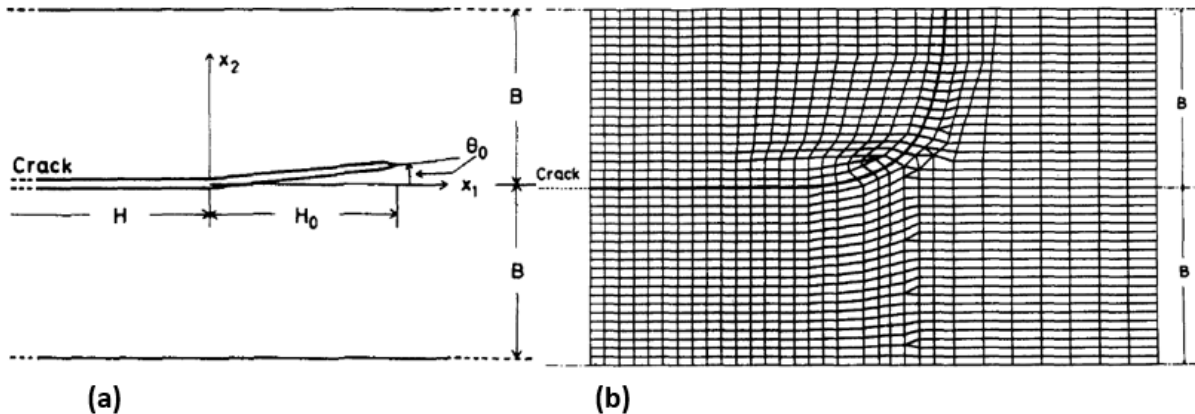


Figure 1-33 : (a) Au premier pas du calcul, la fissure est décalée du plan initial d'un angle θ_0 sur une distance de h_0 ; (b) résultat du calcul prédictif avec cette petite perturbation au premier pas du calcul.(Sumi, 1985)

L'auteur utilise la même méthode pour prédire le trajet de fissure sur le même type d'éprouvette, mais cette fois-ci, il existe un trou sur le plan initial de fissure. Le résultat prédictif montre que la fissure s'éloigne du plan initial au début de propagation, mais elle revient sur sa direction initiale et s'arrête dans le trou (Figure 1-34). Ceci correspond à l'expérience.

En réalité, la petite perturbation vient de l'imperfection autour de la pointe de fissure, par exemple, un défaut ou un grain mal orienté à la pointe de fissure. Cependant, ce type de perturbation doit exister pendant tout le trajet de fissure, car il n'y pas de raison que l'imperfection du système n'existe qu'à l'amorçage. Il serait certainement intéressant de prendre cela en compte dans la simulation.

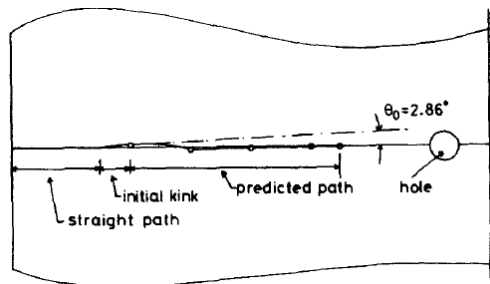


Figure 1-34 : Le trajet de fissure prédit sur une éprouvette de type DCB avec trou sur le plan initial (Sumi, 1985)

1.5.5 Conclusion

Il y a deux types d'explications pour les phénomènes de la bifurcation fissure. La première explication est basée sur la modification des champs de contrainte à la pointe de fissure quand la vitesse de propagation est élevée. Cependant, la vitesse de propagation observée pendant les expériences n'atteint pas ce niveau de vitesse évoqué pour déclencher la bifurcation de fissure. La deuxième explication est basée sur la présence des microfissures à la pointe de fissure, qui, par interactions entre elles et avec la fissure principale, peuvent créer l'instabilité sur le trajet de propagation. De plus, plusieurs auteurs proposent d'utiliser la contrainte T pour évaluer s'il y a instabilité dans la propagation.

En numérique, afin de créer le déséquilibre nécessaire pour obtenir la bifurcation de fissure, il faut souvent introduire une instabilité initiale dans la direction de propagation au début du calcul.

1.6 Méthodes numériques pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure

Les méthodes analytiques pour étudier la propagation et l'arrêt de fissure sont rarement accessibles à cause de la complexité du problème. Les méthodes numériques sont largement utilisées pour analyser les problèmes de la mécanique de la rupture. Ces méthodes sont efficaces grâce aux capacités grandissantes des ordinateurs et aux développements des nouveaux schémas numériques. Les méthodes les plus courantes pour modéliser la propagation de fissures sont : la méthode des éléments finis standards plus maillage adaptatif, la méthode des zones cohésives, la méthode des éléments finis étendus. Dans cette partie de la recherche bibliographique, nous présenterons brièvement ces méthodes, ainsi que d'autres moins utilisées.

1.6.1 Méthodes fondées sur les éléments finis standards

Les méthodes fondées sur les éléments finis consistent à discrétiser un objet physique en petits éléments et à chercher la solution à chaque élément. Pendant la discrétisation, il faut prendre en compte les défauts à l'intérieur d'objets comme l'interface, la fissure, le trou et les inclusions etc. L'interface de la maille doit correspondre aux interfaces des géométries. L'erreur du calcul croît avec la taille de la maille, il faut donc raffiner le maillage dans la zone complexe. En plus, la taille de la maille dans la zone de propagation doit être suffisamment petite pour prendre en compte correctement l'effet dynamique. En effet, l'incrément de temps augmente avec la taille de maille. Le raffinement du maillage est donc nécessaire, mais il entraîne une augmentation du temps de calcul.

Afin d'optimiser le temps de calcul, le maillage peut être raffiné uniquement autour de la pointe de fissure. Une taille de maille grossière est conservée dans le reste de la zone pendant la propagation de fissure. Cette méthode permet d'avoir une solution précise et un temps de calcul optimisé car le nombre d'éléments reste relativement constant pendant la propagation de fissure. Cependant, les algorithmes pour cette méthode sont généralement compliqués à mettre en œuvre. Pendant le remaillage, il est nécessaire de projeter les champs du pas de temps précédent sur le nouveau maillage. Cette projection s'accompagne d'un rééquilibrage des champs, la conservation énergétique ne peut pas être assurée. La nouvelle surface créée pendant la propagation engendre aussi des instabilités numériques.

Il existe plusieurs techniques pour modéliser la propagation de fissure.

1.6.1.1 Méthode de relâchement de nœuds

Quand le trajet de fissure est connu, la méthode de relâchement de nœuds est couramment utilisée. Le principe de cette méthode est de bloquer les nœuds du ligament jusqu'à ce que le critère de propagation soit vérifié comme illustré dans la Figure 1-35 : à l'instant t , la pointe de fissure se trouve en A , la condition limite sur le nœud A est en déplacement imposé (nul par symétrie). Nous remplaçons cette condition par une force nodale qui va diminuer au cours du temps jusqu'à s'annuler à l'instant $(t + \Delta t)$. Lorsque la force nodale au point A s'annule immédiatement, des problèmes numériques peuvent survenir du fait des oscillations sur les lèvres de la fissure, c'est pourquoi d'autres déclinaisons de cette méthode existent comme une diminution linéaire de la force pendant un incrément de temps Δt . Jung (Jung, 1994a) et Bouyne (1999) utilisent une méthode intermédiaire : l'effort au nœud A s'annule lorsque la moitié de l'intervalle de temps $\Delta t/2$ est atteint. Les auteurs montrent que cette méthode permet d'améliorer la précision du calcul. Yuritzinn et al (2004) constatent dans le cas d'un essai de

choc thermique sur un disque, que le facteur d'intensité des contraintes obtenu par le relâchement intermédiaire est proche de celui obtenu par le relâchement instantané, mais avec une oscillation numérique plus faible. Les travaux de Di Fant (Di Fant, 1990) et Iung (1994) ont montré que le pas de temps optimal est le temps que mettent les ondes longitudinales c_d pour parcourir la distance entre deux points de Gauss successifs.

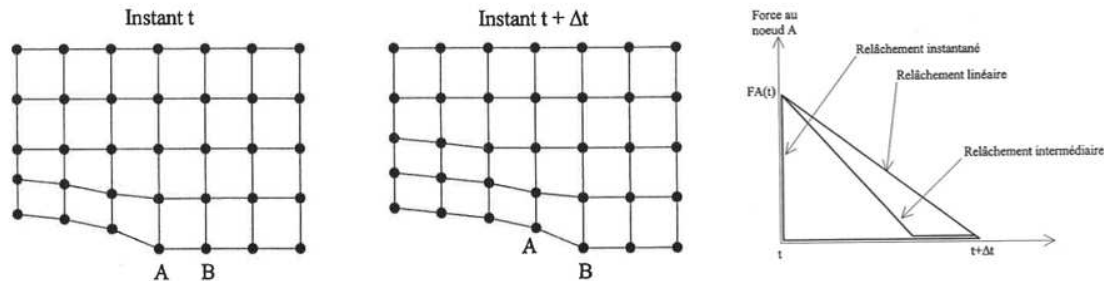


Figure 1-35 : Principe de la méthode de relâchement des nœuds (Iung, 1994a)

1.6.1.2 Méthode d'endommagement volumique

La méthode d'endommagement volumique permet aussi de rendre compte de l'avancée de la fissure. En effet, le processus de fissuration peut aussi être vu comme un endommagement critique de la matière. Lorsque les éléments devant la pointe de fissure satisfont un critère de rupture à l'instant t , leur module de Young (E) devient très faible au prochain pas de temps ($t + \Delta t$) et pour la suite du calcul. Cette méthode est facile à mettre en œuvre et elle présente une bonne stabilité de la solution. Dahl (2012a) utilise cette méthode pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure en clivage dans un acier bainitique (18MND5). Le critère de rupture est basé sur la contrainte principale maximale (σ_I) : la fissure se propage quand la contrainte principale maximale (σ_I), sur un volume caractérisé par la longueur γ_c , atteint une contrainte critique (σ_{Ic}). La différence de ce critère par rapport au critère RKR est le fait que ce critère doit être satisfait sur un volume caractéristique, alors que pour le critère RKR, il doit être satisfait à une distance critique (Dahl, 2012). Un des inconvénients de cette méthode est que l'égalité entre ces deux contraintes (σ_I et σ_{Ic}) ne peut pas être strictement respectée sur tous les volumes endommagés. Il est donc nécessaire d'avoir un pas de temps très faible pour que cette erreur ne reste pas trop longtemps sur ces éléments.

1.6.1.3 Méthode des zones cohésives

Cette méthode est utilisée pour mieux décrire la zone non-linéaire à la pointe de fissure : la plasticité, les microfissures au voisinage de la pointe de fissure. Baranblatt (1959) propose le premier modèle fondé sur les interactions atomiques en un point de fissure pour décrire les champs de contrainte et de déplacement. Needeman (1987) utilise ce modèle pour décrire la procédure de nucléation à la décohésion complète des éléments dans la zone cohésive. Le schéma de la zone active est montré dans la Figure 1-36(a), l_p et h_p sont respectivement la longueur et la hauteur de la zone non-linéaire (ou la zone active). La propriété de cette zone peut être représentée par une bande cohésive le long du trajet de fissure. L'enjeu de cette méthode est le choix de la loi de décohésion dans cette zone qui a un impact direct sur les résultats numériques. Il s'agit d'une loi liant le saut de déplacement en pointe de fissure à la résistance à la traction. Pour les fissures, les éléments cohésifs sont des éléments d'interface (ligne en 2D et surface en 3D) qui sont insérés dans un maillage au niveau des discontinuités attendues afin d'y calculer l'état des contraintes et de prendre en compte la décohésion progressive. La fissure se propage le long des frontières des éléments, la taille de maille doit rester assez fine pour simuler des trajets inconnus. Zhou et al (2004) montrent que la taille de

maille a aussi un impact sur la direction de propagation de fissure. Afin d'éviter ce type d'erreur numérique, Pandolfi et al (2000) proposent d'introduire la zone cohésive uniquement devant la pointe de fissure et non entre tous les éléments de la structure.

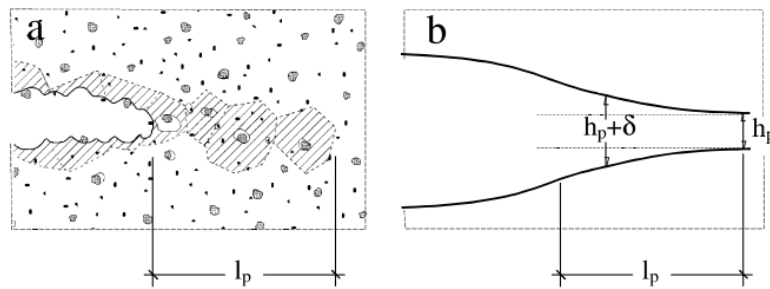


Figure 1-36 : (a) Schéma de la zone active (ou la zone non-linéaire) (b) schéma d'une bande cohésive (Ellices et al., 2002)

Debruyne et al (2012) a utilisé cette méthode pour prédire la propagation de fissure en dynamique dans un acier de cuve. Le problème mécanique est défini par une formulation énergétique. Chaque surface de fissure potentielle est associée à une densité surfacique d'énergie. Cette dernière dépend du déplacement des lèvres de fissure.

1.6.2 Méthode des éléments frontières

La méthode des éléments frontières est aussi utilisée pour modéliser la propagation de fissure quand le trajet de fissuration est inconnu et complexe. C'est une méthode de discrétisation du support géométrique par des équations intégrales. Cette méthode ressemble à la méthode des éléments finis sauf que cette fois-ci la discrétisation porte uniquement sur la frontière du domaine. Ce type de discrétisation est plus simple que la discrétisation du domaine car le degré de dimension est plus faible. La méthode des éléments frontières fournit une solution plus précise et un maillage plus simple par rapport à la méthode des éléments finis, surtout pour des problèmes où les variables présentent un grand gradient sur la frontière comme par exemple la concentration des contraintes à la pointe de fissure. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'étude de problèmes de fissuration 3D pour des structures à géométrie complexe dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture (Bellis et al, 2008). Le remaillage pendant la propagation est plus simple car il suffit d'ajouter les nouveaux éléments au trajet de la fissuration (Ooi et al., 2013). Différentes approches des éléments frontières sont développées pour modéliser la propagation de fissure en dynamique. Par exemple, la transformation de Laplace (Fedeliński et al., 1996) et la méthode de double réciprocité (Fedeliński, 2004). Cependant, l'avantage de la méthode des éléments frontières est limité pour résoudre des problèmes non-linéaires, c'est pourquoi cette méthode est peu utilisée par rapport à la méthode des éléments finis.

1.6.3 Méthodes sans maillage

La méthode sans maillage est en train de se développer pour modéliser la propagation de fissure en dynamique. En effet, les méthodes basées sur le maillage comme la méthode des éléments finis avec remaillage et la méthode des éléments frontières perdent plus ou moins la précision du calcul pendant le remaillage au cours de la propagation de fissure. La méthode sans maillage peut donc éviter tous les problèmes liés aux maillages. Cette méthode est basée sur un ensemble de nœuds répartis dans le solide. L'approximation du champ de déplacement en un point ne dépend que de la distance de ce point par rapport aux nœuds qui l'entourent. En mécanique de la rupture, la fissure se propage parmi cet ensemble de nœuds. Si la fissure avance sur un nœud, le poids de ce nœud sur l'approximation de déplacement diminue. Mais cette méthode manque encore de support théorique et de preuves mathématiques rigoureuses (Belytschko et al., 1994)(Duflo, 2004).

1.6.4 Méthode des éléments finis étendus (X-FEM)

Le remaillage utilisé dans la méthode des éléments finis standards lors de la propagation de fissure reste une opération lourde et sujette à des erreurs. En plus, la projection des champs de l'ancien maillage sur le nouveau ne conserve pas l'énergie, surtout pour les problèmes dépendant de l'histoire via le comportement (plasticité) ou l'inertie (dynamique) (Pommier et al., 2009). L'idée de la méthode des éléments finis étendus (X-FEM) est de conserver le maillage pendant la propagation de fissure et d'améliorer la solution fournie par la méthode des éléments finis standards sans raffiner le maillage.

Belytschko et Black (1999) proposent pour la première fois de prendre en compte la présence d'une fissure en ajoutant des fonctions de discontinuités enrichies dans l'approximation des éléments finis, ceci permet de résoudre les problèmes de la propagation de fissure. Cette idée est basée sur la technique de la partition de l'unité (Melenk and Babuška, 1996). L'idée est que toutes les fonctions $\psi(x)$ peuvent être présentées par un ensemble de fonctions $\{N_i\}$ dans l'espace Ω :

$$\psi(x) = \sum_i N_i(x)\Phi(x) \quad \text{Équation 1-48}$$

avec $\sum_i N_i(x) = 1$ et $\Phi(x)$ est la fonction étendue. Nous pouvons introduire une variable q_i afin d'améliorer la précision de l'approximation. Donc l'équation devient :

$$\psi(x) = \sum_i N_i(x)q_i\Phi(x) \quad \text{Équation 1-49}$$

Le principe de la méthode des éléments finis étendus est d'ajouter une fonction étendue afin de mieux décrire les champs complexes (comme la discontinuité des déplacements). En X-FEM, le champ des déplacements se décompose en deux parties :

$$u(x) = \sum_i N_i(x) u_i + \psi(x) \quad \text{Équation 1-50}$$

avec $N_i(x)$: les fonctions de forme classiques,
 u_i : les degrés de liberté sur les nœuds des éléments standards,
 $\psi(x)$: la fonction étendue afin de mieux décrire le champ,
 q_i : les nouveaux degrés de liberté.

Par rapport à la méthode des éléments finis standards, les nœuds des éléments ont plus de degrés de liberté en X-FEM, nous dirons que les éléments sont enrichis.

Moës et al (1999) introduisent deux fonctions de forme dans la base d'enrichissement : la fonction de saut H et la base de fonctions singulières F_K pour décrire respectivement la discontinuité des champs de déplacement quand l'élément est coupé par la fissure et celle décrivant la pointe de fissure. Cette méthode permet à la fissure de traverser les éléments, donc la fissure est indépendante du maillage. Il faut donc un repère local pour décrire la géométrie de la fissure. La méthode la plus utilisée est basée sur les fonctions de niveau « level sets », elle permet de définir la fissure à partir du couple de fonctions de niveau (ψ, Φ) . Dans la Figure 1-37, la fonction Φ permet de définir la position du plan de fissure ($\Phi = 0$) et la fonction ψ permet de décrire la position du front de fissure ($\psi = 0$).

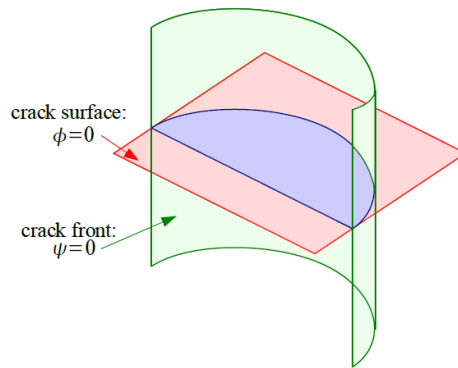


Figure 1-37 : Définition de la fissure à partir du couple de fonctions de niveau (ψ, Φ) .

Une alternative a été choisie pour son implantation dans le logiciel CASTEM : ces fonctions ne sont pas définies analytiquement, la surface de la fissure est maillée indépendamment de la structure et nous en déduisons ensuite la valeur de chacune des fonctions Φ et ψ .

La fonction de saut H est définie à partir ce repère local :

$$H(x) = \begin{cases} +1 & \text{si } \Phi > 0 \\ -1 & \text{si } \Phi < 0 \end{cases} \quad \text{Équation 1-51}$$

La base de fonctions singulières représente une discontinuë entre $-\pi$ et π :

$$F_K(x) = \sqrt{r} \begin{cases} \sin \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \sin \theta \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \sin \theta \end{cases} \quad \text{Équation 1-52}$$

où (r, θ) sont les coordonnées polaires dans le repère local de la pointe de fissure. La stratégie d'enrichissement peut être résumée par l'équation suivante :

$$u(x) = \sum_i N_i(x) u_i + \sum_j N_j(x) H(x) b_j + \sum_{k=1..4} N_k(x) F(x) c_k \quad \text{Équation 1-53}$$

où i, j, k correspondent respectivement à tous les nœuds du maillage, les nœuds enrichis par la fonction de saut H et les nœuds enrichis par la fonction de singularité F à la pointe de fissure. Le champ de déplacement est enrichi dans les éléments contenant la fissure. La valeur des fonctions d'enrichissement dépend alors de la position des nœuds par rapport au plan et au front de fissure. Ces enrichissements évoluent avec le mouvement du repère local pendant la propagation de fissure.

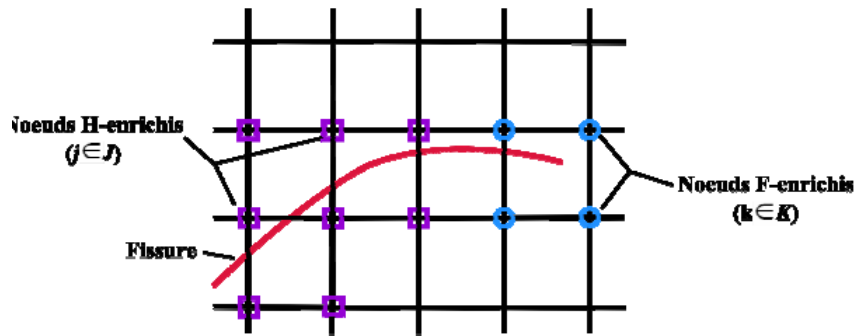


Figure 1-38 : Stratégie d'enrichissement des nœuds en X-FEM (Simatos et al., 2012)

Dans certains éléments, une partie des nœuds sont enrichis et l'autre partie des nœuds restent non-enrichis, nous les appelons « éléments mixtes ». La présence de ce type d'élément a un impact sur la vitesse de la convergence du calcul. Ventura et al (2005) étudient l'influence de la zone enrichie sur la vitesse de la convergence du calcul. Les auteurs montrent qu'il est possible d'optimiser la vitesse de la convergence du calcul en augmentant la zone enrichie ou en raffinant le maillage dans la zone enrichie.

Vu que les fonctions d'enrichissement (H et F_k) ne sont pas polynomiales, leur intégration numérique dans un élément pose problème. Moës et al (1999) propose de sous découper les éléments enrichis en plusieurs petits triangles. L'intégration numérique dans ces éléments sous découpés est une technique classique. Mais la technique de sous découper les éléments augmente le nombre de points Gauss. Dans un calcul non-linéaire, cela signifie qu'il faut projeter les champs non-linéaires (contraintes, déformations, variables internes...) sur les nouveaux points de Gauss dans les éléments proches de la pointe de fissure. Or un des principaux avantages de la méthode X-FEM est d'éviter la projection des champs, et cette projection à la pointe de fissure est délicate car les champs dans cette zone présentent un gradient particulièrement élevé. Prabel (2007) développe une technique alternative qui permet :

- d'intégrer suffisamment précisément les contributions des fonctions d'enrichissement (H et F_k),
- d'éviter les projections de champs mécaniques non-linéaires, notamment à proximité de la pointe de fissure.

Cette technique consiste à sous découper les éléments non enrichis proches de la pointe de fissure avant qu'ils soient plastifiés. La méthode est illustrée dans la Figure 1-39 : les éléments susceptibles d'être s'enrichis sont sélectionnés et sous découpés quand les champs dans ces éléments sont encore élastiques. Ce découpage peut aussi être considéré comme un raffinement local qui permet de décrire plus précisément les champs en pointe de fissure. L'auteur démontre que cette technique permet une bonne conservation de la masse et de l'énergie. Cette technique alternative est utilisée dans le code Cast3M (2012) notamment : un grand nombre de points de Gauss (64) est disposé de manière régulière dans les éléments XFEM constituant la zone de propagation. Cette dernière doit être définie en début de calcul (contenant les éléments XFEM par opposition au reste de la structure maillée en éléments standards). Ainsi l'intégration est suffisamment précise et aucune projection n'est nécessaire. Cependant, suivant la taille de la zone supposée de propagation (zone en éléments XFEM), le calcul peut être coûteux du fait du grand nombre de points de Gauss.

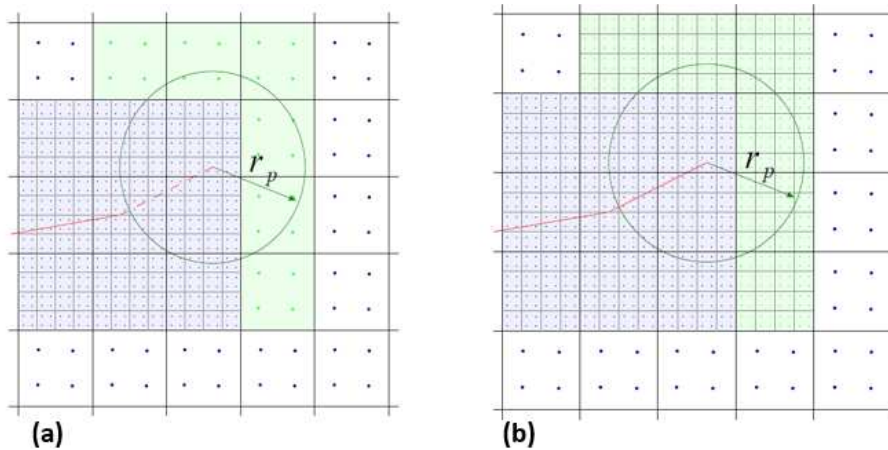


Figure 1-39 : Sous découpage non-conforme. (a) Sélection des éléments à sous découper (en vert). (b) Sous-découpage (Prabel, 2007) .

1.6.5 Conclusion

Pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure, les méthodes suivantes semblent peu adaptées à notre problématique :

- Eléments Finis standards : ce type de méthode nécessite le remaillage pendant la propagation de fissure. Ceci engendre des erreurs numériques pendant la projection des champs sur le nouveau maillage et pendant l'oscillation des lèvres de fissure. Trois méthodes fondées sur les éléments finis standards ont été utilisées pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure :
 - ✓ Relâchement des nœuds,
 - ✓ Endommagement volumique,
 - ✓ Zones cohésives.

Ces méthodes ont montré leur capacité à modéliser la propagation et l'arrêt de fissure. Néanmoins, elles sont limitées à des trajectoires rectilignes ou des trajectoires connues car la fissure doit suivre le bord du maillage.

- Eléments frontières : cette méthode est limitée pour résoudre les problèmes non-linéaires.
- Sans maillage : cette méthode manque encore de support théorique et de preuves mathématiques rigoureuses.

Pour modéliser des trajectoires de fissure complexes ou inconnues, la méthode des éléments étendus (X-FEM) semble une solution la plus adaptée. Elle présente les avantages suivants :

- La fissure est indépendante du maillage d'éprouvette. Il est donc possible de modéliser une fissure irrégulière avec un maillage de l'éprouvette assez simple. Le remaillage n'est pas nécessaire pendant la propagation de fissure, nous pouvons donc réduire le temps de calcul et éviter tous les problèmes liés au remaillage.
- Par rapport à la méthode des éléments frontières, la méthode X-FEM est applicable pour les problèmes non-linéaires et pour les matériaux non-homogènes.

1.7 Conclusion du chapitre

Cette étude bibliographique avait pour but de revoir les différents aspects de la propagation et de l'arrêt de fissure de clivage dans les aciers principalement. Nous avons présentés les études de plusieurs auteurs qui se sont intéressés au sujet de cette thèse.

Dans un premier temps, nous avons montré l'importance de prendre en compte les effets dynamiques pour analyser la propagation et l'arrêt de fissure en clivage, compte tenu des vitesses élevées que peut atteindre la fissure au cours de propagation. La différence entre une

analyse en statique et une analyse en dynamique augmente avec la vitesse de propagation. De plus, la viscosité du matériau est non-négligeable à ces vitesses de propagation élevées. Il semble donc important de prendre en compte tous ces phénomènes pour modéliser le plus précisément possible la propagation et l'arrêt de fissure.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à un certain nombre de critères et à leur applicabilité à la propagation et l'arrêt de fissure. Nous avons tout d'abord exposé l'approche globale. Ce type de méthode est basé sur un paramètre «global» : la ténacité du matériau ou le taux de restitution d'énergie. Il existe une équivalence entre ces deux paramètres. Le principe du critère global est de comparer le facteur d'intensité de contrainte (statique ou dynamique) à la ténacité du matériau (statique ou dynamique). Cette méthode présente certains inconvénients. Tout d'abord, la ténacité à l'arrêt n'est pas une propriété intrinsèque au matériau car elle dépend de la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de propagation. Dans la pratique, les valeurs de ténacité à l'arrêt sont obtenues à partir d'analyses élastiques-statiques et ce type d'analyse est fortement discutable car il néglige les effets dynamiques pendant la propagation de fissure. Ensuite, il est difficile d'évaluer simplement ou analytiquement le facteur d'intensité de contrainte en dynamique. Ce type de méthode est donc difficile à mettre en œuvre.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux approches locales. Les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure ne sont pas les mêmes qu'à l'amorçage. Pour cette raison, les modèles initialement établis à l'amorçage, comme le modèle RKR et le modèle de Beremin, ne sont pas directement transférables pour prédire la ténacité à l'arrêt. De ce fait, plusieurs auteurs ont développé des critères locaux spécialement dédiés à la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure. Tous ces critères sont basés sur le même principe : la contrainte principale maximale (σ_I) est comparée avec une contrainte critique (σ_{Ic}) à une distance critique (r_c) devant la pointe de fissure. Ce type de critère permet de prendre en compte les principaux mécanismes physiques de la propagation et de l'arrêt de fissure, notamment les effets liés aux ligaments non rompus en arrière du front de fissure, qui jouent un rôle dissipatif important. Nous pouvons considérer que ces effets dus aux ligaments se retrouvent dans l'expression de la contrainte critique du critère (σ_{Ic}). Comme ces ligaments vont rompre en mode ductile quand les lèvres de la fissure vont s'ouvrir, leur vitesse de déformation plastique peut être élevée pendant la propagation de fissure. Le comportement de ces ligaments va donc suivre la loi viscoplastique de l'acier à haute vitesse et la contrainte critique (σ_{Ic}) augmente avec la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}_p$) pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Ce type d'approche semble a priori proche de la physique et donc appropriée pour la modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure. Nous allons donc adopter cette approche locale pour cette thèse.

Ensuite, nous avons fait une revue sur les explications des phénomènes de bifurcation de fissure. Parmi les éléments analysés, nous retenons que la présence de microfissures à la pointe de fissure peut entraîner une instabilité dans la direction de la propagation. Afin de modéliser numériquement ces phénomènes, il faut introduire une perturbation dans la direction de propagation au début du calcul. Ceci permet de créer numériquement des défauts dans la matière.

Dans un dernier temps, les différentes méthodes numériques permettant de modéliser la propagation de fissure dans la littérature ont été présentées et comparées. La méthode X-FEM présente nombreux avantages pour les applications qui nous intéressent, surtout pour la prédiction de trajectoires non rectilignes et non connues à l'avance. Elle sera donc utilisée pour cette thèse.

Chapitre II

Identification du critère

Sommaire

2	Identification du critère	71
2.1	Introduction	75
2.2	Matériau étudié : l'acier ferritique de la cuve nucléaire 16MND5.....	75
2.2.1	Composition chimique et traitement thermique	75
2.2.2	Comportement du matériau 16MND5.....	76
2.3	Essais de rupture sur les éprouvettes CT25	79
2.3.1	Description des essais.....	80
2.3.2	Résultats expérimentaux	81
2.4	Analyse fractographique sur des coupes transversales.....	85
2.5	Optimisation de la méthode numérique pour la propagation dynamique de fissure .	91
2.5.1	Présentation de la méthode numérique en 2D	91
2.5.2	Choix de la taille de maille.....	94
2.5.3	Choix de la distance critique du critère	95
2.5.4	Influence de la discrétisation.....	96
2.6	Identification du critère	98
2.6.1	Extraction des paramètres du calcul.....	99
2.6.2	Modélisation d'un essai à -125°C	100
2.6.3	Résultats de l'identification du critère en 2D.....	104
2.6.4	Résultats de l'identification du critère en 3D.....	107
2.7	Conclusion.....	110

2.1 Introduction

Afin de prédire la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP, nous reprenons la formulation du critère en contrainte critique initialement proposé par Prabel (2007) et élargissons son identification à une gamme de température comprises entre -50°C et -150°C. L'identification du critère est basée sur l'interprétation des essais isothermes sur les éprouvettes CT25. Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord le matériau utilisé pour cette étude : l'acier ferritique 16MND5. Les essais sur CT25 et les analyses sur les coupes transversales sont ensuite présentés. Dans la partie sur la modélisation, nous optimisons d'abord les paramètres de la méthode numérique : la taille de maille, l'incrément temporel et la manière d'extraire la contrainte critique. Les modélisations sont effectuées en 2D ainsi qu'en 3D. Le critère de propagation et d'arrêt de fissure est établi à partir des résultats de ces modélisations.

2.2 Matériau étudié : l'acier ferritique de la cuve nucléaire 16MND5

2.2.1 Composition chimique et traitement thermique

Le matériau utilisé pour cette étude est un acier de cuve faiblement allié à bas taux de carbone: 16MND5 forgé. Ses principaux éléments constitutifs sont le carbone (0,16 % en masse), le manganèse (1,35% en masse), le nickel et le molybdène (Figure 2-1). La composition chimique est détaillée dans le Tableau 2-1.

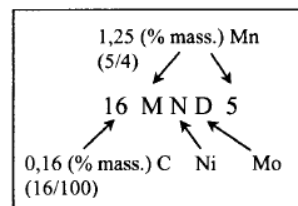


Figure 2-1 : Nomenclature AFNOR (HAUSILD 2002)

C	S	P	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	Co	Al
0,16	0,005	0,006	0,19	1,35	0,74	0,18	0,51	0,07	0,01	0,021

Tableau 2-1 : Composition chimique de l'acier 16MND5

Ce matériau provient d'une débouchure de virole porte tubulaire de la cuve du réacteur à eau pressurisée (REP) français (correspondant au code matériau LISN 520). Il a subi un traitement thermique constitué par :

- Deux austénitisations 4h40/865°C-895°C, trempe à l'eau
- Revenu 7h30/630°C-645°C (+8h/610°C traitement de dimensionnement)

La microstructure de ce type d'acier est étudiée par plusieurs auteurs : (Renevey, 1998) (Libert, 2007), (Haušild, 2002) (Naamane, 2008). C'est principalement de la bainite revenue inférieure. Les caractéristiques microstructurales sont présentées dans le Tableau 2-2.

Fraction de ferrite en latte	~ 60-70%
Epaisseur de latte	~ 1-2 μ
Taille de paquet de lattes (méthode d'intersection)	~ 10 μ (~4-5 lattes)
Taille des anciens grains austénitiques (γ)	~ 30-40 μ (~ 5-6 paquets)

Tableau 2-2 : Analyse microstructurale de l'acier 16MND5 (Haušild, 2002)

Le prélèvement des éprouvettes est effectué de manière à les solliciter dans le sens circonférentiel de la cuve d'origine, et à faire propager la fissure dans la direction de l'épaisseur.

2.2.2 Comportement du matériau 16MND5

2.2.2.1 Comportement mécanique en quasi-statique et à grande vitesse de déformation

La caractérisation du comportement du matériau 16MND5 en traction quasi-statique ont été effectuées sur des éprouvettes lisses au cours d'études antérieures (Chapuliot et al 2000)(Chapuliot et al 2000). Ces essais de traction ont été réalisés pour une gamme de température de -175°C à 20°C au Laboratoire d'Intégrité des Structures et de Normalisation (CEA DEN/DM2S/SEMT). L'ensemble des données est fournis dans l'annexe A.

Comme nous l'avons déjà signalé dans la recherche bibliographique, l'effet de chargement dynamique a un impact important sur la réponse du matériau. La vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure augmente avec la vitesse de fissuration. Afin de modéliser la propagation de fissure en dynamique, il faut identifier la loi de comportement du 16MND5 à différentes vitesses de déformation plastique. La loi proposée par Cowper-Symonds en 1957 est l'une des lois les plus simples qui prend en compte les effets de la vitesse de déformation plastique. La forme de cette loi est présentée dans l'Équation 2-1 : la contrainte dynamique est le produit de la contrainte statique et d'une fonction de puissance de la vitesse de déformation plastique. La dépendance de la contrainte dynamique à la température est reflétée à travers la contrainte statique, il n'y donc pas de dépendance explicite à la température. D et p sont des paramètres de la viscosité du matériau à identifier par les expériences.

$$\sigma_{dyn}(\varepsilon_{pl}, \dot{\varepsilon}_{pl}, T) = \sigma_{stat}(\varepsilon_{pl}, T) \left[1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{pl}}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \quad \text{Équation 2-1}$$

Les essais de compression dynamique sur des barres d'Hopkinson permettent d'identifier la loi de Cowper-Symonds. Rossoll (1998) propose un couple ($D = 10^8 \text{ s}^{-1}, p = 12$) pour caractériser le comportement dynamique de l'acier 16MND5. Deux campagnes d'essais sur ce même type de l'acier, ont été effectuées au cours des deux thèses au LISN(CEA) (Prabel 2007)(Bousquet 2012). Ces essais ont été réalisés par le Laboratoire de Mécanique du Solide de l'école Polytechnique (Gary 2005)(Gary 2006). Les essais sont sur une gamme de vitesse de déformation plastique de 0 à 10^4 s^{-1} , et sur une gamme de température de -175°C à 25°C. Bousquet identifie la loi en s'appuyant sur les résultats expérimentaux pour les déformations plastiques de 2%, 5% et 10%. L'auteur montre qu'il est impossible d'identifier un unique couple de paramètres (D, p) pour toutes les températures, il identifie donc un couple distinct à chaque température de -150°C à -50°C (Tableau 2-3).

T°C	D (s ⁻¹)	p
-150	500 000	4.2
-125	31 000	6
-100	34 000	6.5
-75	16 000	7.2
-50	45 000	5.6

Tableau 2-3 : Couple (D, p) de la loi de Cowper-Symonds identifié à chaque température pour l'acier 16MND5 (Bousquet, 2013)

Les lois identifiées par Bousquet à trois différentes températures (-100°C , -125°C et -150°C) sont illustrées dans la Figure 2-2. Elles sont comparées aux expériences. Nous remarquons qu'à -125°C et à -100°C , ces lois correspondent aux courbes expérimentales à faible déformation plastique ($< 5\%$). Par contre, l'écart est non négligeable entre ces modèles et les expériences à -150°C .

Cependant, les couples (D, p) obtenus par Bousquet n'ont pas de sens physique, car l'évolution de ces paramètres en fonction de la température n'est pas monotone. Ils visent juste à reproduire au mieux l'effet de la vitesse de déformation à la température considérée. Comme l'auteur travaille uniquement sur les essais isothermes, ces identifications distinctes ne sont donc pas problématiques pour ses travaux. Cependant, ces paramètres ne sont pas applicables pour les études des essais anisothermes (essai de choc thermique par exemple).

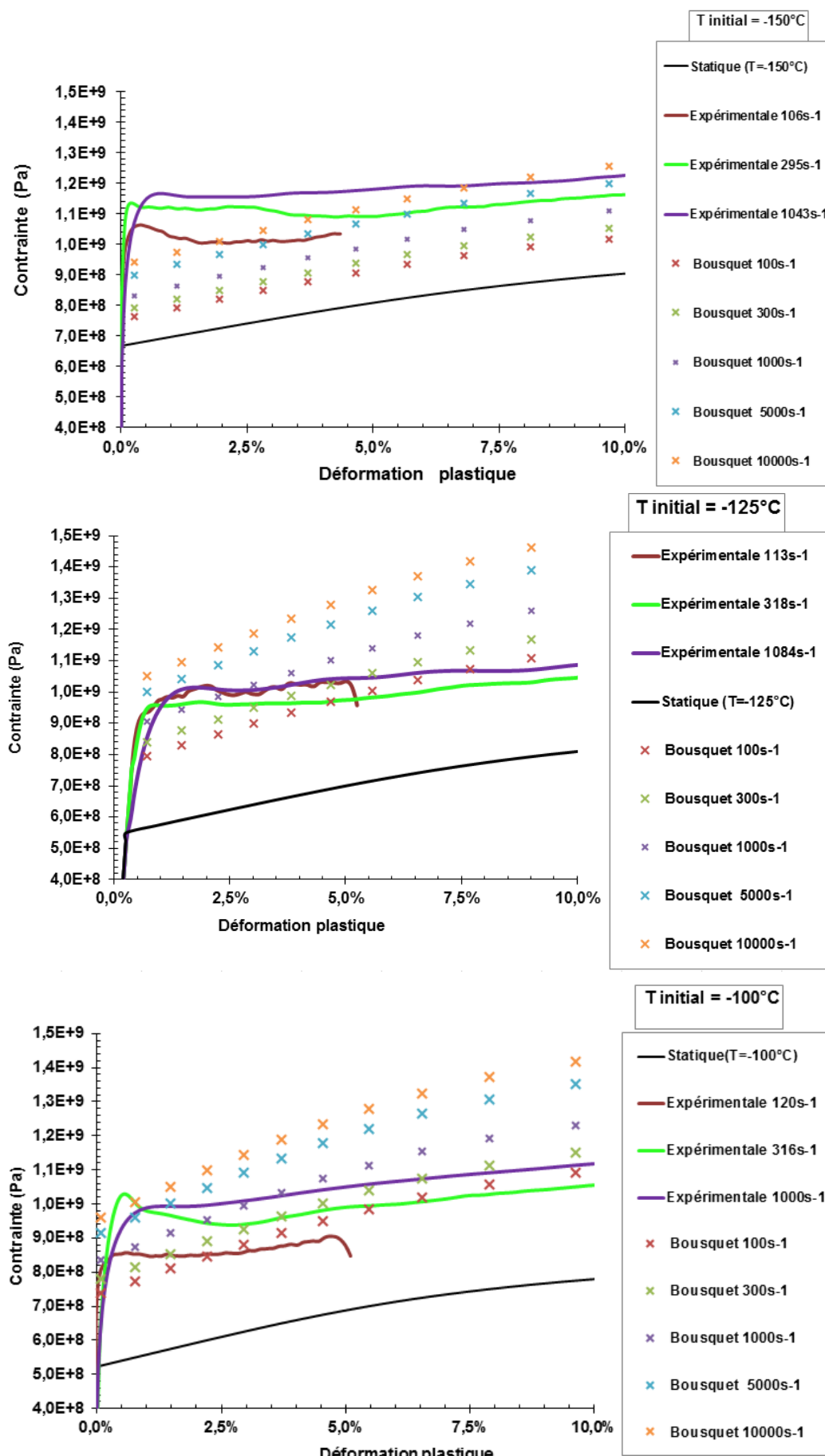


Figure 2-2 : Comparaison avec l'expérience des lois de Cowper-Symonds identifiées par Bousquet pour l'acier 16MND5 à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C

2.2.2.2 Propriétés physiques

Les paramètres nécessaires pour tester le chargement thermique de l'acier 16MND5 sont la capacité calorifique (C_p), la conductivité (K) et le coefficient de dilatation thermique (α). Ils ont été mesurés à basse température jusqu'à -150°C . Le Tableau 2-4 présente les données de C_p et K utilisées par Reytier et al (2006) pour les modélisations des essais de choc thermique, les auteurs ont extrapolé linéairement les mesures jusqu'à -175°C à partir des données entre 0°C et -150°C . La Figure 2-3 nous montre l'évolution du coefficient de dilatation thermique en fonction de la température. L'ensemble de ces données est fourni dans l'annexe A.

Température ($^\circ\text{C}$)	Capacité Calorifique C_p ($\text{J/kg/}^\circ\text{C}$)	Conductivité K ($\text{W/m/}^\circ\text{C}$)
-175°C	275	29
0°C	450	39
100°C	500	39

Tableau 2-4 : Caractéristiques thermiques de l'acier 16MND5 (Reytier et al. 2006)

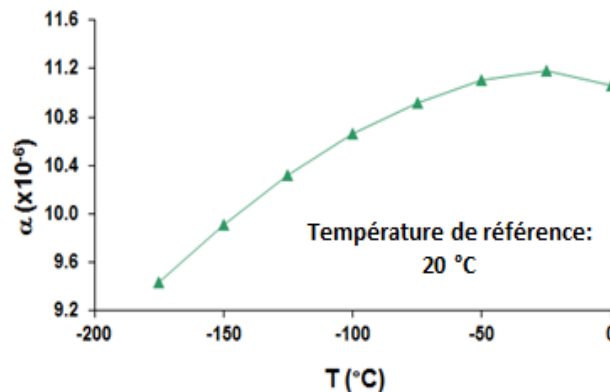


Figure 2-3 : Evolution du coefficient de dilatation thermique α en fonction de la température (Température de référence = 20°C) pour l'acier 16MND5

2.3 Essais de rupture sur les éprouvettes CT25

L'identification du critère est basée sur les essais isothermes sur des éprouvettes CT25. Ce type d'éprouvette est recommandé par la Norme ASME E1820 pour déterminer la ténacité du matériau. Il n'y a pas d'entaille latérale sur ces éprouvettes car la mesure de l'avancée de fissure (jauge à brin ou caméra) exige une surface plate. Les dimensions de l'éprouvette CT25 sont présentées dans la Figure 2-4, la fissure peut se propager pendant environ 25 mm pour rejoindre le bord d'éprouvette si son trajet est rectiligne. 53 essais ont été réalisés sur CT25 au cours de la thèse de Prabel (2007) et de la thèse de Bousquet (2013) à cinq températures différentes : -150°C , -125°C , -100°C , -75°C et -50°C . Le tableau de synthèse de ces essais est fourni en annexe C. L'épaisseur de l'éprouvette varie de 3 mm à 25 mm. La réduction de l'épaisseur de l'éprouvette par rapport à celle indiquée dans la norme (25 mm) a deux objectifs : favoriser la rectitude de front pendant la propagation, et faire varier le niveau de la plasticité à l'amorçage. 11 essais supplémentaires sur CT25 sont réalisés pendant cette thèse. Le but de ces essais supplémentaires est d'une part, d'analyser la propagation des ondes dans l'amarrage et son influence sur la propagation et l'arrêt de fissure, d'autre part, d'observer au MEB les coupes transversales d'éprouvettes. Nous détaillerons ce dernier point dans la partie 2.4.

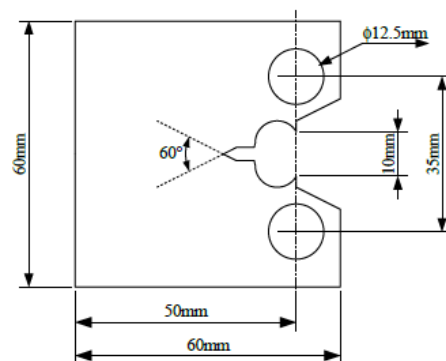


Figure 2-4 : Géométrie de l'éprouvette CT

2.3.1 Description des essais

Le dispositif d'essai est montré dans la Figure 2-5. Les essais sont réalisés, au LISN, sur une machine INSTRON servo-hydraulique de 500 kN. Cette machine est équipée d'une enceinte thermique permettant le refroidissement de l'éprouvette par injection d'azote. Trois thermocouples de type K sont soudés sur l'éprouvette afin de contrôler la température. Nous avons aussi un clip gage (Instron 632-03F-31 n°12055412 Base 6mm) pour la mesure d'ouverture de la fissure. Nous disposons aussi d'une caméra rapide (Phantom V710) pour suivre la propagation et l'arrêt de fissure.

Afin de capter la propagation des ondes dans le montage, nous disposons deux jauges de déformation (Vishay WK-06-125AD-350Ω) pendant l'essai. En effet, le passage des ondes dans le montage génère une déformation sur les composants mécaniques. Une jauge est collée sur la goupille (Figure 2-5 (c)), une autre est collée sur l'amarrage. Cette dernière est juste au-dessous de la cellule de force. La distance entre les deux jauges est environ 0,7 m.

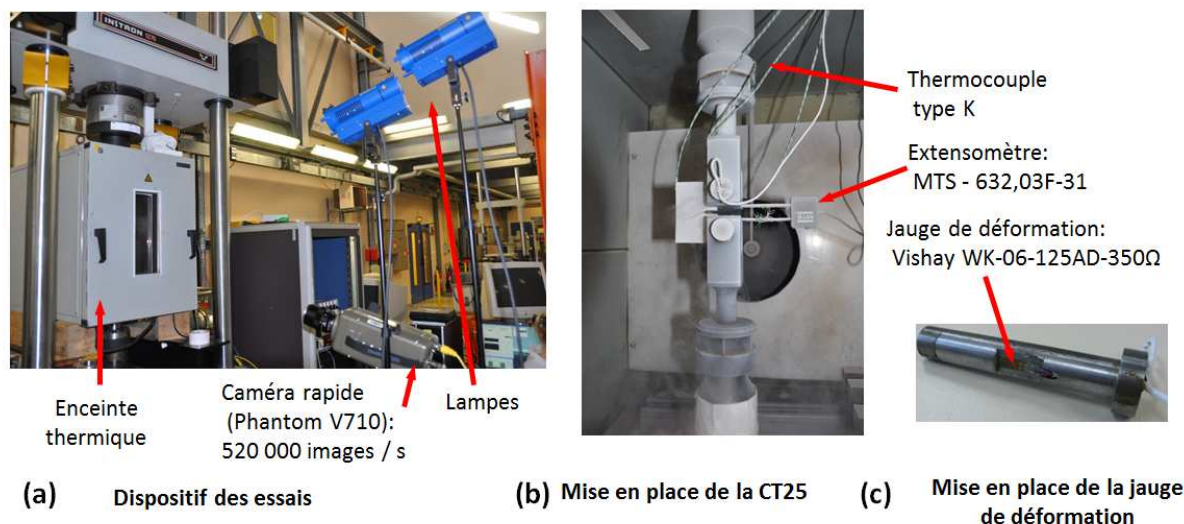


Figure 2-5 : Dispositif pour les essais sur CT25

Avant les essais, les éprouvettes sont pré-fissurées par fatigue afin de créer une vraie fissure à partir de l'entaille usinée. Cette opération est effectuée à température ambiante. L'amplitude de charge ΔK diminue de 25 à 12 $MPa\sqrt{m}$ pendant la procédure afin de minimiser la plasticité en pointe de fissure. Une pré-fissure de l'ordre de 2mm à 4mm est réalisée sur les dix éprouvettes.

Une force de 0,5 kN en traction est imposée sur l'éprouvette au cours de refroidissement afin d'éviter toute augmentation de l'effort dû à la rétraction de l'éprouvette. La vitesse de refroidissement est réglée à $-3^{\circ}C/min$ pour atteindre la température d'essai. Une fois cette

température atteinte, nous la laissons se stabiliser pendant plus de 30 minutes avant de réaliser l'essai.

La mise en charge de l'essai de traction est pilotée à partir du Logiciel de MTS. Le vérin se déplace de $2 \mu\text{m/s}$ jusqu'à l'amorçage, ce déplacement est maintenu une fois que la cellule de force détecte une chute de force. Le déplacement du vérin ainsi que la force et l'ouverture de l'éprouvette sont enregistrés pendant la mise en charge.

La propagation et l'arrêt de fissure sont suivis par la caméra rapide. La vitesse d'acquisition est de $520\,000 \text{ i/s}$, soit $1,9 \mu\text{s}$ entre deux images successives. La résolution de 256×32 pixels est choisie. La fissure se propage de $1,15 \text{ mm}$ entre deux images quand la vitesse de propagation est de 600 m/s .

Les signaux des deux jauges de déformations sont enregistrés au cours de l'essai à l'aide d'un PC équipé de cartes d'acquisition rapide. La Figure 2-6 montre le schéma de l'acquisition rapide pendant l'essai : le signal de force est envoyé par le PC de pilotage à une latence d'environ $100\mu\text{s}$. Les signaux des jauges sont enregistrés à une fréquence de 30MHz .

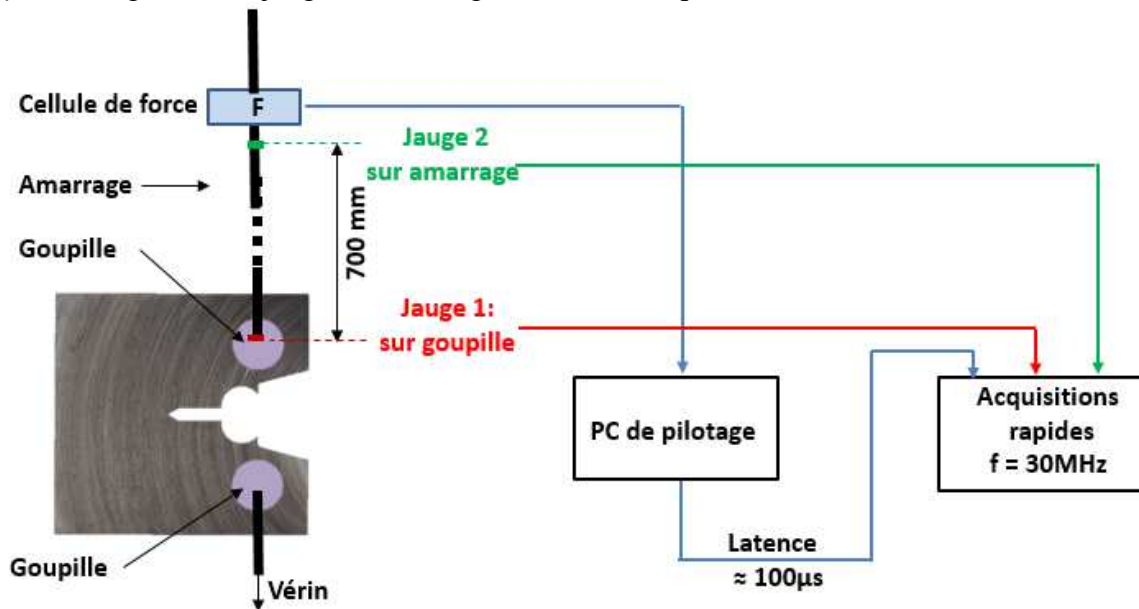


Figure 2-6 : Schéma de l'acquisition rapide

2.3.2 Résultats expérimentaux

2.3.2.1 Trajet de fissure

Nous pouvons distinguer deux types de trajets de fissure illustrés dans la Figure 2-7.

- Trajet de fissure rectiligne (Figure 2-7 (a)) : la fissure se propage dans le plan de symétrie de l'éprouvette.
- Trajet de fissure branché (Figure 2-7 (b)) : la fissure se divise en deux ou plusieurs branches juste après l'amorçage. L'angle de branchement est compris entre 35° et 45° . Les branches sont en compétition pour se propager, il n'y a souvent qu'une branche qui rejoint le bord libre de l'éprouvette, l'autre s'arrête avant.

Dans cette partie du mémoire concernant l'identification du critère, nous nous intéressons uniquement aux trajets de fissure rectilignes.

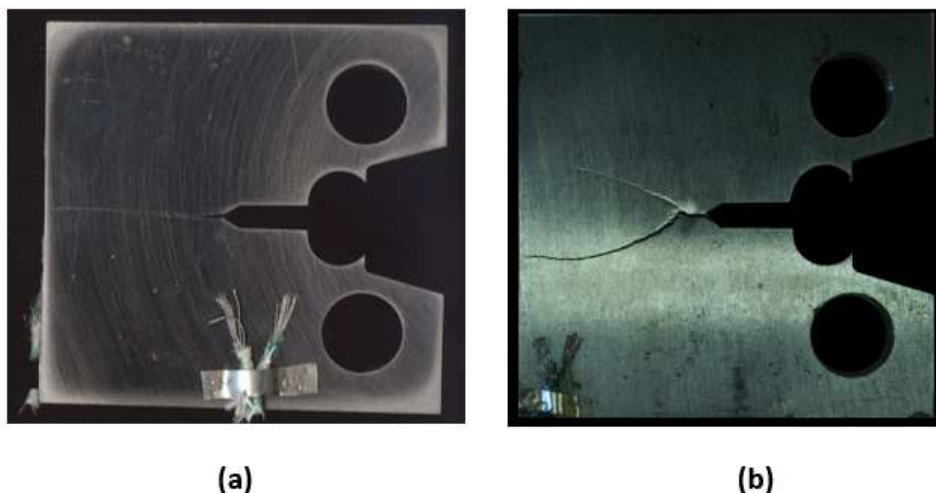


Figure 2-7 : (a) Trajet de fissure rectiligne (520HO3B, -150°C). (b) Trajet de fissure branchée (520HO3E, -125°C)

2.3.2.2 Données à l’amorçage

Les données expérimentales relatives à l’amorçage et le trajet de fissure des essais réalisés lors de cette thèse sont résumées dans le Tableau 2-5. Il faut signaler que les valeurs de la longueur de pré-fissure dans le tableau sont estimées à partir de la mesure de la complaisance élastique étant donné que les éprouvettes n’ont pas été ouvertes après l’essai afin de réaliser les observations au MEB sur les coupes transversales. Les trajets de fissures sont rectiligne pour les deux éprouvettes d’épaisseur de 10mm à -150°C et pour une éprouvette d’épaisseur 25mm à -125°C. Les fissures sont branchées sur le reste des huit éprouvettes à -125°C et à -100°C.

n° essai LISN	éprouvette	épaisseur B (mm)	a ₀ (mm)	Température (°C)	ouverture à rupture (mm)	force à rupture (kN)	K _J (MPaVm)	Branchement (Oui/non)
13-028	520HO3A	10	24	-150	0,28	16,28	68,6	Non
13-029	520HO3B	10	24	-150	0,28	16,6	68,6	Non
13-030	520HO3C	10	24	-125	0,5	25,45	109,97	oui
13-031	520HO3D	10	24	-125	0,376	20,79	89,3	oui
13-032	520HO3E	10	24	-125	0,634	28,45	137,91	oui
13-033	520HO3F	10	26	-125	0,987	27,6	195,08	oui
13-034	520HO3G	10	26	-125	0,6	23,15	133,3	oui
13-035	520HO3H	10	27	-125	0,484	19,38	99,28	oui
13-036	520HO3I	10	27	-125	0,567	20,21	116,92	oui
13-039	520HO3L	10	24	-100	2,389	33,6	391,43	oui
	520RZX	25	27,3	-125	0,303	33,04	70,82	Non

Tableau 2-5 : Condition d’essais et résultats obtenus sur les essais CT25

Nous remarquons aussi une forte dispersion de la ténacité à l’amorçage (K_J). Ceci est bien connu pour les aciers de cuves dans le domaine de la transition. Elle peut être expliquée par l’aspect statistique lié à la distribution spatiale de défauts dans la matrice. Le branchement de fissure se produit quand la valeur de K_J est élevée.

2.3.2.3 Vitesse de propagation

L’avancée de fissure et la vitesse de propagation sont assez reproductibles pour les différents essais comme le montrent les figures de l’annexe C. La Figure 2-8 montre les résultats sur un

essai à -150°C (520HO3A). La propagation de fissure dure environ $50 \mu\text{s}$. Nous pouvons distinguer trois niveaux de vitesse de propagation. La propagation débute avec une vitesse élevée, la vitesse maximale atteint 1200 m/s . Ensuite, la fissure se propage avec une vitesse relativement constante jusqu'à quelques millimètres précédant le bord d'éprouvette, la vitesse moyenne sur cette phase est autour de 600 m/s . A la fin, la fissure décélère jusqu'au bord d'éprouvette, la vitesse moyenne sur cette phase est autour de 200 m/s .

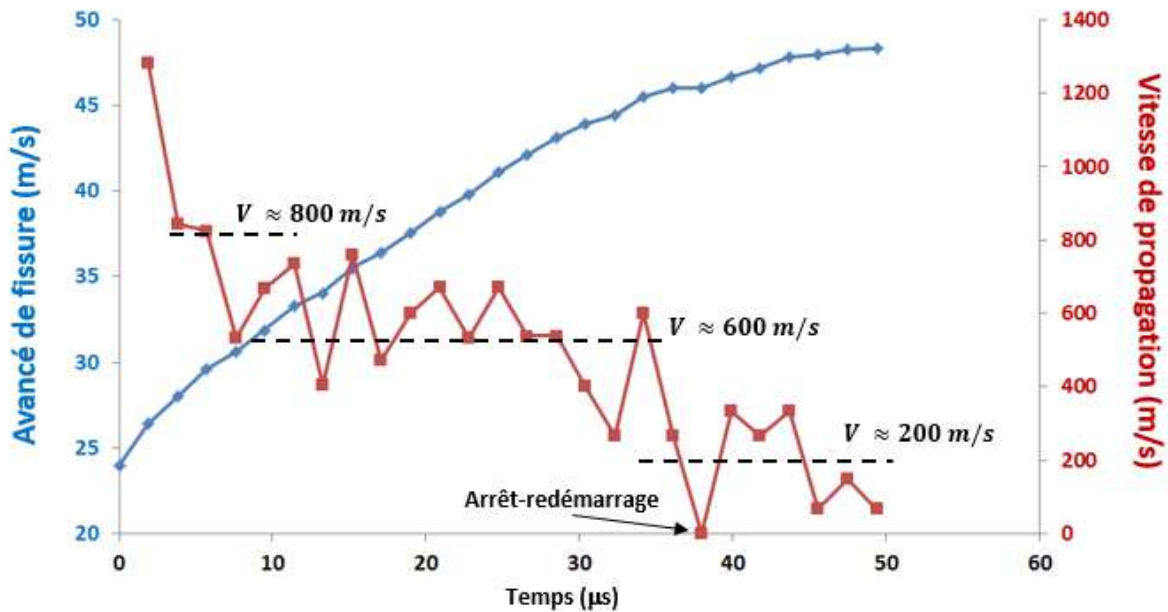


Figure 2-8 : Avancée de fissure (en bleu) et vitesse de propagation (en rouge) pour un essai à -150°C (520HO3A)

Sur certains essais comme e 520HO3A présenté ici, la première vitesse de propagation mesurée par la caméra rapide atteint 1200 m/s . Cette vitesse n'est pas fondée physiquement. Comme nous avons signalé dans la recherche bibliographique, la vitesse de propagation observée n'excède pas $0,34 c_r$, soit 1017 m/s pour notre acier 16MND5. La Figure 2-9, issue de la thèse de Bousquet (2013), donne une explication pour cette vitesse élevée enregistrée par la caméra rapide à l'amorçage. En effet, sur ces éprouvettes, le site d'amorçage se trouve au cœur de l'éprouvette. La fissure se propage ensuite dans de multiples directions à partir de ce site. Elle se propage à la fois dans le sens de propagation rectiligne et dans la direction pour rejoindre les surfaces d'éprouvette. La caméra rapide filme la surface de l'éprouvette. Au premier pas d'enregistrement, il existe donc une différence entre l'avancée de fissure réelle ($\Delta a_{\text{réel}}$) et l'avancée de fissure apparente ($\Delta a_{\text{apparent}}$) mesurée par la caméra rapide. Il existe une relation entre ces deux valeurs :

$$\Delta a_{\text{réel}} = \Delta a_{\text{apparent}} \cos \alpha \quad \text{Équation 2-2}$$

La relation entre la vitesse apparente mesurée par la caméra rapide et la vitesse réelle est :

$$V_{\text{réel}} = V_{\text{apparent}} \cos \alpha \quad \text{Équation 2-3}$$

La vitesse à l'amorçage mesurée par la caméra (V_{apparent}) est d'environ 1200 m/s , si $\alpha = 35^{\circ}$, la vitesse réel $V_{\text{réel}}$ à l'amorçage est d'environ 950 m/s . Sur l'ensemble des autres essais, la vitesse mesurée à l'amorçage est compris entre 700 et 1000 m/s , ce qui est inférieure à $0,3c_r$ ($c_r = 2993 \text{ m/s}$ pour l'acier).

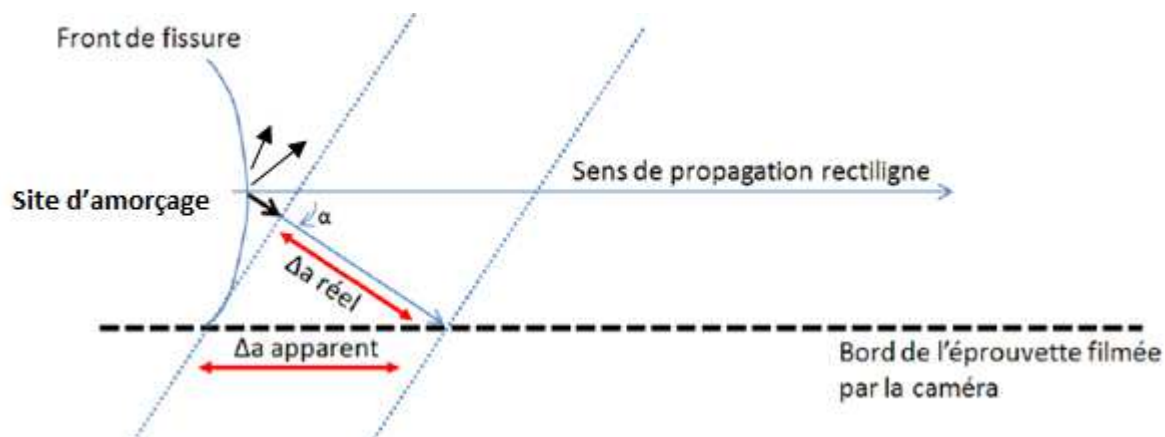


Figure 2-9 : Origine de la vitesse apparente élevée enregistrée par la caméra rapide à l'amorçage

2.3.2.4 Propagation des ondes dans le montage

La Figure 2-10 montre les résultats enregistrés par l'acquisition rapide pendant la propagation de fissure : la déformation de la jauge sur la goupille, la déformation de la jauge sur l'amarrage et la force. Le signal de la force présente une forme d'escalier à cause de la basse fréquence d'acquisition envoyée du PC de pilotage vers le PC d'acquisition rapide. Il est donc difficile de définir l'instant de l'amorçage. En effet, l'acquisition est réalisée en continu pendant un essai, mais l'enregistrement des signaux est déclenchée quand la cellule de force détecte une chute, la mémoire du disque permet d'enregistrer 2,5ms avant et 2,5ms après le déclenchement. De ce fait, le temps $t = 0s$ ne correspond pas à l'amorçage. C'est la jauge sur la goupille qui détecte les ondes émises à la pointe de fissure en premier car elle est plus proche de la fissure. La Figure 2-10(b) montre que la déformation de la jauge sur la goupille chute en premier lorsque les ondes arrivent sur elle. Ensuite, les ondes continuent à se propager vers la cellule de force. La jauge sur l'amarrage, placée juste au-dessous de la cellule de force détecte le passage des ondes environ $78 \mu s$ après le passage des ondes sur la goupille alors que la propagation de fissure sur une CT25 dure environ $50 \mu s$, c'est-à-dire que la cellule de force détecte l'amorçage de fissure après l'arrêt de fissure. Le retour des ondes du montage d'essai n'a donc pas d'influence sur la propagation et l'arrêt de fissure. La force mesurée reste constante pendant la propagation de fissure.

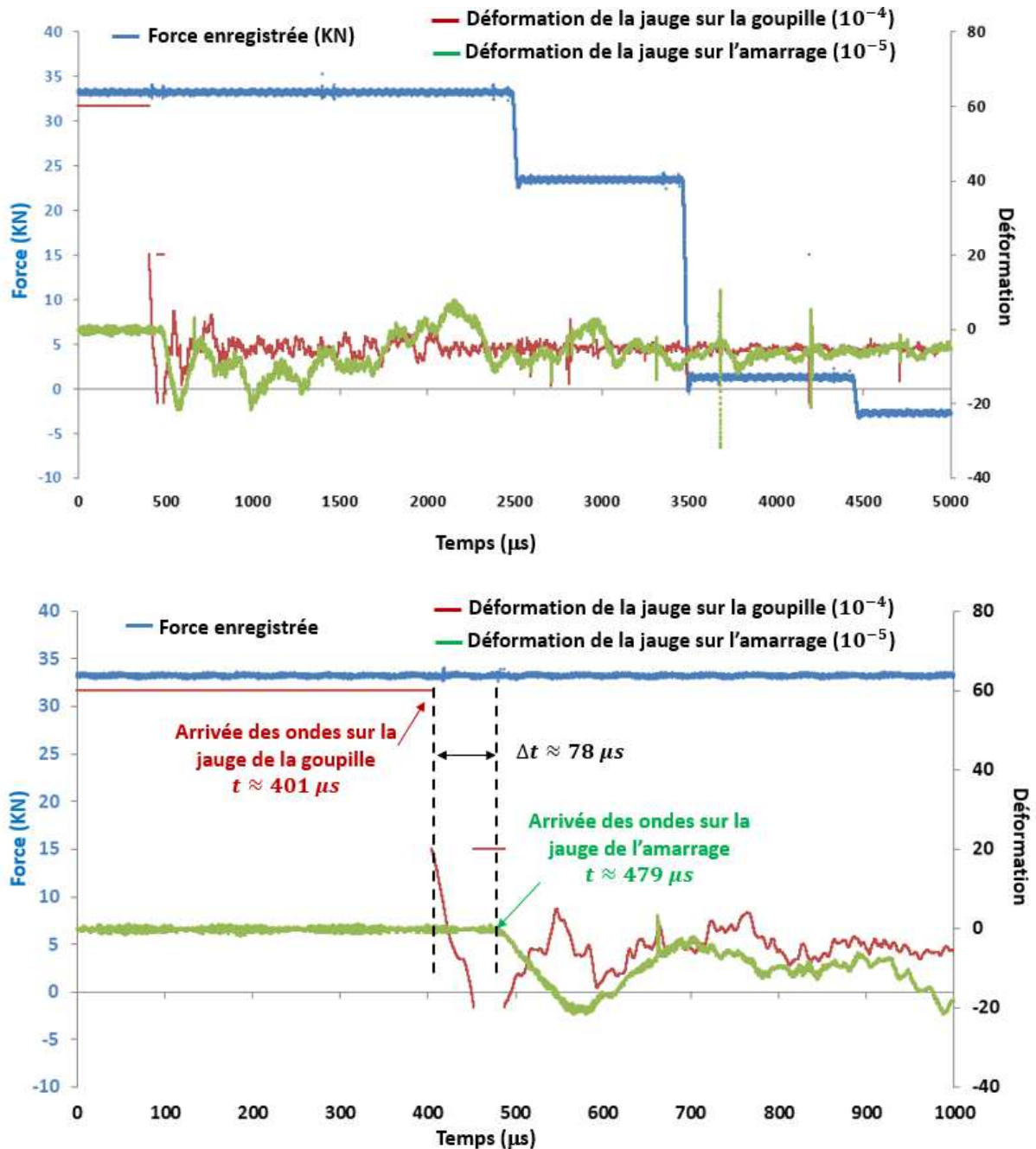


Figure 2-10 : Sorties de l'acquisition rapide : la force de la cellule, la déformation de la jauge sur la goupille et la déformation de la jauge sur l'amarrage (520HO3L, -150°C).

2.4 Analyse fractographique sur des coupes transversales

Afin de comprendre les mécanismes de la propagation et de l'arrêt de fissure, deux méthodes sont souvent utilisées pour les analyses fractographiques :

- analyse du faciès de rupture,
- analyse sur des coupes transversales.

Sur les éprouvettes CT25 en acier ferritique, les analyses des faciès de rupture ont été effectuées par plusieurs auteurs (Dahl, 2012) (Bousquet, 2013). En général, trois phases se distinguent pendant la propagation : une phase transitoire juste après l'amorçage, un régime établi sur lequel

la vitesse de propagation est relativement constante ($V \approx 600$ m/s), et une phase d'arrêt ($V \approx 200$ m/s) (Bousquet, 2012). Des marches de cisaillement ont été observées sur le faciès de rupture comme montré dans la Figure 2-11. En effet, pendant la propagation de fissure, les grains les mieux orientés devant le front de fissure sont rompus en premier, les matières entre les grains rompus (appelées ligaments) vont ensuite rompre par cisaillement. Ces ligaments en arrière du front de fissure jouent un rôle important pendant la propagation et l'arrêt de fissure (Bouyne, 1999). Les marches de cisaillement sont parallèles à la direction de propagation. Par la reconstitution 3D du faciès de rupture à l'aide du système confocal (Alicona), Dahl (2012) trouve que la hauteur de marche augmente au cours de la propagation. L'auteur a aussi mis en évidence une augmentation de la hauteur de marches de cisaillement avec la température.

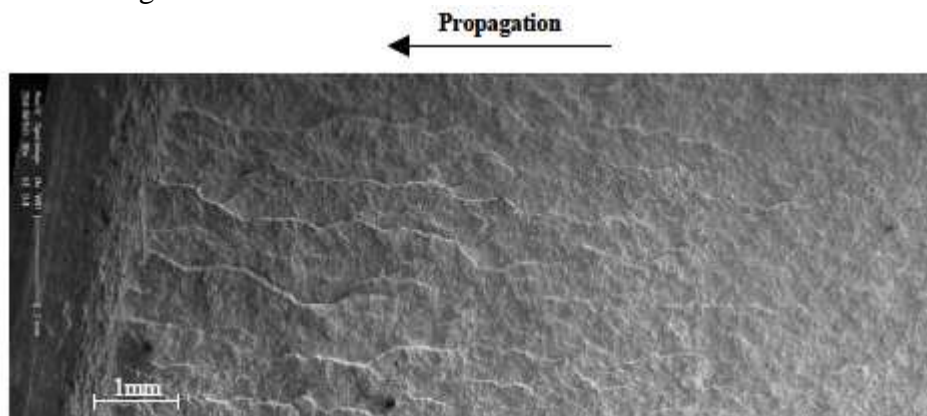


Figure 2-11 : Marches de cisaillement parallèles à la direction de propagation sur l'éprouvette CT 138AB en acier 18MND5 testée à -150°C (Dahl, 2012)

Les ligaments sont plus faciles à observer sur les coupes transversales. Pour cette méthode, l'éprouvette est coupée dans la direction perpendiculaire à la propagation. La Figure 2-12 montre une coupe transversale sur une CT25 à -100°C (520RX-N). Nous remarquons que la fissure principale est formée par plusieurs fissures qui se chevauchent. Afin de mieux comprendre la forme de fissure et les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure, nous réalisons les observations sur des coupes transversales sur deux autres CT à -150°C (520HO3A) et à -75°C (520RY-BC).

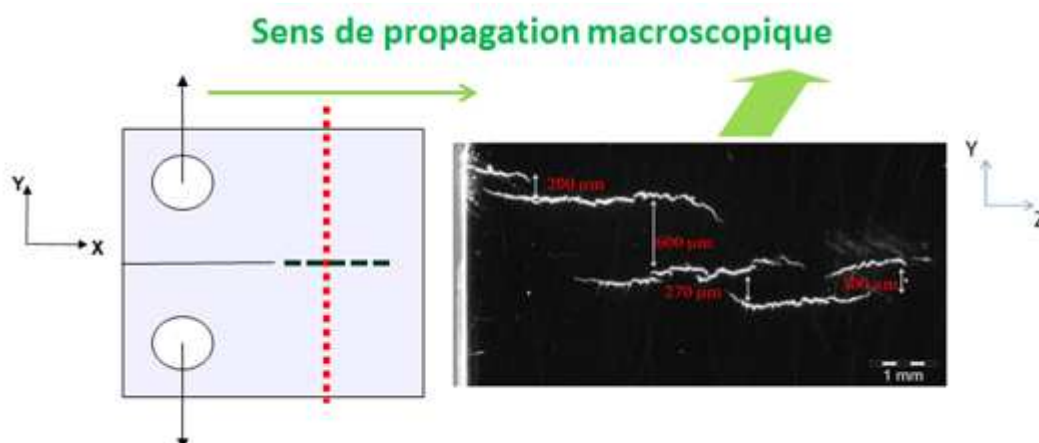


Figure 2-12 : Vu en coupe de l'éprouvette CT 520RX-N en 16MND5 (coupe YZ et propagation selon X) (Bousquet, 2013)

Afin de garder intact les ligaments non-rompus en arrière du front de fissure après la fin d'essai, la post-fissuration n'est pas effectuée. Vu la taille des éprouvettes, une préparation préalable à ce type d'observation est nécessaire. La partie contenant la fissure est d'abord soigneusement découpée dans l'éprouvette. Ensuite, nous effectuons deux coupes perpendiculaires au sens de

propagation : une coupe dans la zone du régime établi, une autre coupe dans la zone d'arrêt établi. La Figure 2-13 montre un exemple des coupes dans 520RY-BC (-75°C, B = 10 mm). D'après la courbe expérimentale de l'avancée de fissure en fonction du temps, nous pouvons distinguer les trois phases de propagation sur l'éprouvette. Par exemple pour la CT 520RY-BC rompue à -75°C, nous sommes dans la phase d'arrêt à 3mm du bord libre de l'éprouvette, et dans le régime établi à 12 mm du bord. Les coupes à observer sont indiquées par la flèche. Ces coupes sont ensuite polies sur une polisseuse, la taille des grains abrasifs descend progressivement jusqu'à 1 μm afin d'observer ces coupes au MEB.

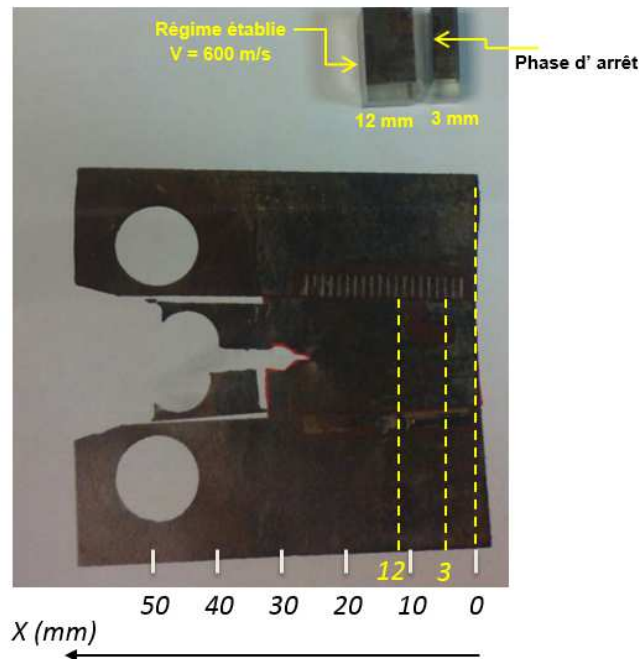


Figure 2-13 : Coupes transversales dans la zone de régime établi et la zone d'arrêt sur 520RY-BC (-75°C).

Nous présentons maintenant les résultats des observations pour deux éprouvettes : 520HO3A (-150°C) et 520RY-BC (-75°C), les épaisseurs de ces deux éprouvettes sont de 10 mm.

La Figure 2-14 montre une coupe transversale de 520HO3A dans le régime établi. La vitesse de propagation à cet endroit est autour de 600 m/s. Nous remarquons que la fissure principale n'est pas sur un plan unique, mais tous les ligaments entre les différents plans sont rompus à cet endroit. Nous remarquons surtout sur cette figure les microfissures de clivage qui bordent la fissure principale (1a, 1b, 1c, 1d). Ces microfissures sont probablement liées à la plasticité du matériau. En effet, si les mécanismes pour l'amorçage en clivage prévalent également pendant la propagation, une zone plastique est créée à la pointe de fissure au cours de la propagation. Par conséquent, plusieurs microfissures sont présentes dans cette zone plastique forte en contrainte. Nous pouvons imaginer que la fissure va se propager pour joindre une de ces microfissures, le reste des microfissures sont donc autour de la fissure principale. Vu le nombre de microfissures à la pointe, si ce scénario est vrai, il doit exister une instabilité dans la direction de propagation. Nous continuerons ce point dans le chapitre VI.

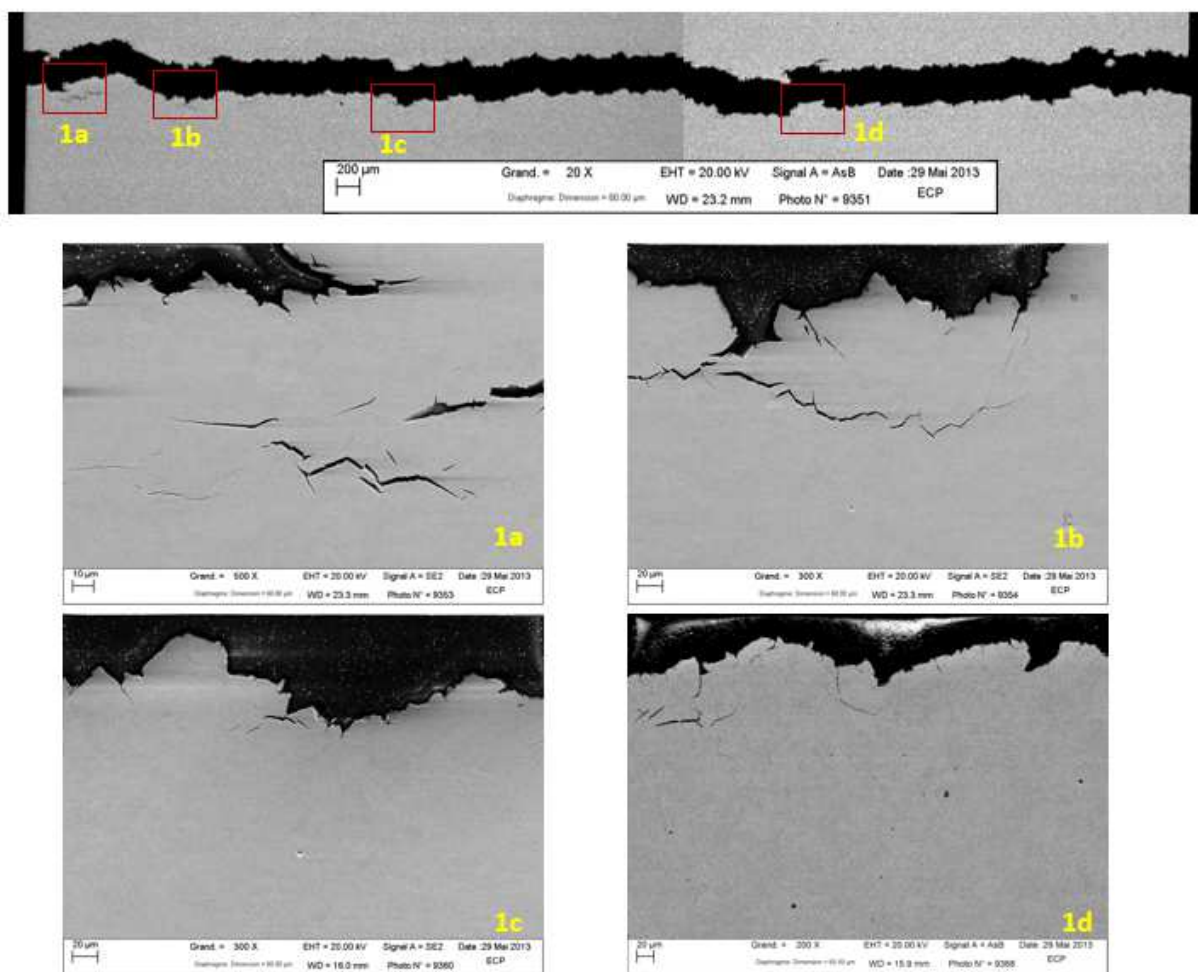


Figure 2-14 : Observation sur la coupe transversale de 520HO3A (-150°C régime établi), mise en évidence des microfissures autour de la fissure principale

La Figure 2-15 nous montre l'observation sur la coupe transversale dans la phase d'arrêt de la même éprouvette (520HO3A, -150°C). Nous remarquons que la fissure principale est formée par plusieurs petites fissures de manière répétitive (fissures a, b, c, d, e, f ... dans la figure). La taille de ces dernières varie entre 0,3 mm et 0,75 mm. Les petites fissures se trouvent dans des plans de propagation différents. Les deux petites fissures successives coalescent quand la hauteur entre leurs plans de propagation est faible. Dans le cas contraire, nous trouvons les ligaments non rompus (entourés par les cadres rouges dans la figure). Nous remarquons dans la Figure 2-15 (2) que les deux fissures ont tendances à se joindre à la manière de « bras croisés » comme indiquée par les flèches. Nous pouvons imaginer que si ces deux fissures se rejoignent de cette manière alors il est possible d'observer une forme de cylindre sur le faciès de rupture à cause du pont de matière entre le chevauchement des deux fissures. Le même phénomène est observé sur la Figure 2-15 (1). Nous remarquons aussi la présence des microfissures qui bordent la fissure principale (Figure 2-15 (1a)). Un site d'amorçage est observé sur le ligament non rompu qui est entre le chevauchement des deux fissures, nous pouvons donc imaginer que les fissures vont se joindre à partir de ce site.

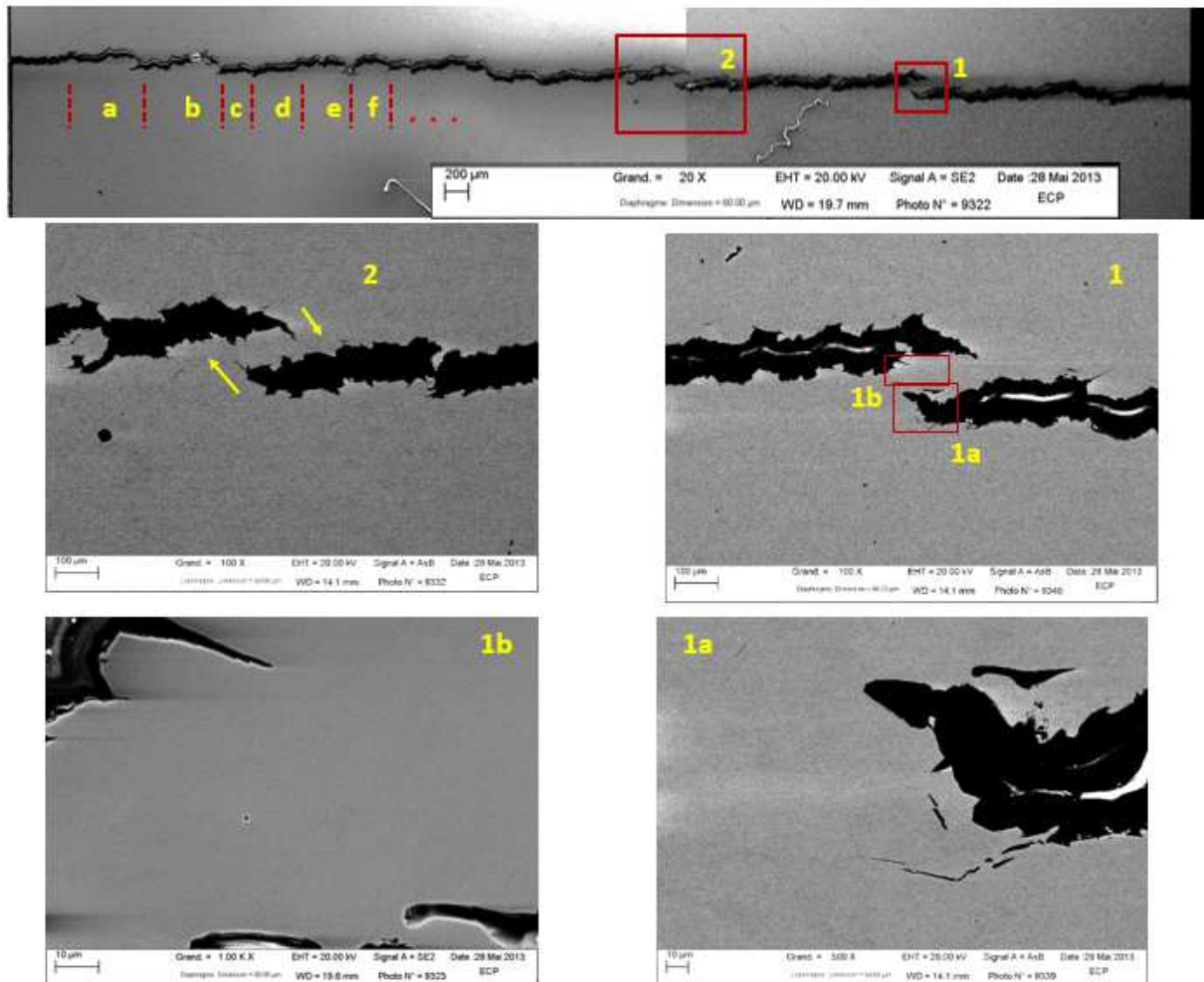


Figure 2-15 : Observation sur la coupe transversale de 520HO3A (-150°C phase d'arrêt)

La Figure 2-16 présente une coupe transversale dans le régime établi d'une éprouvette testée à -75°C (520RY-BC). Nous trouvons des petites fissures isolées à côté de la fissure principale. En effet, le même phénomène a été observé par plusieurs auteurs sur l'acier ferritique (Genty, 1989) (Bouyne, 1999) (Hajjaj, 2006). Bouyne (1999) a effectué des observations sur des coupes successives afin d'étudier la répartition dans l'espace de ce type de petite fissure. L'auteur trouve que la petite fissure est à chaque fois connectée à la fissure principale en amont, elle fait partie d'une branche de déviation locale et forme des ligaments entre elle et la fissure principale. La Figure 2-16(1) montre un zoom sur une petite fissure isolée. Nous remarquons l'interaction entre elle et la fissure principale. L'un des côté du ligament est très déformé Figure 2-16(1b), l'autre côté est déjà rompu Figure 2-16(1a), le mode de rupture est le cisaillement d'après la Figure 2-16(3). Nous trouvons aussi un autre type de petite fissure isolée autour de la fissure principale Figure 2-16(2). Cette dernière n'est pas complètement débouchée, sa forme est complexe. Cela nous laisse penser que cette petite fissure ne dispose pas assez d'énergie pour se propager dans un plan unique, elle cherche localement les chemins les plus faciles. La Figure 2-16(2a) montre un zoom sur une partie de cette petite fissure, nous remarquons que le chemin de fissure forme un hexagone de 50µm, elle est équivalente à la taille d'un ancien grain austénitique. Cela nous laisse penser que la fissure se propage le long du joint de l'ancien grain austénitique. Cette petite fissure s'est arrêtée car nous ne la trouvons plus sur la coupe transversale dans la phase d'arrêt.

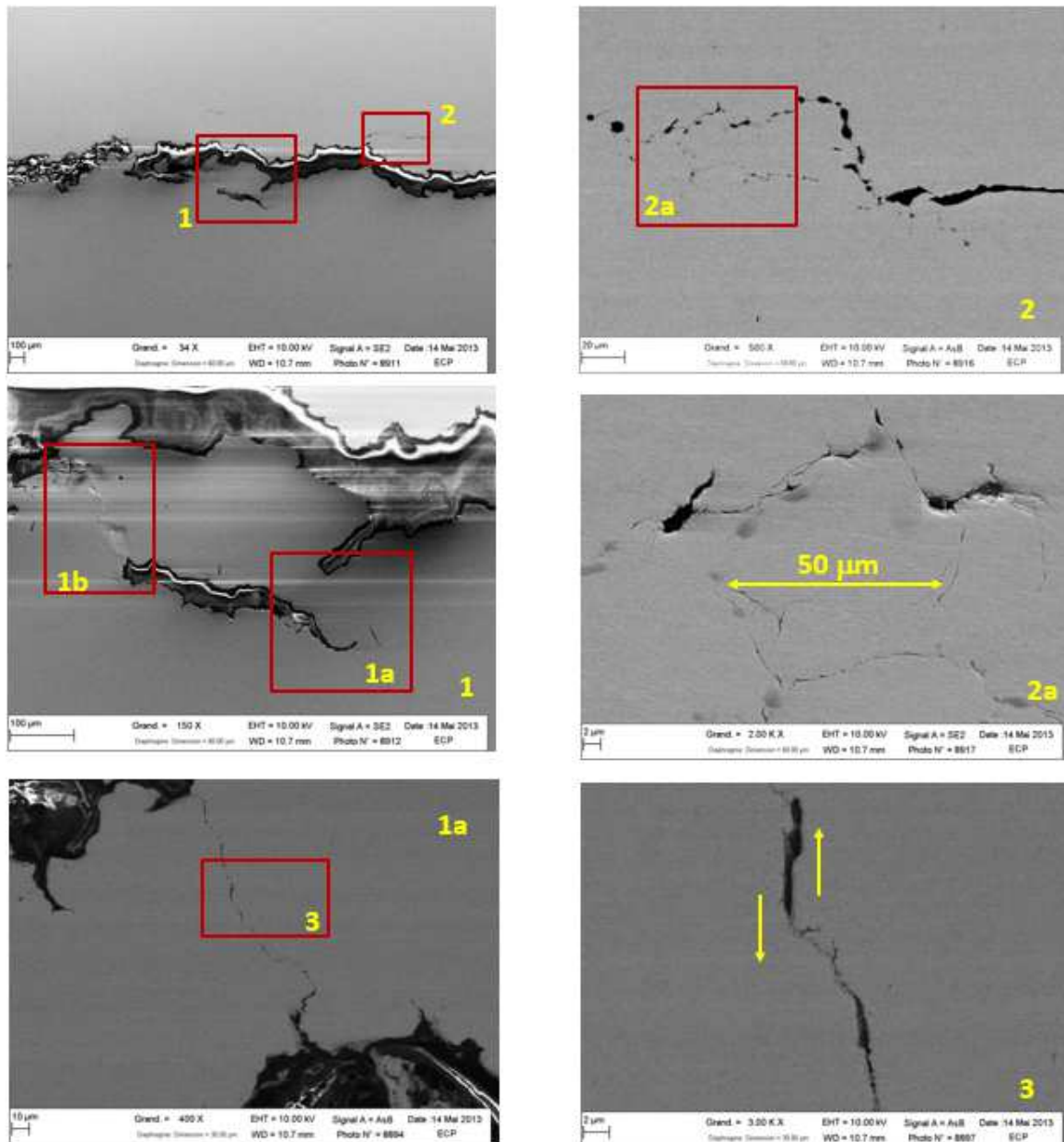


Figure 2-16 : Observation sur la coupe transversale de 520RY-BC (-75°C, régime établi)

La coupe transversale (Figure 2-17) dans la phase d'arrêt de cette même éprouvette testée à -75°C (520RY-BC) se trouve à 3 mm avant le bord libre. La fissure principale n'est pas claire car elle n'est pas débouchée. Sa forme est complexe comme montré dans la Figure 2-17 (c). Cela nous laisse penser que la fissure contourne le joint de grain de l'ancien grain austénitique. Par ailleurs, nous pouvons toujours observer que la fissure est formée par plusieurs petites fissures dans différents plans. La hauteur de marche entre deux plans successifs est autour de 74,7 µm.

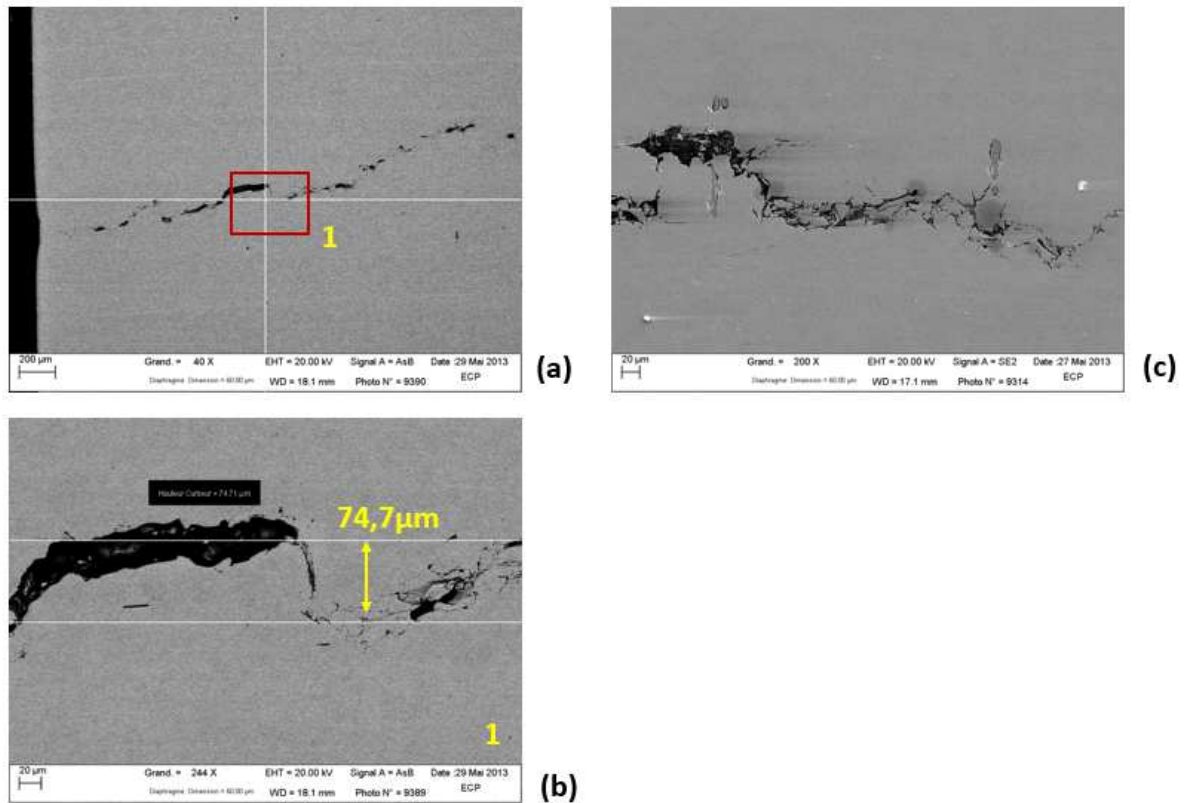


Figure 2-17 : Observation sur la coupe transversale de 520RY-BC (-75°C, phase d'arrêt)

2.5 Optimisation de la méthode numérique pour la propagation dynamique de fissure

Comme nous l'avons vu, le critère de propagation et d'arrêt de fissure utilisé dans cette étude est de type RKR (Équation 2-4) : la fissure se propage quand la contrainte principale maximale (σ_I), à une distance critique (r_c), atteint la contrainte critique (σ_{IC}). Prabel et al (2007) proposent que cette contrainte critique (σ_{IC}) à la distance critique (r_c) dépend de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}_{pl}$). La forme de σ_{IC} est également présentée dans l'Équation 2-4. Les coefficients a et b dans l'équation sont identifiés à partir des simulations numériques des expériences sur CT25.

$$\begin{cases} \sigma_I(r) = \sigma_{IC}(r) & \text{propagation} \\ \sigma_I(r) < \sigma_{IC}(r) & \text{arrêt} \end{cases} \text{ pour } r = r_c \quad \text{Équation 2-4}$$

avec $\sigma_{IC}(r) = \sigma_{stat} (1 + a (\dot{\epsilon}^p)^b)$ pour $r = r_c$

Afin d'identifier ce critère, nous devons d'abord optimiser la méthode numérique utilisée pour les simulations, notamment concernant la taille de maille, la distance critique dans le critère et la méthode de discrétisation.

Les modélisations numériques pour cette étude sont effectuées par la méthode X-FEM sous le logiciel Cast3M. Cette méthode a été implantée dans CAST3M par Prabel (2007).

2.5.1 Présentation de la méthode numérique en 2D

Comme nous avons déjà signalé dans la revue bibliographique, la fissure est indépendante du maillage de l'éprouvette pour la méthode X-FEM. Le remaillage n'est donc pas nécessaire pour modéliser la propagation de fissure. Par conséquent, nous pouvons éviter tous les problèmes

liés au remaillage. Le maillage de l'éprouvette CT25 en 2D est présenté dans la Figure 2-18. Vu que la fissure se propage sur le plan de symétrie de l'éprouvette, seulement une demi-éprouvette est modélisée. Deux types d'éléments sont utilisés dans le maillage de l'éprouvette :

- Eléments X-FEM linéaire sur le trajet de fissure (en couleur rouge). Chaque élément contient 64 points de Gauss. Nous disposons 9 couches d'éléments fins et enrichis afin d'optimiser la vitesse de convergence du calcul.
- Eléments fins standards pour le reste. Il s'agit d'éléments linéaires à 4 nœuds.

Afin d'optimiser la taille des éléments X-FEM, nous testons trois tailles: $(25 \times 25)\mu m^2$, $(50 \times 50)\mu m^2$ et $(100 \times 100)\mu m^2$ comme montrés dans la Figure 2-18.

Seul un quart de goupille est modélisé par un maillage épousant parfaitement le trou de la CT25. Une barre élastique simule la ligne d'amarrage. Ceci permet de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation de fissure. L'une des extrémités de la barre est attachée à la goupille, nous imposons le déplacement sur l'autre extrémité (P_charge). La section de la barre est déduite de la raideur du montage ($K_{montage}$). Dahl (2012) a évalué cette dernière suivant l'Équation 2-5. La raideur du montage est la différence entre les inverses de la raideur totale (K_{totale}) et de la raideur de l'éprouvette ($K_{éprouvette}$). Elle peut être évaluée à partir de la force (F_{test}), du déplacement du vérin (U_{test}) et de l'ouverture de l'éprouvette (Ouv_{test}) enregistrés pendant la mise en charge.

$$\frac{1}{K_{montage}} = \frac{1}{K_{totale}} - \frac{1}{K_{éprouvette}} = \frac{U_{test}}{F_{test}} - \frac{Ouv_{test}}{F_{test}} \quad \text{Équation 2-5}$$

La longueur de la barre correspond à la longueur de l'amarrage du montage : $L = 700$ mm. La section de la barre peut être déduite de la raideur du montage : $s = 1,7 \cdot 10^{-4} m^2$.

L'ouverture de l'éprouvette est calculée sur le point P_COD sur la Figure 2-18.

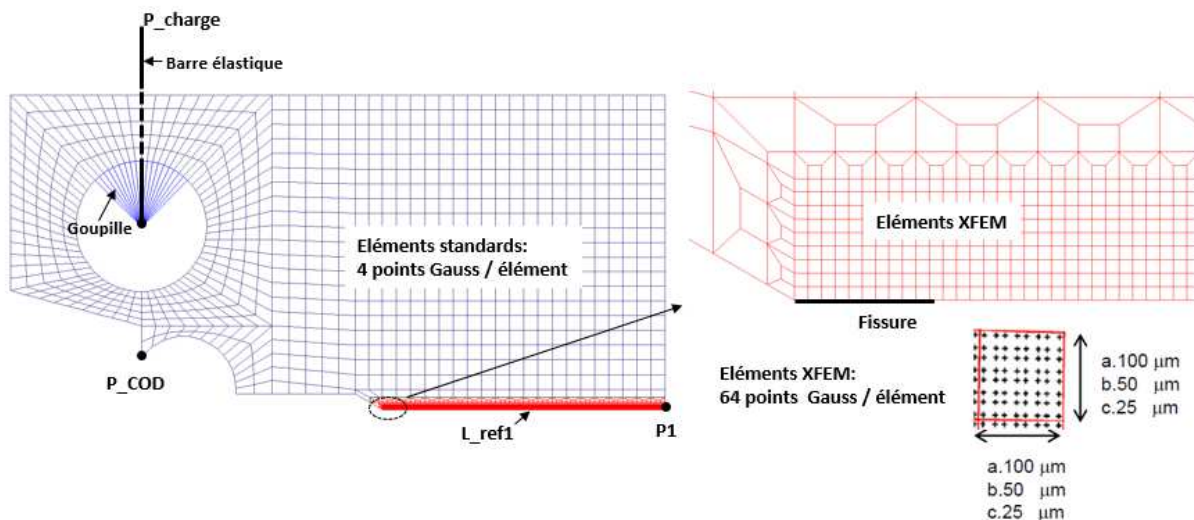


Figure 2-18 : Maillage 2D de la 1/2 section d'une éprouvette CT

Afin de modéliser les conditions de symétrie, les conditions mécaniques aux limites sont les suivantes pour les modélisations en 2D :

- Pour la ligne (L_ref1) sur le plan de symétrie qui est maillé avec des éléments X-FEM, l'approximation du champ de déplacement comporte non seulement les inconnues traditionnelles (U_x , U_y), mais aussi les inconnues correspondant aux fonctions supplémentaires introduites pour la méthode X-FEM : la fonction saut (H) et la base de

fonctions singulières (F_k). Les deux relations suivantes doivent être vérifiées pour tous les nœuds situés sur (L_{ref1}) :

✓ $U_X(+\theta) = U_X(-\theta)$

✓ $U_Y(+\theta) = -U_Y(-\theta)$

Le détail des conditions aux limites est fourni dans l'annexe B.

- Le chargement de l'éprouvette CT25 est effectué en imposant le déplacement U_Y au point P_{charge} de l'extrémité de la barre élastique.
- Pour empêcher un mouvement d'ensemble, le déplacement suivant U_X est bloqué sur un point quelconque de CT25 ($P1$ dans nos calculs).

Nous utilisons la loi de comportement élastoviscoplastique de type Cowper-Symonds pour les modélisations. Ceci permet de prendre en compte la viscosité du matériau pendant la propagation dynamique de fissure. Le détail de cette loi a déjà été présenté dans 2.2.2, nous utilisons les paramètres identifiés par Bousquet (2013) donnée dans le Tableau 2-3.

Les calculs en 2D sont effectués sous les hypothèses des Déformations Planes (DP) et des Petites Déformations et Petits Déplacements (PDPD). En effet, l'hypothèse des Déformations Planes (DP) correspond mieux aux conditions d'essais au cœur de l'éprouvette, car les conditions sur les surfaces sont plutôt en contrainte plane (CP). La différence entre ces deux types de calculs augmente avec la plasticité. Nous adoptons dans notre calcul numérique l'hypothèse des Petites Déformations et Petits Déplacements (PDPD) car l'amorçage et la propagation de fissure sont en clivage, la plasticité reste confinée à la pointe de fissure.

La modélisation de la mise en charge est effectuée en statique et à déplacement imposé. La viscosité du matériau ne joue pas de rôle pendant cette phase, le comportement du matériau est donc élasto-plastique. La fin de mise en charge est définie à partir de l'ouverture expérimentale de fissure.

La modélisation de la propagation et l'arrêt de fissure est effectuée en dynamique. Le comportement du matériau est viscoplastique. Le déplacement à l'amorçage est imposé pendant cette phase du calcul. Nous imposons l'avancée de fissure expérimentale à chaque pas du calcul.

2.5.2 Choix de la taille de maille

La Figure 2-19 compare la courbe « force-ouverture » expérimentale et les résultats des calculs numériques. Trois tailles de mailles différentes sont testées : $(25 \times 25)\mu m^2$, $(50 \times 50)\mu m^2$ et $(100 \times 100)\mu m^2$. Nous remarquons que les trois courbes des calculs sont confondues, c'est-à-dire que la taille de maille à $(100 \times 100)\mu m^2$ a déjà convergé. La légère différence entre les courbes expérimentales et numériques à la fin de mise en charge peut être expliquée par le fait que dans un calcul 2D en Déformations Planes, le niveau d'effort est généralement surestimé par rapport à l'essai.

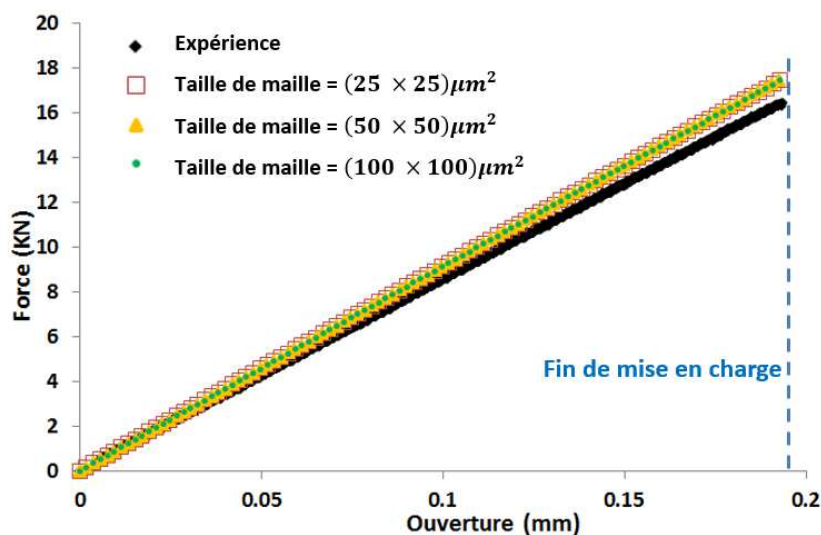


Figure 2-19 : Courbes « force-ouverture » expérimentale et des calculs numériques à partir de trois différentes de tailles de maille sur le trajet de fissure : $(25 \times 25)\mu m^2$ $(50 \times 50)\mu m^2$ et $(100 \times 100)\mu m^2$ (essai sur 520RXAW, $B_0 = 15$ mm, $T = -125^\circ C$)

La Figure 2-20 présente l'évolution de la contrainte σ_{yy} sur le ligament de l'éprouvette à la fin de la mise en charge. Les profils de contrainte obtenus à partir des différentes tailles de mailles sont globalement confondus (Figure 2-20(a)). Nous distinguons cependant la différence à la pointe de fissure, la singularité est mieux « captée » quand nous raffinons la taille de maille. La valeur maximale de la contrainte se trouve à la distance d'une maille de la pointe de fissure.

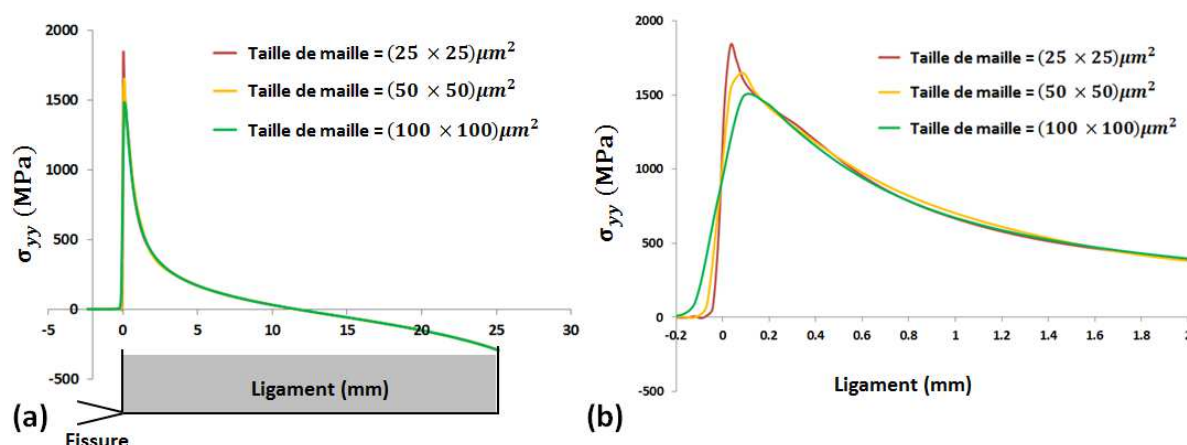


Figure 2-20 : Evolution de la contrainte suivant la direction de traction (σ_{yy}) sur le ligament à la fin de mise en charge.

La taille de maille de $(25 \times 25)\mu m^2$ est coûteuse en temps de calcul. Nous choisissons une taille de maille de $(50 \times 50)\mu m^2$ autour du trajet de fissure car elle nous paraît être un bon compromis pour les raisons suivantes :

- Cette taille de maille correspond à la taille d'un ancien grain austénitique (γ).
- La qualité du calcul est mieux garantie par rapport à la taille de $(100 \times 100)\mu m^2$
- Le temps de calcul est réduit considérablement par rapport à la taille de $(25 \times 25)\mu m^2$.
- Ce type de taille de maille est couramment utilisé dans la littérature pour décrire l'amorçage en rupture fragile.

2.5.3 Choix de la distance critique du critère

Dans le critère local de type RKR, la contrainte critique σ_{Ic} est toujours liée à une distance critique r_c , c'est également un paramètre du critère. Le choix de la distance critique (r_c) n'est pas clairement précisé dans la littérature. Pour que la fissure puisse se propager macroscopiquement dans l'éprouvette, la microfissure initiée dans un grain doit être capable de se propager dans les grains voisins, c'est-à-dire que la distance critique doit être supérieure à la taille du grain. Ritchie (1979) propose que la distance critique soit égale à deux à quatre fois la taille des anciens grains austénitiques, estimée variant entre $20\mu m$ et $40\mu m$ (Haušild, 2002). La distance critique serait donc de $40\mu m$ à $160\mu m$. En revanche, Curry et al (1978) montrent qu'il est difficile de relier cette distance critique uniquement à la microstructure, la distribution des tailles de défaut influence significativement le comportement du matériau. Il n'y a pas de méthode précise pour définir la distance critique dans la littérature, mais l'ordre de grandeur de la distance critique utilisée est autour de la centaine de micromètres.

Prabel (2007) et Dahl (2012) ont choisi une distance critique respectivement de $100\mu m$ et $50\mu m$, ces valeurs représentent la taille d'un élément de leur maillage. Dans cette étude, nous choisissons une distance critique de $100\mu m$. Cette valeur correspond à deux fois la taille d'un élément de notre maillage. Le calcul de la contrainte critique ne s'effectue donc pas la maille à la pointe de fissure, ceci permet de diminuer l'erreur numérique.

2.5.4 Influence de la discrétisation

Les calculs d'identification du critère sont basés sur les avancées de fissure expérimentales. Nous imposons, à chaque pas du calcul, l'avancée de fissure expérimentale. Il existe deux façons de réaliser le calcul à partir de la courbe de l'avancée de fissure expérimentale (Figure 2-21) :

- Imposer l'incrément de temps dt , et chercher l'avancée de fissure da .
- Imposer l'avancée de fissure da , et chercher l'incrément de temps dt .

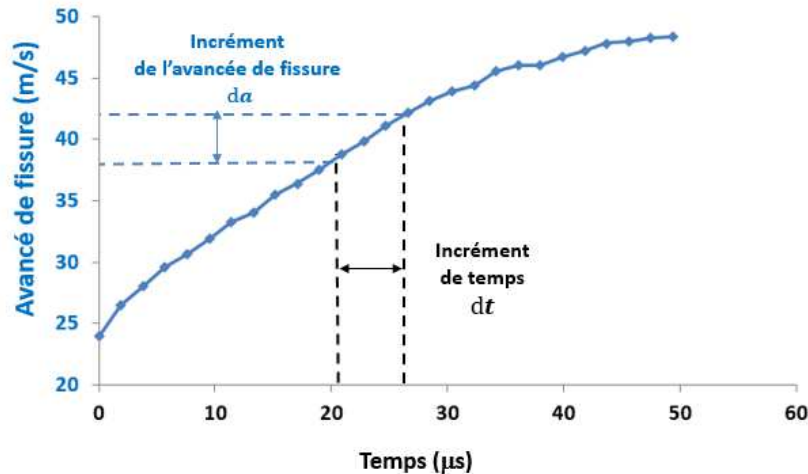


Figure 2-21 : Deux méthodes utilisées pour les calculs d'identification du critère : (1) incrément de temps imposé ; (2) incrément de l'avancée de fissure imposé.

Nous allons vérifier si ces deux méthodes sont équivalentes en termes de résultats nécessaires à l'identification du critère, soit la contrainte principale maximale ($\sigma_I(r = r_c)$) et la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pl}(r = r_c)$). Il faut signaler qu'à chaque pas du calcul, l'avancée de fissure (da) doit être supérieure à la taille d'un élément pour éviter le problème d'enrichissement ($da > 50\mu m$). En effet, le code actuel ne permet pas d'enrichir un élément plusieurs fois, c'est-à-dire que la pointe de fissure ne peut rester qu'une fois dans un élément. Cependant, l'avancée de fissure (da) doit rester suffisamment faible pour la précision du calcul.

Nous analysons maintenant l'influence de l'avancée de fissure (da) à un pas de calcul, sur l'évaluation de la contrainte principale maximale. Le maillage 2D est illustré dans la Figure 2-18. La taille de maille pour les éléments X-FEM est de $(50 \times 50)\mu m^2$. Les conditions pour la modélisation de la mise en charge correspondent à un essai à $-125^\circ C$ (520RXJ). Pour le premier pas de propagation, nous fixons un incrément de temps. Nous faisons ensuite varier l'avancée de fissure (da) pour voir son influence sur la contrainte principale maximale.

La relation entre l'avancée de fissure (da) et la vitesse de propagation est la suivante :

$$da = V \times dt \quad \text{Équation 2-6}$$

Pour le premier pas de la propagation, l'incrément de temps (dt) est fixé à $1\mu s$. Si la vitesse de propagation (V) varie de $55 m/s$ à $1000 m/s$, l'avancée de fissure (da) varie donc de $55 \mu m$ à $1000 \mu m/s$. La Figure 2-22 montre l'évolution de la contrainte principale maximale σ_I en fonction de l'avancée de fissure (da) pour un pas de calcul. Nous remarquons à partir de cette figure que :

- Pour $da < 300 \mu m$: la contrainte principale maximale (σ_I) augmente linéairement avec l'avancée de fissure (da). C'est-à-dire, la contrainte principale maximale (σ_I) augmente avec la vitesse de propagation. Ceci est logique car l'acier étudié a un comportement visqueux.
- Pour $da > 300 \mu m$: la contrainte principale maximale (σ_I) reste relativement constante avec l'avancée de fissure. C'est-à-dire que la vitesse de propagation n'a plus d'influence sur la contrainte à la pointe de fissure. Ceci n'est pas logique car l'existence de l'influence de la vitesse de propagation (V) sur la contrainte principale maximale (σ_I) a été prouvée par plusieurs auteurs. Ce résultat numérique peut être expliqué par l'erreur numérique. Elle augmente avec l'avancée de fissure pour un pas de la propagation.
- L'oscillation numérique devient importante quand l'avancée de fissure (da), pour un pas de calcul, augmente.

C'est pourquoi, l'avancée de fissure (da) pour chaque pas du calcul doit rester faible pour diminuer les erreurs numériques.

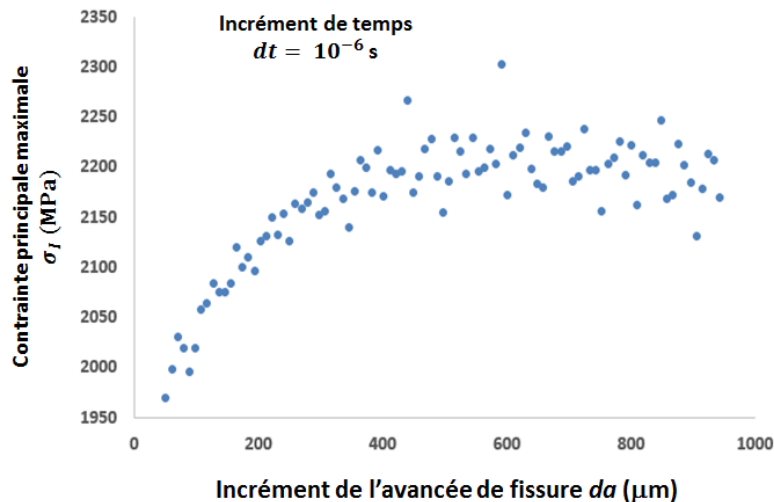


Figure 2-22 : Influence de l'incrément d'avancée de fissure sur la contrainte principale maximale σ_I . Le calcul est effectué sur l'éprouvette 520RXJ (-125°C) à l'amorçage. σ_I est moyenné par la méthode « boîte ».

Par ailleurs, l'incrément du temps dt doit aussi rester assez faible pour ne pas perdre le caractère dynamique du calcul. Prabel propose $dt < 10^{-5} s$.

Pour conclure, l'incrément de temps (dt) et l'avancée de fissure (da) doivent être bornés pour modéliser correctement la propagation et l'arrêt de fissure.

Nous avons déjà vu qu'il existe deux méthodes de calcul pour réaliser l'identification du critère:

- Soit nous imposons l'incrément de temps (dt) et cherchons l'avancée de fissure (da) à partir de la courbe expérimentale.
- Soit nous imposons l'avancée de fissure (da) et cherchons l'incrément du temps (dt) à partir de la courbe expérimentale.

Comme l'incrément de temps (dt) et l'avancée de fissure (da) doivent être bornés, nous utilisons les stratégies suivantes pour les modélisations :

- Pour l'avancée de fissure (da) imposée. Nous avons
 $da = 100 \mu m$ et $dt < 5.10^{-6} s$.

- Pour l'incrément de temps (dt) imposé. Nous avons

$$dt = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ s et } 55 \mu\text{m} < da < 300\mu\text{m}.$$

La Figure 2-23 montre la comparaison entre ces deux méthodes de calcul. Ces calculs sont basés sur un essai à -125°C (520RXJ). La valeur de la contrainte principale maximale (σ_I) et de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) sont calculées à $r_c = 100\mu\text{m}$ devant la pointe de fissure. Nous remarquons que les évolutions de la contrainte principale maximale (σ_I) avec l'avancée de fissure obtenues par ces deux méthodes sont confondues (Figure 2-23(a)). Les courbes de la contrainte principale maximale (σ_I) en fonction de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) obtenues par ces deux méthodes sont aussi superposées. Cela signifie que ces deux méthodes sont équivalentes, lorsque l'on compare les grandeurs nécessaires à l'identification du critère.

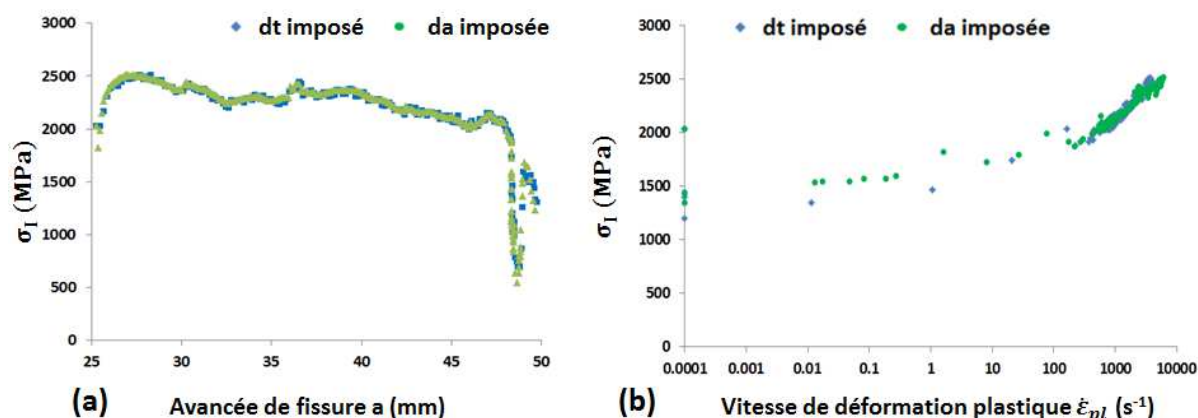


Figure 2-23 : Comparaison entre deux modes de discrétisation : da imposé et dt imposé sur un essai à -125°C (520RXJ). (a) L'évolution de la contrainte principale maximale σ_I avec l'avancée de fissure a . (b) L'évolution de la contrainte principale maximale σ_I avec la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}^p$.

2.6 Identification du critère

Dans la partie précédente, nous avons optimisé les méthodes numériques pour effectuer l'identification du critère. Nous avons choisi :

- Une taille de maille de $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ pour les éléments X-FEM sur le trajet de fissure.
- Une distance critique r_c de $100\mu\text{m}$ pour évaluer la contrainte critique σ_{IC} .

Les deux méthodes de discrétisation (dt imposé ou da imposée) sont équivalentes. Nous utiliserons la méthode de l'avancée de fissure imposée ($da = 100 \mu\text{m}$) pour cette étude.

Avec ces paramètres, nous pouvons calculer la contrainte critique (σ_{IC}) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) à la pointe de fissure, et ensuite établir une relation entre ces deux paramètres. Cette relation sera notre critère de propagation et d'arrêt de fissure. En effet, il existe plusieurs méthodes pour extraire numériquement les valeurs de ces deux paramètres du critère. Dans cette partie du mémoire, nous présenterons d'abord ces méthodes, puis les résultats obtenus.

2.6.1 Extraction des paramètres du calcul

Quatre méthodes sont testées pour l'extraction de la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) pour l'identification du critère :

- Méthode « ponctuelle » : ces deux valeurs (σ_I et $\dot{\epsilon}^p$) sont calculées ponctuellement. En numérique, nous pouvons extrapoler les valeurs connues aux points de Gauss à un point situé à la distance critique ($r_c = 100\mu\text{m}$) de la pointe de fissure. Cette opération d'extrapolation introduit une erreur numérique. Cette erreur est surtout élevée à la pointe de fissure à cause de la forte variation des contraintes. Il s'agit donc d'une méthode délicate.
- Méthode « boîte » : le principe de cette méthode est montré dans la Figure 2-24. Au lieu d'extrapoler les grandeurs vers un point situé à la distance critique r_c devant la pointe de fissure, nous moyennons l'ensemble des valeurs aux points Gauss dans une « boîte » autour de ce point. Par exemple, la valeur de la contrainte principale maximale (σ_I) est moyennée selon l'Équation 2-7 à chaque pas du calcul. Yuritzinn (2012) propose une taille de « boîte » Ω de $(50 \times 50)\mu\text{m}^2$ qui correspond à la taille d'un élément X-FEM. Pour des raisons de symétrie, la taille de « boîte » de $(25 \times 50)\mu\text{m}^2$ est utilisée pour une demi-éprouvette. Cette méthode permet de limiter les possibles erreurs numériques locales en intégrant les contraintes sur un petit volume.

$$\tilde{\sigma}_I = \frac{\int \sigma_I d\Omega}{\int d\Omega} \quad \text{Équation 2-7}$$

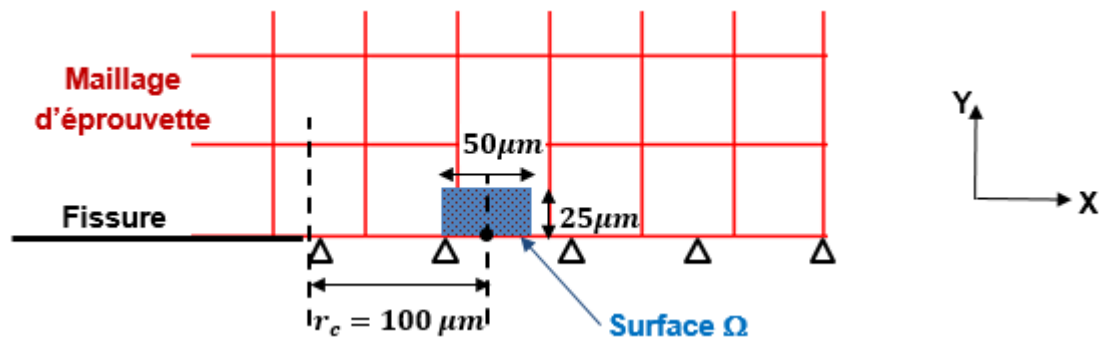


Figure 2-24 : Principe de la méthode « boîte » pour évaluer σ_I et $\dot{\epsilon}^p$ à la pointe de fissure

- Méthode « demi-disque » : l'idée de cette méthode est aussi de s'affranchir des erreurs numériques locales. Inspiré par les travaux de Wells et al (2001), Prabel (2007) propose de moyennner les variables du critère (σ_I et $\dot{\epsilon}_{pl}$) sur un demi-disque devant la pointe de fissure. La méthode ne prend pas en compte les valeurs en arrière de la pointe de fissure. En effet, ces grandeurs sont faibles et elles ne jouent pas un rôle prédominant dans le processus de rupture. La méthode du « demi-disque » moyenne les variables du critère via une fonction de pondération Gaussienne w définie par l'Équation 2-8, où r est la distance de la pointe de fissure et r_c^* est la distance critique du modèle RKR. Les points d'intégration ont un poids plus important s'ils sont proches de la pointe de fissure. Il faut signaler que la valeur la distance critique (r_c^*) pour cette méthode est différente du r_c utilisé précédemment. En effet, la valeur de r_c^* doit être suffisamment faible pour caractériser l'état à la pointe de fissure, mais également assez élevée pour définir une zone de dimension raisonnable par rapport à la taille d'un élément. Cette distance est égale à trois fois la taille d'un élément dans les travaux de Wells et al (2001). Elle est égale à deux

fois la taille d'un élément, soit $200\mu\text{m}$ pour les travaux de Prabel (2007). Nous pouvons garder la même valeur pour cette étude dans un premier temps (Figure 2-25).

$$w_0 = \frac{1}{(2\pi)^{2/3} r_c^{*3}} \exp\left(\frac{-r^2}{2r_c^{*2}}\right) \quad \text{Équation 2-8}$$

$$w = \begin{cases} w_0 & \text{si } w_0 > 0.1 \\ 0 & \text{si } w_0 \leq 0.1 \end{cases}$$

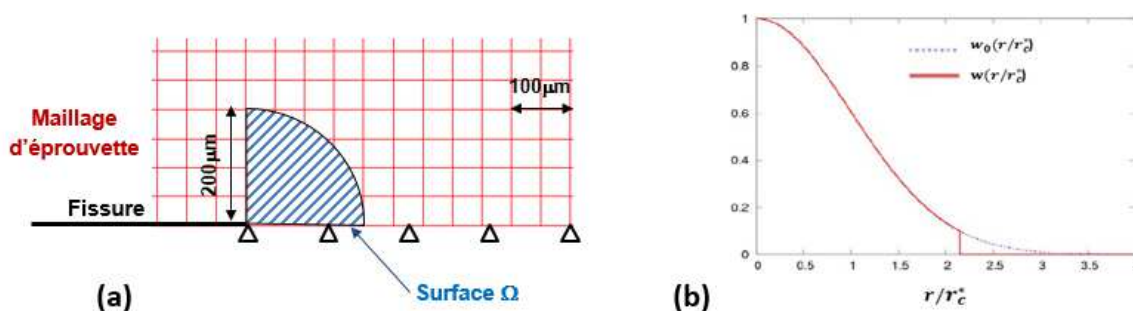


Figure 2-25 : (a) Méthode permettant de moyennner la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}^p$ sur un demi-disque devant la pointe de fissure. (b) Fonction de pondération.

- Méthode « éventail » : le principe de cette méthode est le même que pour la méthode « demi-disque ». Au lieu de moyennner les paramètres du critère sur un demi-disque devant la pointe de fissure, cette méthode les moyennne sur un « éventail » de 90° (soit 45° pour une demi-section d'éprouvette). L'idée de cette méthode est de réduire la zone de pondération, elle ne prend en compte que les champs mécaniques les plus importants devant la pointe de fissure.

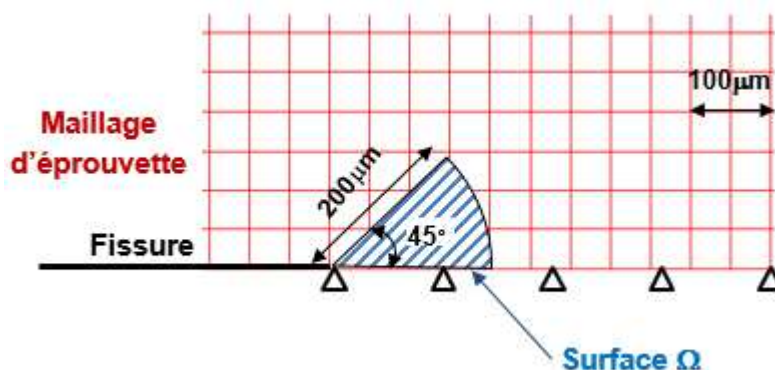


Figure 2-26: Méthode permettant de moyennner la contrainte principale maximale (σ_I) et vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}^p$ sur un « éventail » de 90° , soit 45° pour une $1/2$ d'éprouvette.

2.6.2 Modélisation d'un essai à -125°C

Jusqu'à maintenant, nous avons présenté différentes méthodes numériques pour extraire la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) à la pointe de fissure, qui sont nécessaires à l'identification du critère. Nous disposons au total de 56 essais sur les CT25 pour l'identification du critère. Les trajets de fissures pour ces essais sont rectilignes. Parmi ces essais, 53 essais ont été réalisés au cours des deux thèses précédentes (Prabel 2007) (Bousquet 2012), et les 3 autres ont été réalisés pendant cette thèse. Ces derniers sont réalisés pour faire des observations sur les coupes transversales. Le nombre d'essais par température est listé dans le Tableau 2-6.

Température (°C)	Nombre d'essais
-150	18
-125	17
-100	15
-75	7

Tableau 2-6 : Nombre d'essais par température sur les CT25 pour lesquels le trajet de fissure est rectiligne.

Dans cette partie, nous montrons un exemple d'identification du critère sur un essai à -125°C (520RXAW). La même procédure sera appliquée au reste des essais.

Le maillage et les conditions aux limites ont déjà été présentés en 2.5. Nous rappelons ici que la taille d'un élément X-FEM est de $(50 \times 50)\mu m^2$. La modélisation en 2D est réalisée sous les hypothèses des Déformations Planes (DP). Cette modélisation est effectuée en deux étapes :

- Mise en charge : cette étape est modélisée en statique. Le comportement du matériau est élasto-plastique.
- La propagation et l'arrêt de fissure : cette étape est modélisée en dynamique. Le comportement du matériau est visco-plastique, suivant la loi de comportement de Symonds-Cowper. Les paramètres (D, p) de ce modèle ont été identifiés par Bousquet (2013) aux températures qui nous intéressent (Tableau 2-3).

Dans l'étape de mise en charge, nous imposons le déplacement sur l'extrémité de la barre élastique, qui simule la ligne d'amarrage (Figure 2-18). Nous considérons que la fin de la mise en charge intervient lorsque l'ouverture calculée sur le point P_COD dans la Figure 2-18 atteint la valeur expérimentale.

Ensuite, nous effectuons la deuxième étape : la propagation et l'arrêt de fissure. Pendant cette phase, nous considérons que le déplacement de l'extrémité de la barre élastique reste constant. Nous utilisons la méthode de l'avancée de fissure imposée ($da = 100 \mu m$). A chaque pas du calcul, nous cherchons le pas de temps (dt) à partir de la courbe expérimentale de l'avancée de fissure en fonction du temps ($a = f(t)$). La contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) sont calculées à la distance critique ($r_c = 100 \mu m$) devant la pointe de fissure. Ces deux paramètres sont calculés selon les quatre méthodes différentes présentées en 2.6.1.

La Figure 2-27 présente les évolutions de la contrainte principale maximale (σ_I) en fonction de l'avancée de fissure. Pour les quatre méthodes différentes. Nous remarquons que ces quatre évolutions sont similaires. La contrainte est relativement constante pendant une grande partie de la propagation. La valeur de la contrainte s'effondre à la phase d'arrêt à cause du manque d'énergie. Les contraintes calculées par la méthode « demi-disque » et par la méthode « éventail » sont équivalentes car ces deux courbes sont confondues. Ceci montre que les contraintes en dehors de la zone « éventail » sont faibles. Pour l'ensemble des courbes, à un instant donné, la valeur de contrainte diminue quand la taille de zone prise en compte pour la moyenne augmente, ce qui est logique.

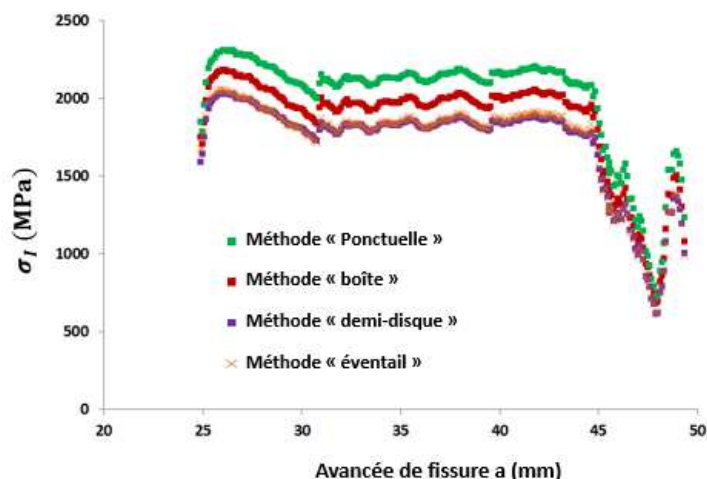


Figure 2-27 : Evolution de la contrainte principale maximale (σ_I) selon les quatre méthodes différentes

Par une analyse similaire, la Figure 2-28 présente l'évolution de la vitesse de déformation plastique en fonction de l'avancée de fissure. Les évolutions selon les quatre méthodes sont similaires. Comme l'évolution de la contrainte, la vitesse de déformation plastique reste relativement constante sauf dans la phase d'arrêt. Contrairement à l'évolution de la contrainte, la vitesse de déformation plastique moyennée par la méthode du « demi-disque » est la plus élevée. Ceci est peut-être lié à la forme de la zone plastique pendant la propagation de fissure car elle est étendue dans la direction verticale. La vitesse de déformation calculée par la méthode « ponctuelle » est plus élevée que par la méthode « boîte ».

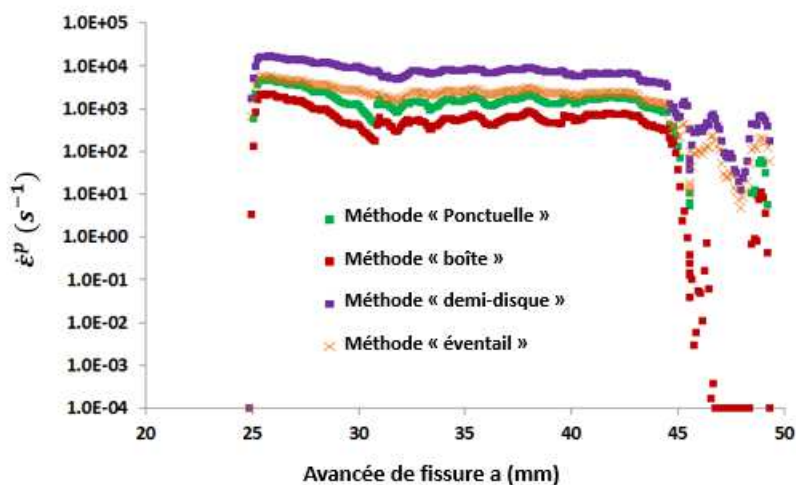


Figure 2-28 : Evolution de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$) selon les quatre méthodes différentes

La Figure 2-29 présente les évolutions de la contrainte principale maximale (σ_I) avec la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$), obtenues par les quatre méthodes différentes présentées en 2.6.1. Nous remarquons que tout d'abord la contrainte principale maximale (σ_I) augmente avec la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$) à la distance critique (r_c) devant la pointe de fissure. Ceci est dû à la viscosité du matériau. Nous remarquons aussi que la contrainte à l'amorçage est plus élevée que la contrainte à l'arrêt.

Deux groupes de points peuvent se distinguer sur la Figure 2-29 : un groupe de points calculés par la méthode « demi-disque » et par la méthode « éventail » et un autre groupe de points calculés par la méthode « ponctuelle » et par la méthode « boîte ». Les points dans le premier groupe apparaissent plus dispersés. A faible vitesse de déformation plastique, la contrainte est autour de 500 MPa. Cette valeur n'a pas de sens physique car la contrainte critique en clivage

pour l'acier 16MND5 est entre 1200 MPa et 1400 MPa. En revanche, la contrainte calculée par la méthode « boîte » tend vers 1200 MPa à l'arrêt, cette grandeur est proche de la contrainte critique en clivage. Dans la Figure 2-29, nous remarquons une équivalence entre la méthode « boîte » et la méthode « ponctuel ». Les points de ces deux méthodes sont moins dispersés et quasiment confondus.

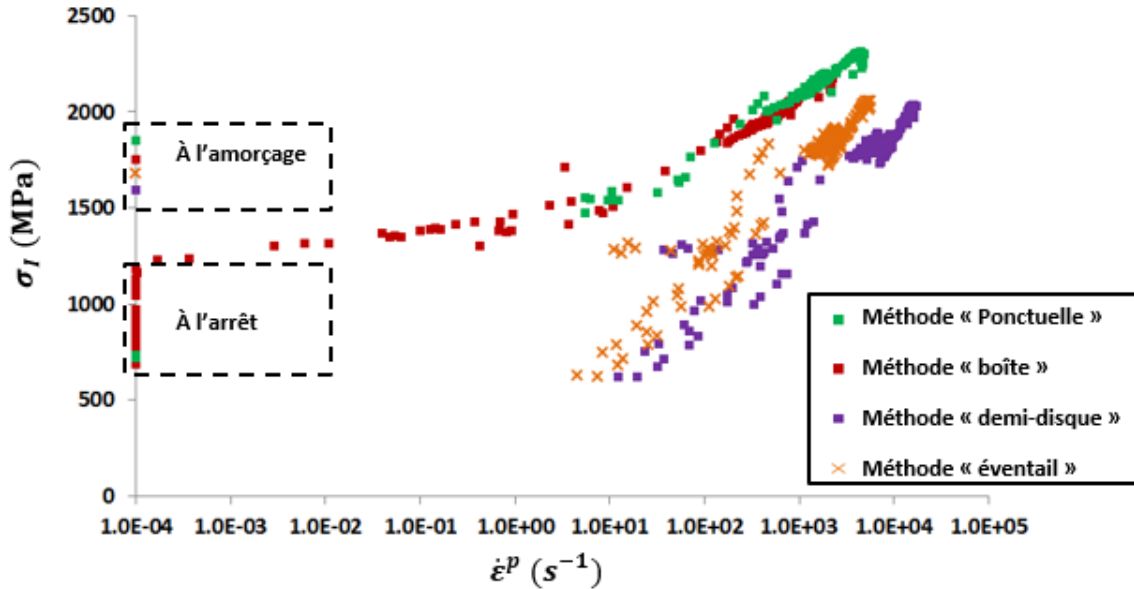


Figure 2-29 : Evolution de la contrainte principale maximale (σ_I) en fonction de la vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}^p$) plastique pour l'essai sur 520RXAW (-125°C).

2.6.3 Résultats de l'identification du critère en 2D

La même procédure d'identification du critère présentée dans 2.6.2 est appliquée pour les 56 essais. Nous pouvons superposer tous ces résultats. La Figure 2-30 présente l'évolution de la contrainte principale maximale (σ_I) en fonction de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) sur 27 essais. Ces valeurs sont obtenues par moyennage des paramètres sur un « demi-disque ». Nous remarquons que, globalement, la contrainte « σ_I » augmente avec la vitesse de déformation plastique « $\dot{\epsilon}^p$ ». Les différentes couleurs représentent les essais à différentes températures. Nous remarquons que :

- les points à température élevée (-75°C par exemple) sont concentrés dans la zone de forte vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$). A faible vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$), les points correspondent aux basses températures (-125°C ou -150°C).
- les points à différentes températures sont mélangés. Cela signifie que la température a peu influencé sur la tendance des points. Cependant, cela ne signifie pas que notre critère ne dépende pas de la température car la loi de comportement du matériau dépend de la température.

Nous pouvons tracer une courbe (en couleur noire) qui passe au milieu de l'ensemble des points. Cette courbe peut être décrite par l'Équation 2-9 :

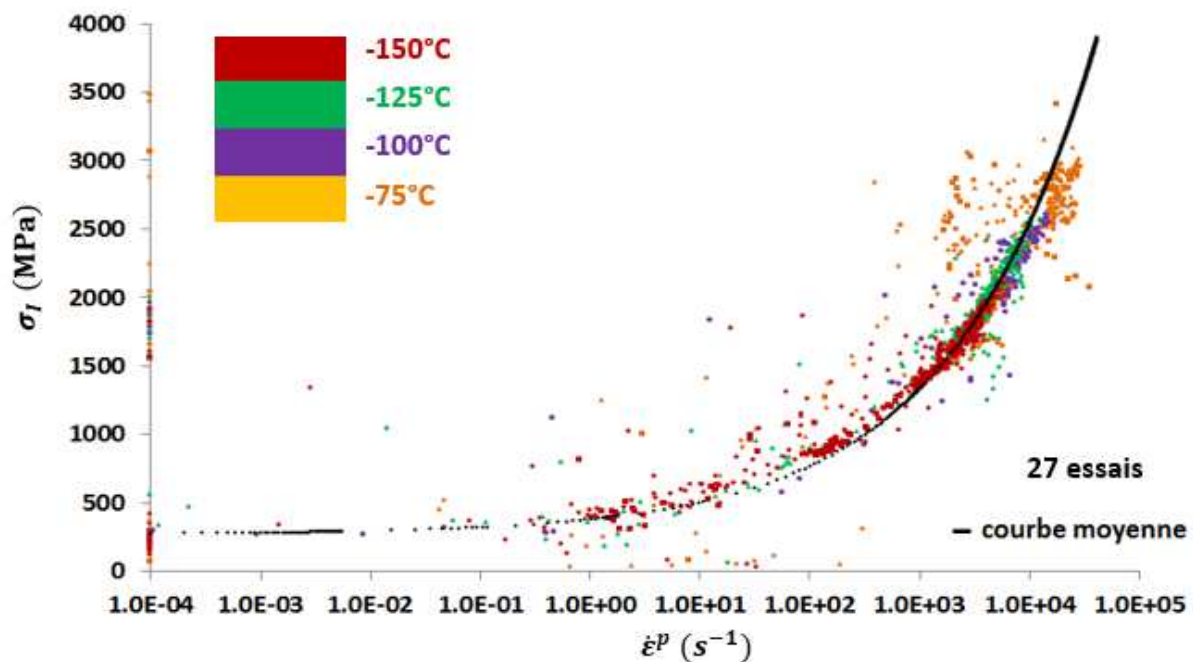


Figure 2-30 : Identification du critère dépendant de la vitesse de déformation plastique (méthode « demi-disque », 2D).

$$\sigma_I = \sigma_{stat} (1 + 0,4(\dot{\epsilon}^p)^{0,33}) \text{ pour } r_c = 200 \mu m \quad \text{Équation 2-9}$$

avec $\sigma_{stat} = 270 \text{ MPa}$

A partir du même principe appliqué aux mêmes essais, la Figure 2-31 présente les résultats calculés par la méthode « éventail ». La courbe moyenne est décrite par l'Équation 2-10. Cette fois-ci les points sont moins dispersés. Nous pouvons en tirer les mêmes conclusions que sur la Figure 2-30.

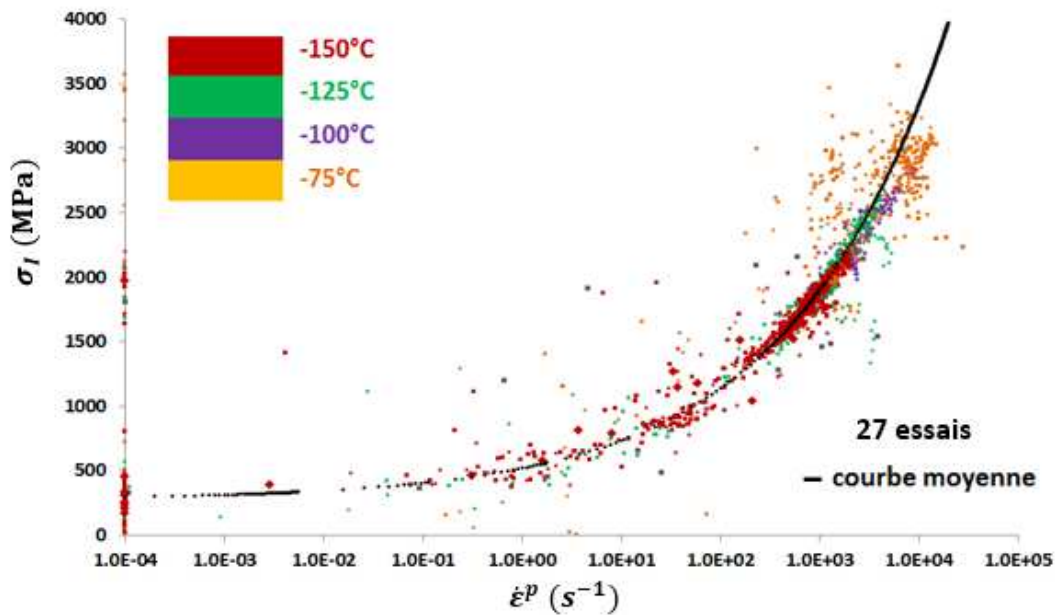


Figure 2-31 : Identification du critère dépendant de la vitesse de déformation plastique (méthode « éventail », 2D)

$$\sigma_I = \sigma_{stat} (1 + 0,9(\dot{\epsilon}^p)^{0,27}) \text{ pour } r_c = 200 \mu m \quad \text{Équation 2-10}$$

avec $\sigma_{stat} = 270 \text{ MPa}$

Les résultats des modélisations par la méthode « boîte » sont présentés dans la Figure 2-32. La courbe moyenne est décrite par l'Équation 2-11. Les points sont moins dispersés par rapport aux deux figures précédentes. La contrainte tend vers 1400 MPa à l'arrêt de fissure. Cette valeur est proche de la contrainte à l'amorçage.

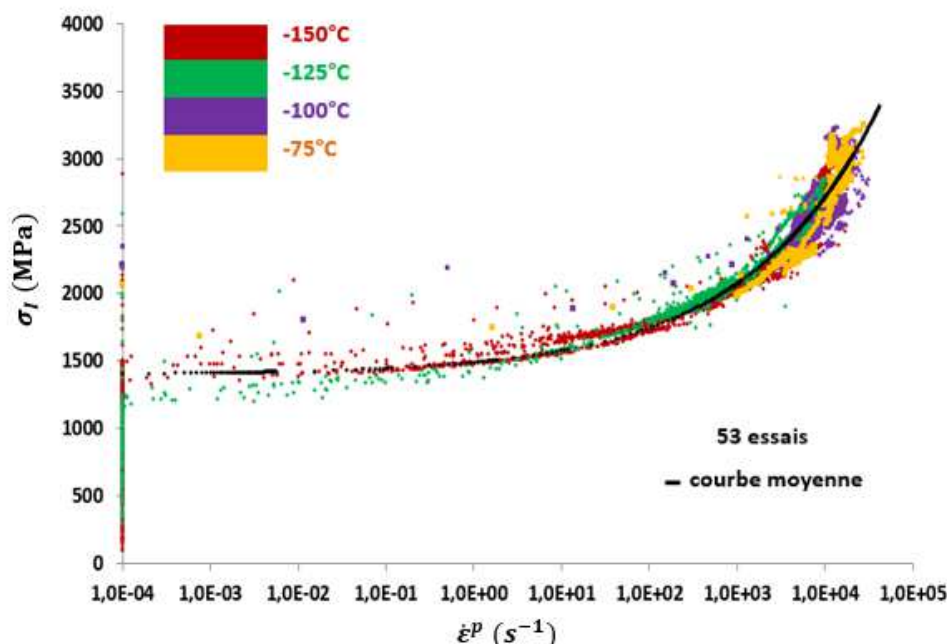


Figure 2-32 : Identification du critère dépendant de la vitesse de déformation plastique (méthode « boîte », 2D)

$$\sigma_I = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}^p)^{0,29}) \text{ pour } r_c = 100 \mu m \quad \text{Équation 2-11}$$

avec $\sigma_{stat} = 1400 \text{ MPa}$

La dispersion des points sur les trois figures précédentes peut être liée à :

- L'incertitude expérimentale. En effet, au début de la campagne d'essai au cours des thèses précédentes, l'avancée de fissure était mesurée par une jauge à brin. Cette méthode est moins précise. La qualité de la mesure a ensuite été améliorée par l'utilisation de la caméra rapide. Dans tous les cas, le premier pas de la mesure présente une erreur non négligeable, car la fissure s'amorce au milieu d'éprouvette et la caméra filme la surface de l'éprouvette.
- Les approximations numériques.

La méthode « ponctuelle » est équivalente à la méthode « boîte », c'est pourquoi nous ne présentons pas les résultats calculés par cette méthode. Finalement nous adoptons la méthode « boîte » pour les raisons suivantes :

- Elle est plus proche du modèle RKR car la distance critique (r_c) est plus explicite dans cette méthode. En effet, d'après le modèle RKR, la contrainte critique est associée à une distance critique devant la pointe de fissure. Alors pour les deux autres méthodes, la contrainte prend en compte toutes les valeurs faibles dans une zone autour de la pointe de fissure. Ceci gomme à priori la sensibilité de la procédure.
- La valeur de contrainte à l'arrêt tend vers la valeur à l'amorçage. En effet, la vitesse de déformation nulle correspond à l'amorçage et à l'arrêt. Avec la méthode « boîte », cette valeur est d'environ 1400MPa, qui est de l'ordre de la contrainte critique en clivage pour l'acier 16MND5.

- Elle est moins sensible à l'extrapolation par rapport à la méthode « ponctuelle ». En effet, la méthode « boîte » moyenne le champ de contrainte sur un domaine à la pointe de fissure, ceci aide à limiter les erreurs numériques.

Dans notre critère, nous considérons la contrainte principale maximale comme la contrainte critique de propagation et l'arrêt de fissure. Nous avons donc notre critère en 2D suivant :

$$\sigma_{IC} = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}^p)^{0,29}) \text{ pour } r_c = 100 \mu m \quad \text{Équation 2-12}$$

avec $\sigma_{stat} = 1400 \text{ MPa}$

2.6.4 Résultats de l'identification du critère en 3D

Le maillage 3D est obtenu par extrusion, du maillage 2D sur la $\frac{1}{2}$ épaisseur de l'éprouvette. Il est présenté dans la Figure 2-33. Seul un quart de l'éprouvette est modélisé pour la raison de symétrie. Le plan en couleur jauge dans la Figure 2-33 est le plan de symétrie, il représente la mi-épaisseur de l'éprouvette. La taille de maille en 2D est de $50 \mu m \times 50 \mu m$ pour les éléments X-FEM sur le trajet de fissure. Nous avons cinq couches d'éléments dans l'épaisseur. La taille des éléments dans l'épaisseur est plus fine vers le bord car la variation de la contrainte est plus forte vers le bord par rapport à la mi-épaisseur. Le maillage compte 26105 éléments et 33546 nœuds. Un quart de goupille (non présenté dans la figure) est modélisée pour la mise en charge de l'éprouvette. Une barre élastique (non présenté dans la figure) est aussi modélisée pour simuler la ligne d'amarrage. Ceci permet de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Avec la modélisation de cette barre, la force à l'extrémité de la barre reste constante pendant toute la propagation jusqu'à l'arrêt de fissure, ceci correspond à l'essai. En effet, à l'aide des deux jauges de déformation placées sur la goupille et à côté de la cellule de force, nous observons que l'arrivée des ondes sur la cellule de force a lieu bien après l'arrêt de fissure. Cela signifie que la propagation et l'arrêt de fissure ont lieu sous une force constante à l'extrémité de la barre.

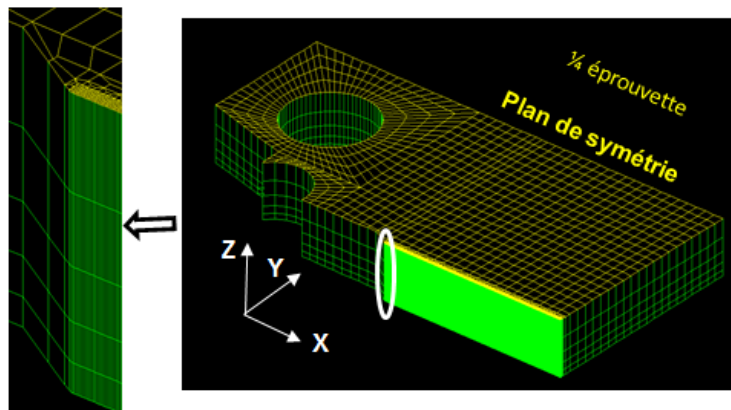


Figure 2-33 : Maillage CT25 en 3D pour l'identification du critère

Les conditions aux limites pour les modélisations en 3D sont les mêmes que pour les modélisations en 2D (2.5.1), exceptée une condition de plus suivant U_z pour le plan de symétrie à mi-épaisseur, appliquée pour la modélisation en 3D. La face représentant le plan médian de l'éprouvette comprend deux parties : une modélisée par des éléments standards et une autre modélisée par les éléments X-FEM. Les déplacements U_z sont bloqués sur la première, et sur la dernière, la condition $U_z(+\theta) = U_z(-\theta)$ doit être vérifiée.

La procédure de l'identification en 2D est applicable pour les modélisations en 3D. Elle correspond aux deux étapes suivantes:

- Modélisation de la mise en charge en statique.
- Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure en dynamique.

A chaque pas du calcul, nous imposons une avancée de fissure constante ($da = 100\mu\text{m}$), et nous cherchons le pas de temps à partir de la courbe expérimentale de l'avancée de fissure en fonction du temps ($a=f(t)$).

Nous considérons en premier temps que le front de fissure est rectiligne. Les variables du critère (σ_I et $\dot{\epsilon}^P$) sont calculés à $r_c = 100\mu\text{m}$ devant le front de la fissure. La Figure 2-34 présente l'application de la méthode « boîte » en 3D afin de moyenniser les valeurs des champs σ_I et $\dot{\epsilon}^P$. Ces valeurs sont moyennées sur un élément dans l'épaisseur dans le plan de symétrie.

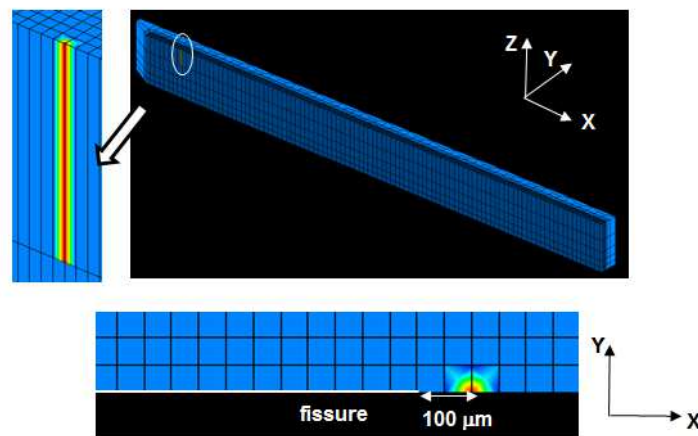


Figure 2-34 : Application de la méthode « boîte » en 3D

Les résultats des modélisations 3D sur 53 essais sont présentés dans la Figure 2-35. Il faut signaler que les points d'amorçage ne sont pas présentés dans la figure. Nous pouvons en tirer les mêmes conclusions que pour les calculs en 2D :

- Globalement, la contrainte (σ_I) augmente avec la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$).
- les points à température élevée (-75°C par exemple) sont concentrés dans la zone de forte vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$).
- les points des différentes températures sont mélangés, cela signifie que la température n'a pas une influence directe sur la tendance des points.

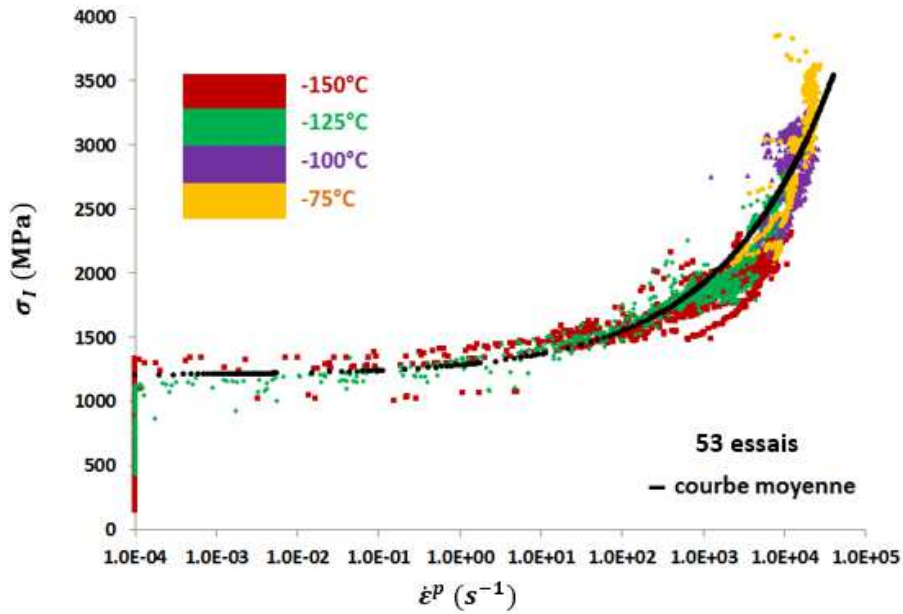


Figure 2-35 : Identification du critère dépendant de la vitesse de déformation plastique (méthode « boîte », 3D)

La contrainte critique du critère en 3D est la courbe moyenne, décrite par l'Équation 2-13.

$$\sigma_{IC} = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}^p)^{0,32}) \text{ pour } r_c = 100 \mu m \quad \text{Équation 2-13}$$

avec $\sigma_{stat} = 1200 \text{ MPa}$

La comparaison entre les résultats 2D et 3D est présentée dans la Figure 2-36. Les points en couleur claire représentent les résultats des modélisations en 2D, et l'autre groupe de points représente les résultats en 3D. Les courbes moyennes de ces deux groupes des points sont présentées dans la Figure 2-36(b). Nous remarquons que les évolutions sont similaires. Il existe une différence logique entre la modélisation en 2D et en 3D, surtout à faible vitesse de déformation plastique, mais elle reste limitée. Cette différence est liée aux conditions du calcul. En effet, l'amorçage de chaque calcul était défini à partir de l'ouverture expérimentale, nous surestimons la force à l'amorçage en 2D à cause de l'hypothèse de Déformations Planes. Ceci explique pourquoi le niveau de la contrainte critique en 2D est globalement plus élevé. Cependant, les calculs en 3D représentent une solution intermédiaire même si nous retenons que les éléments au cœur de l'éprouvette pour calculer la contrainte critique, car l'épaisseur de l'éprouvette est limitée.

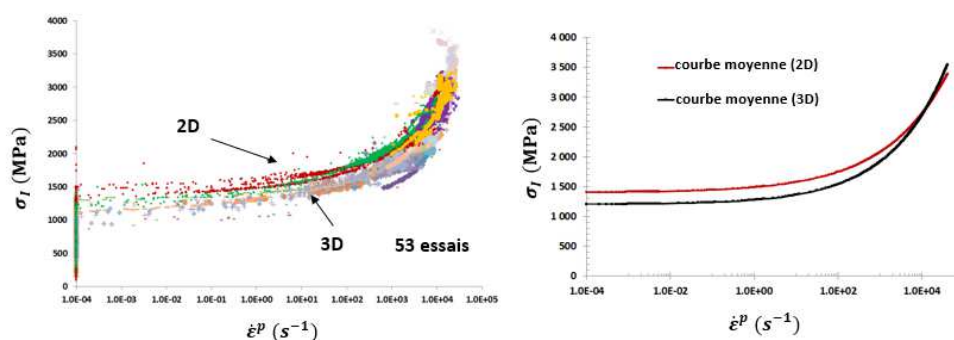


Figure 2-36 : Comparaison entre les calculs en 2D et en 3D pour l'identification du critère dépendant de la vitesse de déformation plastique. (a) les nuages des points sur 53 essais. (b) les courbes moyennes des points.

2.7 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est d'identifier un critère de la propagation et d'arrêt de fissure. Ceci est basé sur les essais de traction isothermes réalisés sur des éprouvettes CT25.

Le matériau utilisé pour cette étude est un acier de cuve faiblement allié à bas taux de carbone : 16MND5. Son comportement mécanique à grand vitesse de déformation peut être décrit par le modèle de Cowper-Symonds. Les essais isothermes sur les CT25 sont ensuite présentés. 53 essais ont été réalisés sur les CT25 au cours des deux thèses précédentes (Prabel, 2007) (Bousquet, 2013). Ces essais ont été réalisés à cinq températures différentes (-150°C , -125°C , -100°C , -75°C et -50°C). Dix autres essais ont été réalisés au cours de cette thèse pour deux objectifs : tout d'abord pour obtenir des éprouvettes afin d'effectuer des observations sur les coupe transversale ; ensuite pour évaluer l'influence des ondes sur la propagation et l'arrêt de fissure. Nous disposons deux jauges de déformations afin de détecter le passage des ondes: une sur la goupille et une autre à côté de la cellule de force du montage. Les résultats montrent que la cellule de force détecte l'amorçage de fissure après l'arrêt de fissure. Nous pouvons donc considérer que la propagation et l'arrêt de fissure ont lieu sous une force constante à l'extrémité de l'amarrage. Autrement dit, le retour des ondes émises par la pointe de fissure n'a pas d'influence sur la propagation et l'arrêt de fissure. Les analyses sur des coupes transversales à l'aide de MEB montrent que la fissure principale est formée par plusieurs fissures situées sur différents plans de propagation. Les ligaments sont présents entre les deux plans successifs. Nous avons observé aussi des microfissures qui bordent la fissure principale, liées à la plasticité à la pointe de fissure.

Les simulations numériques des essais ont été effectuées par la méthode X-FEM sous CAST3M. Nous avons d'abord optimisé les paramètres numériques. La taille d'un élément X-FEM sur le trajet de fissure en 2D a été fixé à $(50 \times 50)\mu m^2$. Il s'agit un compromis entre la précision et le temps de calcul. En plus, cette taille correspond à l'ordre de grandeur d'un ancien grain austénitique. Il existe deux façons de réaliser le calcul, nous pouvons imposer soit l'incrément de temps (dt), soit l'avancée de fissure (da). Ces deux méthodes sont équivalentes. Par contre, les deux paramètres (dt et da) doivent être bornés dans toutes les méthodes pour limiter les erreurs numériques.

Afin d'identifier le critère de propagation et d'arrêt de fissure de type RKR, nous cherchons à établir une relation entre la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$). Ces deux grandeurs sont évaluées à une distance critique (r_c) devant la pointe de fissure. Cette dernière (r_c) est fixé à $100\mu m$ pour cette thèse.

L'identification du critère en 2D a été effectuée par la simulation numérique des essais sur les CT25. Dans un premier temps, nous avons imposé, pour chaque simulation, l'avancée de fissure en fonction du temps mesurée expérimentalement. Quatre méthodes ont été utilisées pour extraire numériquement la valeur de la principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$) :

- Méthode « ponctuelle », la contrainte est évaluée localement par extrapolation sur un point à la distance critique (r_c) devant la pointe de fissure. Cette méthode présente une erreur numérique importante.
- Méthode « boîte » : cette méthode repose sur le même principe que la méthode « ponctuelle », sauf que la contrainte est moyennée sur un élément de $(50 \times 50)\mu m^2$ pour diminuer l'erreur numérique.
- Méthode « demi-disque » : cette méthode moyenne la contrainte sur un demi-disque devant la pointe de fissure par une fonction de pondération. Elle prend en compte toutes les valeurs faibles de σ_I et $\dot{\epsilon}^P$ dans une zone autour de la pointe de fissure. Ceci gomme à priori la sensibilité de la procédure.
- Méthode « éventail » : cette méthode a le même principe que la méthode « demi-disque ». Elle moyenne la contrainte sur une zone plus petite que le demi-disque, mais elle présente le même inconvénient que la méthode précédente.

Nous adoptons la méthode « boîte » pour établir un critère de propagation et d'arrêt de fissure. En effet, cette méthode est plus proche du concept du critère RKR. En plus, elle est plus sensible par rapport à méthodes « demi-disque » et « éventail », au sens qu'elle ne prend pas en compte les valeurs faibles à la pointe de fissure. Par rapport à la méthode « ponctuelle », la méthode « boîte » possède moins d'erreurs numériques car les variables du critère (σ_{IC} et $\dot{\epsilon}^P$) sont moyennés sur une zone à la pointe de fissure. Finalement, en superposant tous les points issus des modélisations des essais isothermes à différentes températures, nous avons obtenu que :

- la contrainte critique (σ_{IC}) augmente avec la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$),
- les points à différentes températures sont mélangés. Cela signifie que la température a peu influence sur la tendance des points.

La contrainte critique (σ_{IC}) choisie pour le critère de propagation et d'arrêt de fissure est une courbe moyenne des points. La même procédure a été appliquée pour l'identification du critère à partir des modélisations en 3D. Les courbes moyennes du critère obtenues par les analyses 2D et 3D sont similaires.

Chapitre III

Validation du critère

Sommaire

3	Validation du critère.....	113
3.1	Introduction	117
3.2	Schéma numérique associé aux modèles de propagation.....	117
3.3	Analyses prédictives sur éprouvettes CT25.....	119
3.4	Analyses prédictives sur les anneaux sollicités en mode mixte	121
3.4.1	Essais de rupture sur les anneaux isothermes en mode mixte (I + II).....	122
3.4.2	Analyse microscopique	126
3.4.3	Modélisation.....	132
3.4.4	Comparaison avec la modélisation de Prabel (2007) sur un essai à -125°C....	144
3.5	Conclusion	145

3.1 Introduction

Afin de tester la pertinence du critère identifié sur les éprouvettes CT25 dans le chapitre II, le modèle est mis en œuvre de manière prédictive dans ce chapitre : nous considérons la position du front de fissure comme une inconnue supplémentaire au problème mécanique, et utilisons le critère pour piloter la propagation et l'arrêt de fissure. La prédiction par le critère est d'abord menée sur des éprouvettes CT25, la fissure est sollicitée en mode I. Afin de vérifier la transférabilité du critère, les calculs prédictifs vont ensuite être menés sur des anneaux entaillés en compression, sollicités en mode mixte I+II. Ces derniers sont effectués à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C . Ceci permet de mettre en évidence l'influence de la température sur le trajet de la fissure. Tous les essais, réalisés au laboratoire LISN du CEA Saclay, sont filmés par une caméra rapide qui permet de mesurer avec précision la vitesse de propagation et de suivre le trajet de fissuration.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord présenter l'algorithme du calcul prédictif. Les résultats prédictifs en 2D et en 3D sur les CT25 seront ensuite montrés. Puis nous allons présenter les essais sur les anneaux en compression chargés en mode mixte. Les résultats prédictifs en 2D sur les anneaux se trouvent à la fin de ce chapitre.

3.2 Schéma numérique associé aux modèles de propagation

Le critère identifié dans le chapitre II sur les CT25 testées en isotherme est un critère de type RKR. La contrainte principale maximale (σ_I) dépend la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$). Ces deux grandeurs sont calculées à une distance critique (r_c) de la pointe de fissure. Nous rappelons ici les conditions pour les calculs en 2D sur les CT25. La taille de maille sur le trajet de fissure est fixée à $(50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m})$, elle correspond à la taille d'un ancien grain austénitique (γ) dans l'acier 16MND5. La distance critique r_c dans le critère de type RKR est fixée à $100\mu\text{m}$, soit deux fois la taille de maille. En effet pendant la propagation de fissure, la microfissure initiée dans un grain doit être capable de se propager dans un grain voisin (Ritchie et al, 1973). C'est pourquoi nous avons choisi dans nos calculs, une distance critique (r_c) d'environ deux fois la taille de l'ancien grain austénitique (γ). Afin de diminuer les erreurs d'interpolation, nous adoptons la méthode « boîte » pour moyennner les valeurs de la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$).

Le principe du calcul prédictif en 2D est illustré dans la Figure 3-1.

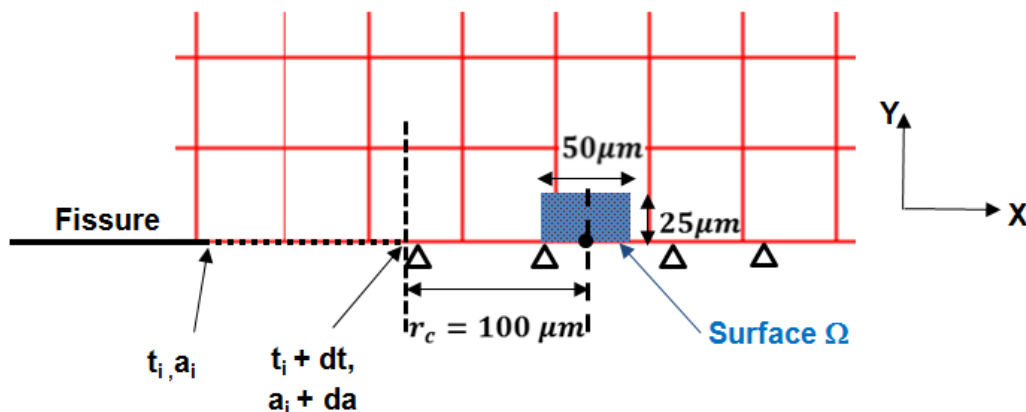


Figure 3-1 : Principe du calcul prédictif

A l'instant t_i , nous avons une longueur de fissure a_i . Nous cherchons pour le prochain pas de calcul un couple (dt, da) permettant de satisfaire le critère de convergence à $100\mu m$ de la pointe de fissure (Équation 3-1):

$$\frac{|\sigma_I(t_i+dt) - \sigma_{Ic}(t_i+dt)|}{\sigma_I(t_i+dt) + \sigma_{Ic}(t_i+dt)} < \text{Tolérance} \quad \text{Équation 3-1}$$

La contrainte critique σ_{Ic} a été identifiée dans le chapitre II à partir des essais isothermes sur CT25 (Équation 2-11).

$$\sigma_{Ic} = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}^p)^{0,29}) \quad \text{pour } r_c = 100 \mu m \quad \text{Équation 3-2}$$

avec $\sigma_{stat} = 1400 \text{ MPa}$

Dans ce critère, la contrainte critique (σ_{Ic}) dépend de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$). Cependant, nous ne pouvons pas piloter directement dans le calcul prédictif à partir de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$), car elle dépend de la vitesse de propagation. Nous supposons que la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) augmente avec la vitesse de propagation. Nous cherchons donc une vitesse de propagation qui permet de vérifier le critère à chaque pas de calcul. Afin de procéder de la même manière que dans les calculs d'identification, la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) sont moyennées sur un domaine Ω ($50\mu m \times 50\mu m$) à $100\mu m$ devant la pointe de fissure. Ceci permet, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, de réduire l'erreur numérique.

Il faut borner l'incrément du temps (dt) et l'avancée de fissure (da) à chaque pas de calcul pour les mêmes raisons que dans l'identification du critère :

- L'avancée de fissure reste faible pour limiter les erreurs numériques, mais elle doit dépasser une taille de maille pour éviter le surenrichissement dans un élément. Nous proposons donc $50 \mu m < da < 300 \mu m$, la taille de maille étant de $50 \mu m$. Ceci correspond aux mêmes bornes que pour les calculs d'identification.
- L'incrément de temps (dt) reste faible pour garder le caractère dynamique du calcul. Nous proposons $dt < 5 \mu s$ dans nos calculs. En effet à la phase d'arrêt, la vitesse de propagation est d'environ 200 m/s . L'incrément de temps $dt < 5 \mu s$ génère donc une avancée de fissure ($da = V \times dt$) d'environ $100\mu m$. Soit deux fois de la taille d'un élément. Si l'incrément de temps $dt > 5 \mu s$, l'avancée de fissure (da) sera trop importante, ce qui entraîne une augmentation des erreurs numériques.

Il existe deux possibilités pour le calcul prédictif :

- L'avancée de fissure (da) étant fixée, nous chercherons le pas de temps (dt) qui vérifie le critère. La fissure reste immobile si $dt > 5 \mu s$ jusqu'à ce que le critère soit à nouveau vérifié.
- L'incrément du temps (dt) étant fixé, nous chercherons l'avancée de fissure (da) qui vérifie le critère. Si $da < 50 \mu m$, la fissure s'arrête pour ce pas de calcul jusqu'à ce que le critère soit de nouveau vérifié.

Ces méthodes sont équivalentes. Elles donnent la même longueur de fissure à l'arrêt pour un essai. Dans nos calculs, nous adoptons la deuxième méthode, soit l'avancée de fissure fixée ($da = 100 \mu m$). L'algorithme implicite utilisé pour les calculs prédictifs est présenté dans la Figure 3-2. Il s'agit d'une procédure dichotomie. La tolérance (Équation 3-1) est fixée à 5% pour les calculs prédictifs.

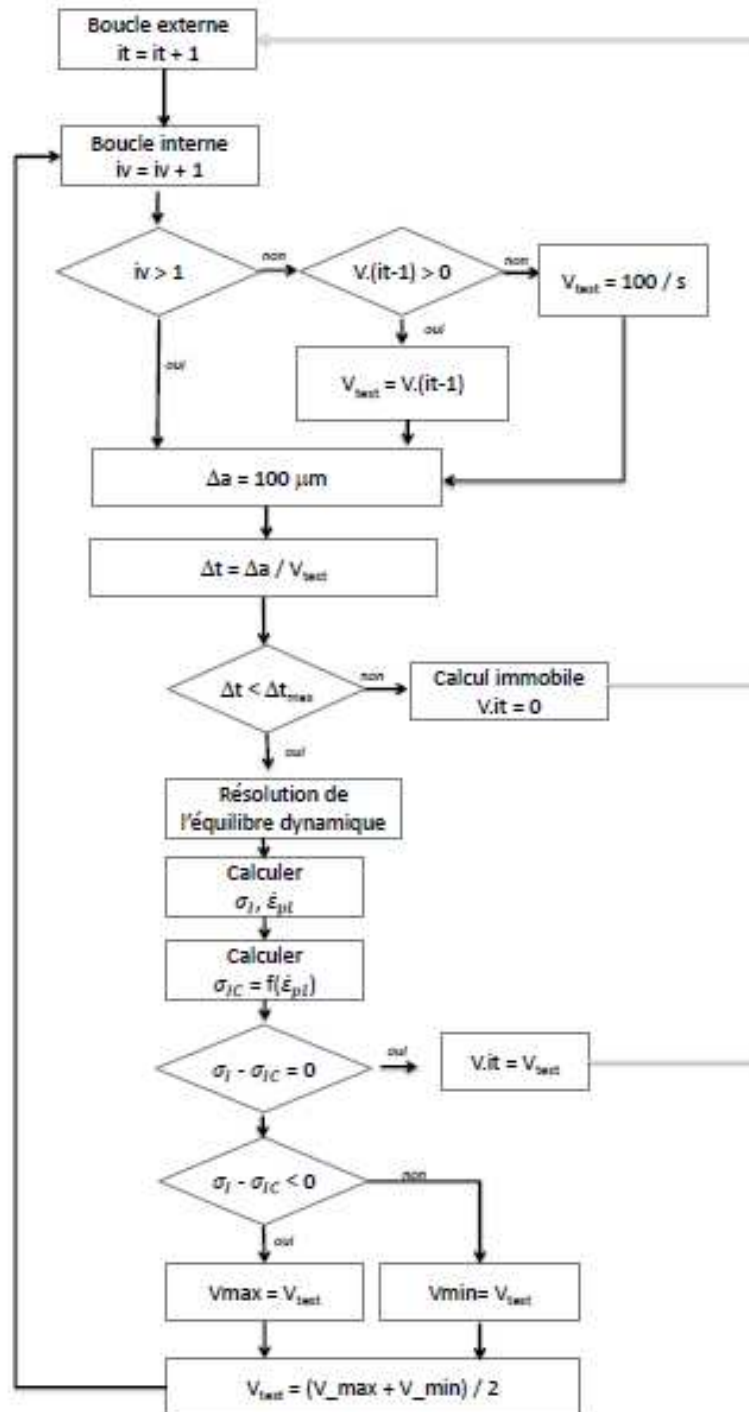


Figure 3-2 : Algorithme implicite utilisé pour les calculs prédictifs

3.3 Analyses prédictives sur éprouvettes CT25

Les calculs prédictifs sur les éprouvettes CT25 sont réalisés en 2D ainsi qu'en 3D. Les maillages utilisés sont les mêmes que ceux utilisés pour les identifications du critère présentées dans le chapitre II (Figure 3-3). En 2D, seulement la moitié de l'éprouvette CT25 est modélisée pour des raisons de symétrie. La fissure va se propager dans le plan de symétrie. La taille de maille sur le chemin de la fissure est fixée à $(50 \times 50) \mu m^2$. Les calculs en 2D sont réalisés sous l'hypothèse des déformations planes, qui représente les conditions au cœur de l'éprouvette. Le maillage 3D est obtenu par extrusion du maillage 2D sur la $\frac{1}{2}$ épaisseur de l'éprouvette. Nous avons au total 5 éléments dans l'épaisseur du maillage 3D. Le maillage dans l'épaisseur est

plus affiné près du bord afin de mieux prendre en compte l'effet de bord. Une barre élastique (non représentée dans la figure) est modélisée pour simuler la ligne d'amarrage de la machine. La longueur de la barre est égale à 700 mm, elle correspond à celle de l'amarrage. La section de la barre est déduite à partir de la raideur du montage, elle est égale à $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$.

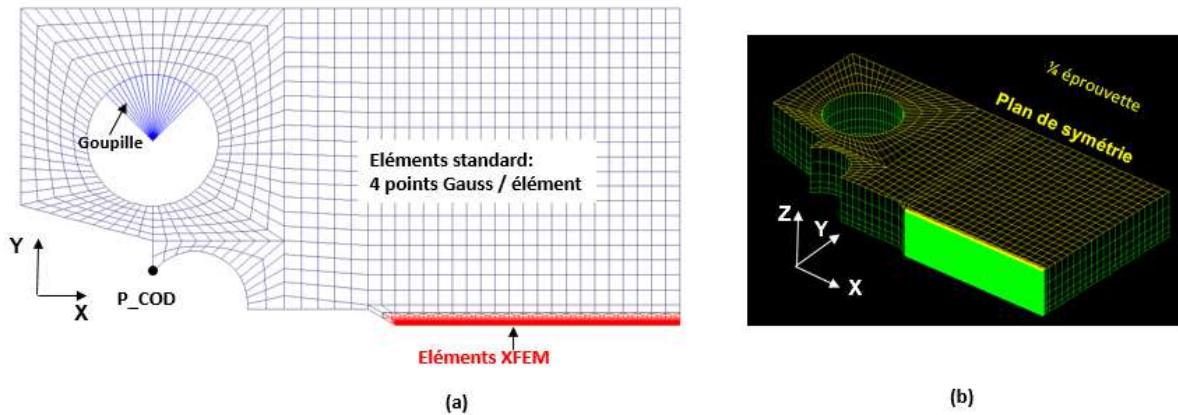


Figure 3-3 : (a) maillage d'une ½ éprouvette CT25 en 2D. (b) maillage d'un ¼ de l'éprouvette CT25 en 3D.

L'algorithme présenté dans la Figure 3-2 est appliqué pour les calculs prédictifs. En 2D, nous cherchons à chaque pas de calcul nous fixons $da = 100\mu\text{m}$ et cherchons dt qui permet de vérifier le critère à une tolérance de 5% à $100\mu\text{m}$ devant la pointe de fissure. En 3D, le critère est vérifié seulement sur une couche d'éléments au cœur de l'éprouvette. Le critère utilisé est le même pour les modélisations 2D et 3D (Équation 2-11).

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et prédictifs en 2D sur 53 essais sont fournies dans l'annexe D. Ces essais sont réalisés à quatre températures différentes: -150°C , -125°C , -100°C et -75°C . Ici, nous montrons les résultats prédictifs en 2D et en 3D pour un essai par température. La Figure 3-4 compare les avancées de fissure en fonction du temps, prédites par le critère et expérimentales.

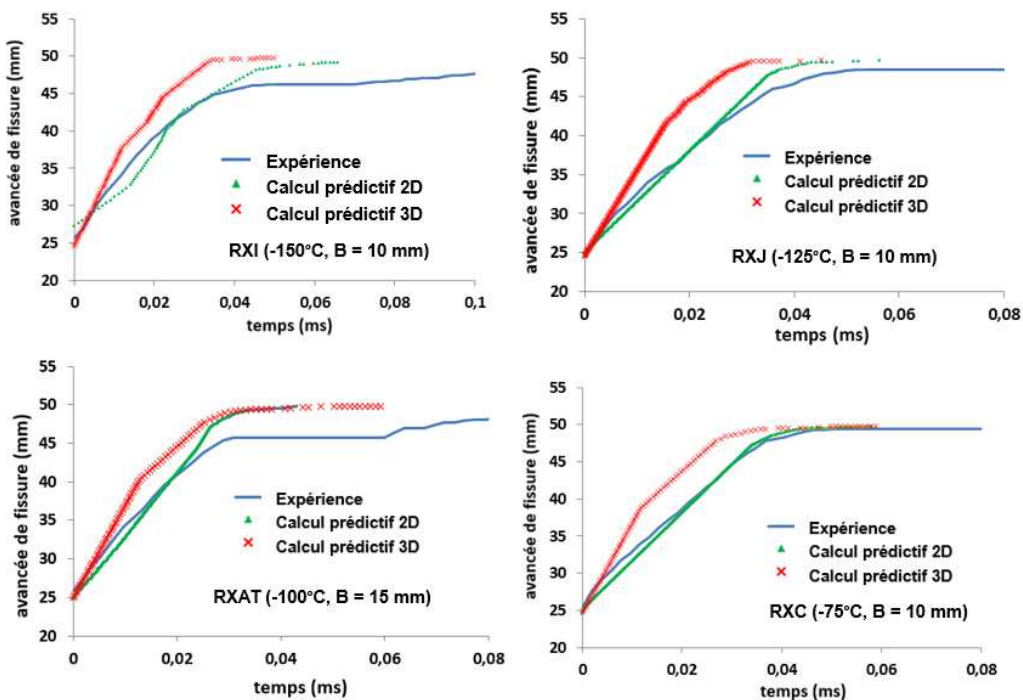


Figure 3-4 : Avancée de fissure en fonction du temps pour quatre essais sur les CT25 à différentes températures (2D & 3D).

Les fissures s'arrêtent pour la plupart des essais proches du bord libre de l'éprouvette. Les simulations 2D et 3D prédisent bien la longueur de fissure à l'arrêt pour les essais à différentes températures. Elles prédisent aussi le changement de vitesse au cours de la propagation de fissure car les courbes de modélisation contiennent au moins deux pentes de vitesse. Ceci correspond à l'avancée de fissure expérimentale sur laquelle nous trouvons une vitesse importante en début de propagation qui diminue ensuite.

Nous pouvons remarquer une légère différence entre les courbes des modélisations et celles expérimentales. Cette différence est liée à l'instabilité au cours de la propagation et d'arrêt de fissure. Nous supposons que le trajet de fissure est rectiligne dans les modélisations. Or, ce n'est pas le cas dans les expériences. En effet, le trajet de fissure est globalement rectiligne sur les éprouvettes CT25, mais en faisant un zoom sur le trajet, nous trouverons que localement le trajet de fissure n'est pas rectiligne. Il oscille légèrement autour du plan de symétrie. Nous examinerons ce point dans le chapitre VI. Les résultats des modélisations (2D et 3D) restent très satisfaisants sans prendre en compte la légère déviation locale du trajet.

Concernant la longueur de fissure à l'arrêt, les deux types de modélisation (2D et 3D) donnent le même résultat. Ceci signifie que ces deux méthodes sont équivalentes. Nous allons réaliser les calculs prédictifs uniquement en 2D dans le reste du chapitre.

Les calculs prédictifs sur les CT25 ont pour objectif de valider l'algorithme de calcul. Le critère identifié dans le chapitre II est basé sur les essais isothermes sur CT25. Réciproquement, nous pouvons retrouver l'avancée de fissure expérimentale avec l'algorithme présenté dans 3.2. Ceci montre la validité de la méthode pour les calculs prédictifs. Afin de tester la transférabilité du critère d'une géométrie à une autre géométrie, il faut réaliser les essais et les modélisations sur une autre géométrie de l'éprouvette. Dans la partie suivante du chapitre, nous allons présenter la propagation et l'arrêt de fissure sur les anneaux mécaniques. Le type de chargement est plus complexe que celui sur les CT25, les anneaux étant chargés en mode mixte (I + II).

3.4 Analyses prédictives sur les anneaux sollicités en mode mixte

Par rapport à l'éprouvette CT25, l'anneau en compression sollicité en mode I, qui a été initialement développé par Iung (1994), possède les avantages suivants :

- L'arrêt de fissure est assuré car il existe une zone de compression à l'intérieur de l'anneau. Cela permettra d'évaluer les capacités du critère à prédire la distance à l'arrêt. En effet, l'arrêt est plus difficile à interpréter sur les éprouvettes CT25 car toutes les fissures s'arrêtent proches du bord libre de l'éprouvette.
- Le retour des ondes émises à la pointe de fissure n'a pas d'influence sur la propagation et l'arrêt de fissure, car la courbure du bord interne à l'extrémité du ligament tend à les disperser.

En se basant sur l'anneau en compression chargé en mode I, Prabel (2007) a développé l'essai sur l'anneau chargé en mode mixte (I + II). La géométrie de cet anneau est illustrée dans la Figure 3-5. Il possède un diamètre extérieur de 110mm, un diamètre intérieur de 60mm et une épaisseur de 25mm. Cette dernière est supérieure à celle des CT25 qui possède une épaisseur de 10mm pour la majorité d'entre elles. Un couple d'encoches supplémentaire a été usiné pour permettre d'incliner le plan de fissure de 25° par rapport à l'horizontal lors de l'essai à rupture. La prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure sur un tel anneau permet de tester d'une part, la pertinence du critère dans des conditions de chargement complexes, et d'autre part, la transférabilité du critère d'une géométrie (CT25) à une autre géométrie (anneau).

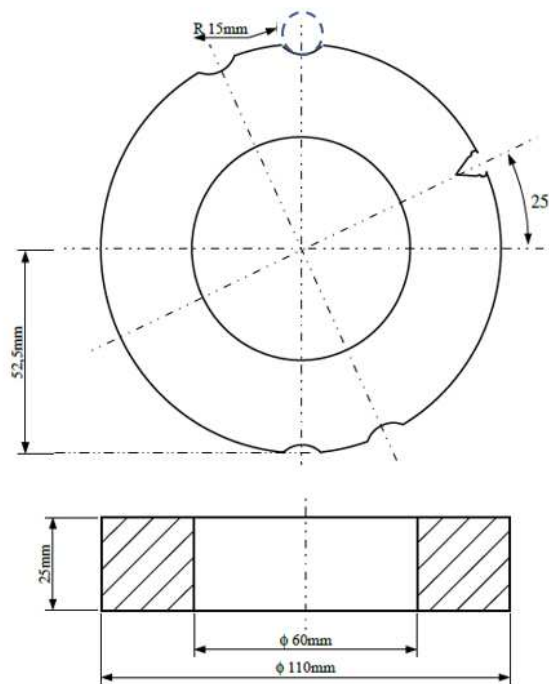


Figure 3-5 : Géométrie de l'anneau pour un chargement mécanique en mode mixte (Prabel, 2007)

Prabel (2007) a réalisé deux essais sur l'anneau sollicité en mode mixte à -125°C . Dans cette partie du mémoire, nous allons réaliser les essais sur le même type d'anneau, mais à trois températures différentes: -150°C , -125°C et -100°C . Ces essais nous permettront de mettre en évidence l'influence de la température sur le trajet de fissure. Nous analyserons ensuite les faciès de rupture pour comprendre les mécanismes de rupture pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Les simulations prédictives de ces essais seront présentées à la fin du chapitre.

3.4.1 Essais de rupture sur les anneaux isothermes en mode mixte (I + II)

Le dispositif d'essai est le même que pour les essais sur CT25 (Figure 3-6). Les essais sont réalisés, au LISN, sur une machine INSTRON servo-hydraulique de 500 kN. Cette machine est équipée d'une enceinte thermique permettant le refroidissement de l'éprouvette par injection d'azote. La vitesse de refroidissement est réglée à $-3^{\circ}\text{C}/\text{min}$ pour atteindre la température d'essai. Une fois cette température atteinte, nous la laissons se stabiliser pendant plus de 45 minutes avant de réaliser l'essai. Trois thermocouples de type K sont soudés sur l'anneau afin de contrôler la température. Nous avons aussi un clip gage (Instron 632-02F-21 n°10255411 Base 5mm) pour la mesure d'ouverture. Enfin, nous utilisons la même caméra rapide (Phantom V710) que dans les essais précédents pour suivre la propagation et l'arrêt de fissure.

Tous les anneaux sont pré-fissurés par fatigue à température ambiante en mode I (angle 0°) en imposant un chargement décroissant. L'amplitude ΔK varie de $25 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ à $15 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ afin de minimiser la plasticité en pointe de fissure.

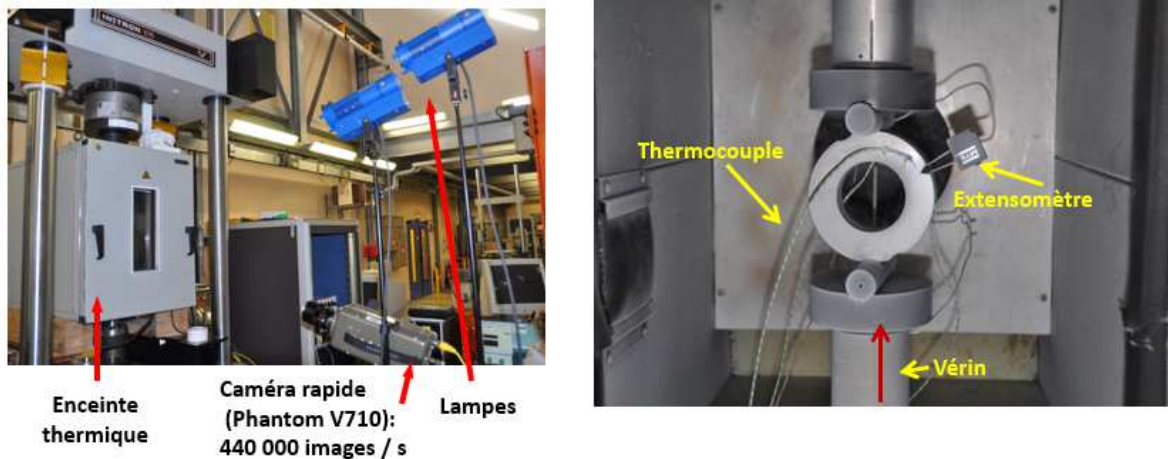


Figure 3-6 : Dispositif pour les essais sur des anneaux de compressions chargés en mode mixte

Pendant la mise en charge, le vérin inférieur se déplace vers le haut pour solliciter l'éprouvette en compression jusqu'à l'amorçage. La vitesse de déplacement est de $0,01 \text{ mm/s}$. Une fois que la cellule de force détecte une chute de valeur, correspondant à l'amorçage, le niveau de déplacement est maintenu constant pendant toute la propagation. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre I, le temps de parcours des ondes dans l'amarrage (du rondin d'appui à la cellule de force) est autour de $78 \mu\text{s}$, or, la propagation de fissure sur l'anneau dure environ $90 \mu\text{s}$, c'est à dire que la fissure a presque fini son parcours quand la cellule de force détecte l'amorçage. Nous pouvons donc considérer que la fissure se propage à « ouverture constante ». La force, le déplacement du vérin ainsi que l'ouverture de l'anneau sont enregistrés pendant la mise en charge.

Deux essais (520UV, 520UW) ont été réalisés au cours de la thèse de Prabel (2007) à -125°C . Quatre autres essais sont réalisés au cours de cette thèse pour les raisons suivantes :

- Tester l'influence de la température sur le trajet et sur l'arrêt de fissure, et tester la validité du critère. C'est pourquoi nous réalisons les essais à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C .
- Améliorer la précision de la mesure. En effet, l'avancée de fissure a été mesurée par des jauges à brins pendant les travaux de Prabel (2007). Cette méthode permet d'obtenir l'intervalle de temps de rupture entre les deux brins consécutifs. En revanche, la mesure du trajet de fissure entre ces deux brins n'est pas précise car la trajectoire est complexe (localement non perpendiculaire aux brins). Dans cette thèse, nous utilisons la caméra rapide pour suivre la propagation de fissure, ceci permet d'améliorer la précision de mesure.

Les données concernant l'amorçage sur les anneaux en compression sont fournies dans le Tableau 3-1.

N° essais LISN	Eprouvette	Température (°C)	α (°)	a_0 (mm)	Δa (mm)	Ouverture à rupture (mm)	F rupture (kN)	K_I rupture (MPa \sqrt{m})
06-060	520UV	-125	25	1,31	18,38	0.213	-251	90,9
06-061	520UW	-125	25	1,98	20,99	0.783	-272	92,5
13-024	520VV	-100	25	2	20,92	0.46	-217.45	129,1
13-023	520WA	-125	25	2,06	20,31	0.42	-247.87	113,8
13-027	520WE	-150	25	1,99	19,21	0.1	-211.35	49,7

Tableau 3-1 : Conditions d'essai et résultats obtenus pour les essais isothermes sur les anneaux en compression

Nous remarquons que l'énergie stockée dans l'éprouvette à l'instant d'amorçage (K_I) augmente avec la température. Nous pouvons donc en déduire que la zone plastique est plus étendue dans l'anneau 520VV(-100°C) que dans l'anneau 520WE (-150°C).

Au cours de la propagation de fissure, le trajet de fissure est suivi par une caméra rapide (Phantom V710). Cette caméra enregistre les images 2,6s avant et après le déclenchement d'enregistrement. La Figure 3-7 montre les images de l'enregistrement sur l'éprouvette 520VV à -100°C. Une zone de (25 mm × 8 mm) est filmée (entourée en rouge dans la figure). La résolution de l'image est de 128 × 56 pixels et la vitesse d'acquisition est de 444 000 *i/s*, soit un intervalle de 2,5 μ s entre deux positions consécutives. La propagation dure environ 67 μ s pour l'essai sur 520VV.

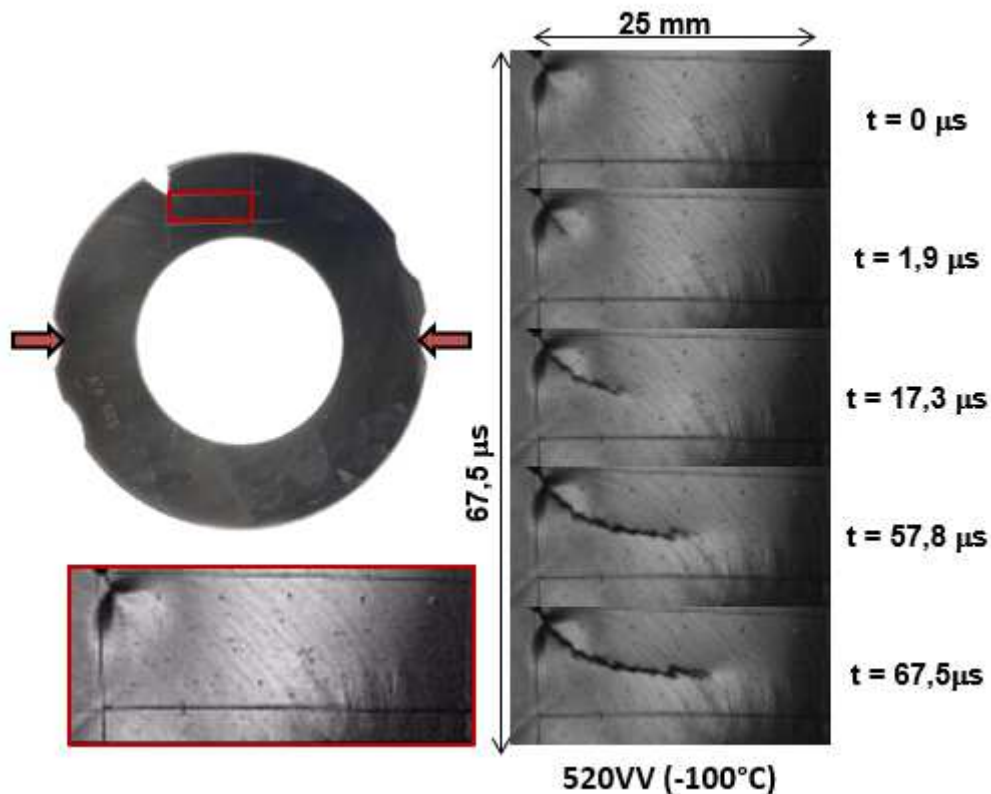


Figure 3-7 : Images de l'enregistrement de l'essai sur l'anneau 520VV

La Figure 3-8 montre les vitesses de propagation expérimentales pour les trois anneaux en compression. Ces essais sont réalisés dans le cadre de cette thèse à trois températures différentes : -150°C (520WE), -125°C (520WA) et -100°C (520VV). Nous trouvons que la vitesse de propagation n'est pas influencée par la température. La vitesse moyenne de propagation pour les anneaux est autour de 300 m/s, elle est plus faible que celle pour les éprouvettes CT25 (≈ 600 m/s).

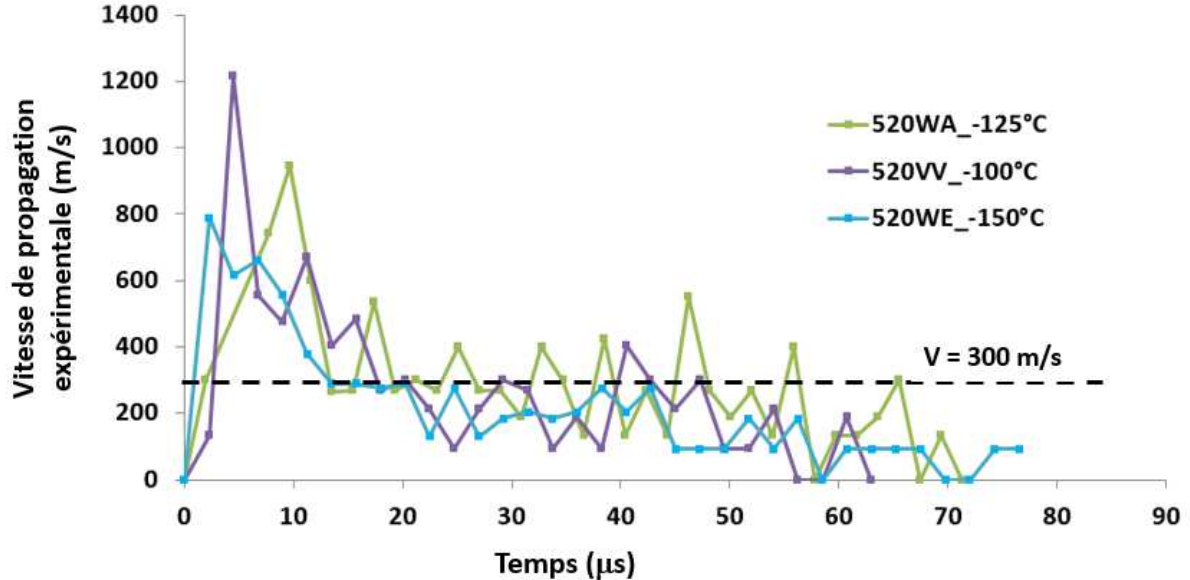


Figure 3-8 : Vitesses de propagation expérimentales pour les anneaux à trois températures différentes: -150°C (520WE), -125°C (520WA) et -100°C (520VV).

Les trajets de fissure pour les trois essais sur les anneaux à différentes températures sont présentés dans la Figure 3-9 (a). Le marqueur en point représente le trajet mesuré sur la surface de l'éprouvette par la caméra rapide, et le marqueur en triangle représente l'arrêt de fissure à mi-épaisseur de l'éprouvette, mesuré sur le faciès post-mortem. Nous remarquons qu'il existe une différence entre l'arrêt de fissure sur la surface et au cœur de l'éprouvette. Le trajet de fissure est plus long au cœur de l'éprouvette. Ce phénomène peut être observé à partir de la Figure 3-9 (b). Nous remarquons sur un faciès de rupture d'un essai à -150°C (520WE), que la fissure s'arrête 1 mm plus loin au cœur de l'éprouvette que sur les surfaces. Cette différence augmente avec la température, les valeurs pour les trois températures sont fournies dans le Tableau 3-2.

Eprouvette	Température d'essai	Différence entre l'arrêt de fissure sur la surface et à la mi-épaisseur
520WE	-150°C	1 mm
520WA	-125°C	2 mm
520VV	-100°C	6 mm

Tableau 3-2 : Différence entre l'arrêt de fissure sur la surface et à la mi-épaisseur

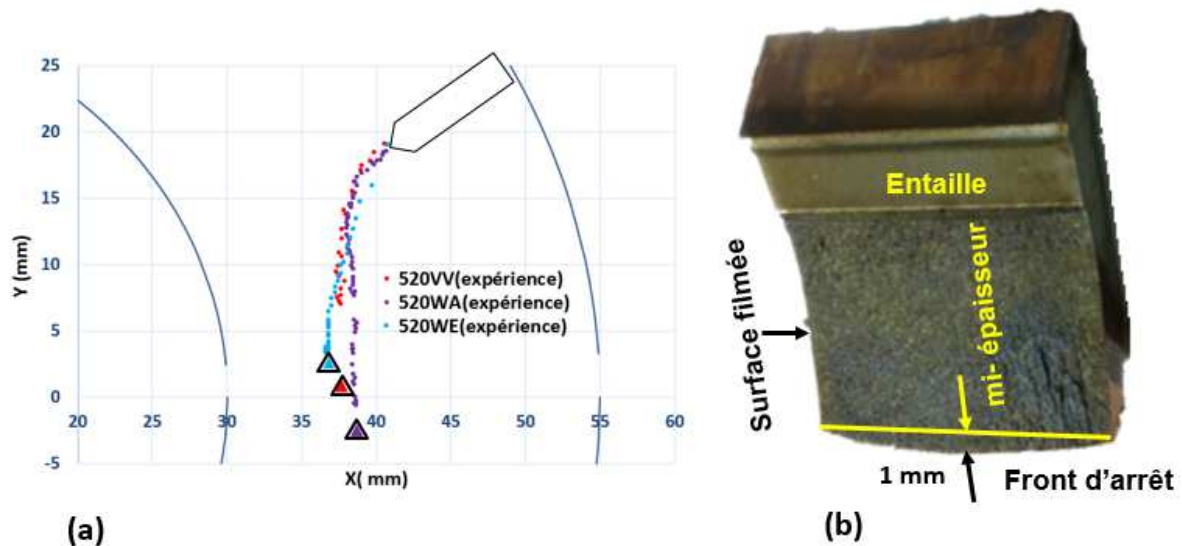


Figure 3-9 : (a) Trajet de fissure expérimental pour les anneaux sollicités en mode mixte à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C . (b) Différence entre l'arrêt de fissure sur la surface et à mi-épaisseur pour un essai à -150°C (520WE).

3.4.2 Analyse microscopique

Des observations sur les anneaux à la fin des essais ont été réalisées au laboratoire MSSMat de l'Ecole Centrale Paris afin de préciser les mécanismes en jeu lors de la propagation et l'arrêt de fissure. Deux méthodes différentes d'observations sont mises en œuvre :

- L'analyse du faciès de rupture par microscope électronique à balayage (MEB) est réalisée sur l'éprouvette 520WE (-150°C).
- L'analyse de coupes transversales au microscope optique est réalisée sur l'éprouvette 520WA (-125°C). Cette analyse a pour objectif d'observer les ligaments non rompus en arrière du front d'arrêt.

3.4.2.1 Observation fractographique sur l'éprouvette 520WE (-150°C)

Sur les anneaux sollicités en mode mixte, la fissure ne se propageant pas jusqu'au bord de l'éprouvette, il est nécessaire d'effectuer une opération de post-fissuration par fatigue avant l'ouverture complète de l'anneau (pour obtenir le faciès de rupture). Ceci permet de marquer le front d'arrêt de la fissure sans le modifier par des déchirures ductiles ou fragiles. Il faut noter que pour la post-fissuration par fatigue, nous devons couper la partie de l'anneau opposée à la fissure pour faciliter son ouverture, sinon, dans la configuration de l'essai, elle ne peut pas continuer à avancer par fatigue. La Figure 3-10(a) montre le faciès de rupture de l'éprouvette 520WE. Nous pouvons distinguer trois phases sur cette figure :

- Une phase transitoire juste après l'amorçage : la propagation est multidirectionnelle du cœur (amorçage) vers les deux surfaces de l'éprouvette.
- Un régime établi représenté par une zone macroscopiquement plate.
- Une phase d'arrêt : le nombre et la hauteur des irrégularités du relief sont importants dans cette zone.

Pour rappel, nous pouvons aussi trouver ces trois phases dans le faciès de rupture sur les CT25 (Bousquet et al, 2012). Revenons sur l'anneau, nous remarquons que le faciès est plus plat au cœur que sur les bords de l'éprouvette, ce contraste est surtout marqué sur la phase d'arrêt.

Des analyses quantitatives sur les reliefs sont effectuées sur une partie du régime établi et sur une partie de la phase d'arrêt (Figure 3-10(b)). Nous pouvons mesurer la hauteur des reliefs grâce à une reconstitution de surface en 3D par l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona. La couleur représente le niveau du relief qui peut être mesuré précisément (Figure 3-10(c)). La hauteur des marches est de l'ordre de $200\mu\text{m}$, elle correspond à quatre fois la taille de l'ancien grain γ .

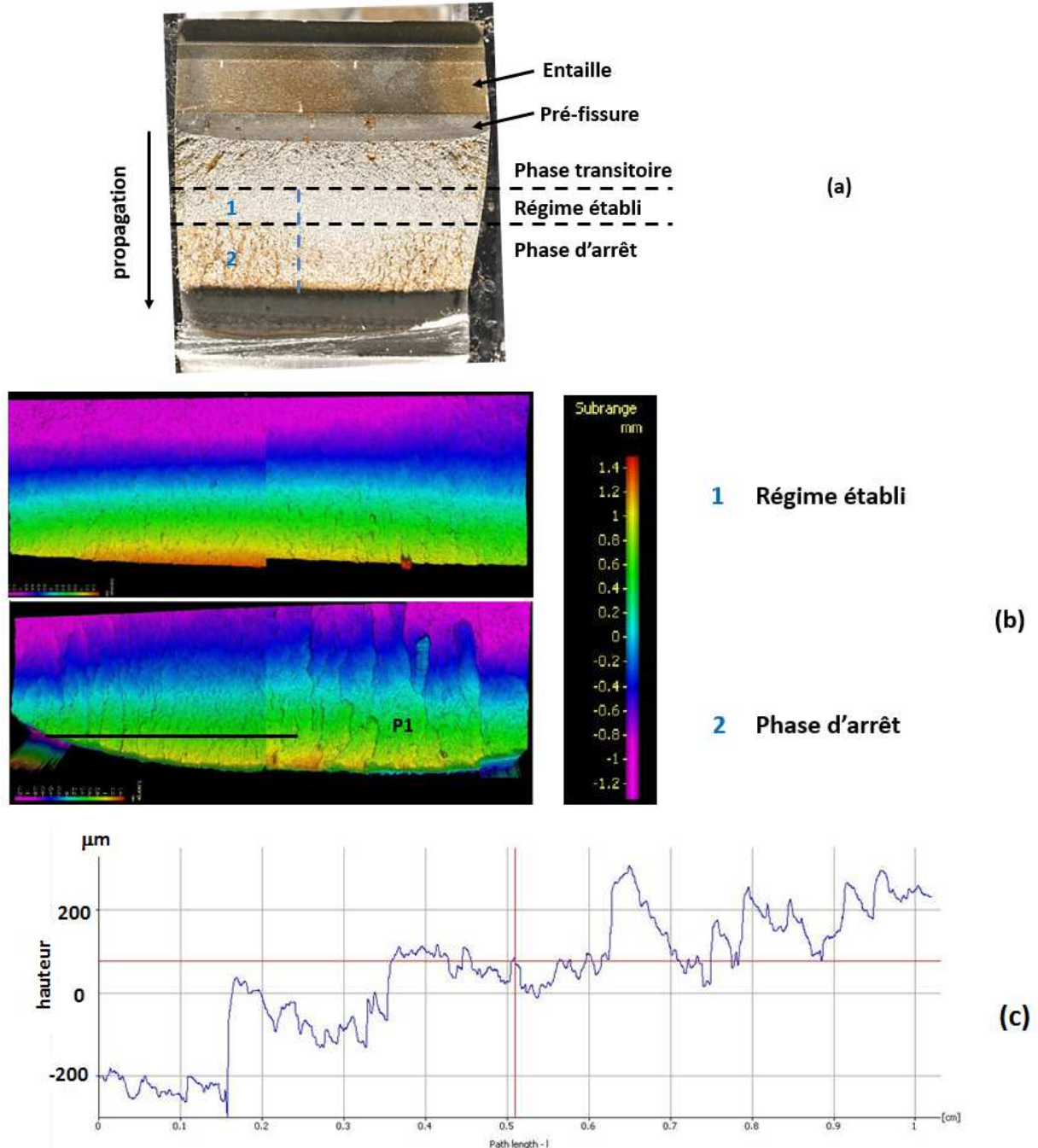


Figure 3-10 : (a) Faciès de rupture de l'anneau 520WE (-150°C), (b) Reconstitution 3D du faciès de rupture à l'aide du logiciel Alicona, (c) Profil le long du segment P1 dans la zone d'arrêt de l'anneau 520WE testé à -150°C.

La Figure 3-11 montre le site principal d'amorçage. Nous remarquons que l'amorçage s'est fait sur une inclusion de sulfure qui s'est échappée en laissant derrière une trace cylindrique bien observable sur la figure.

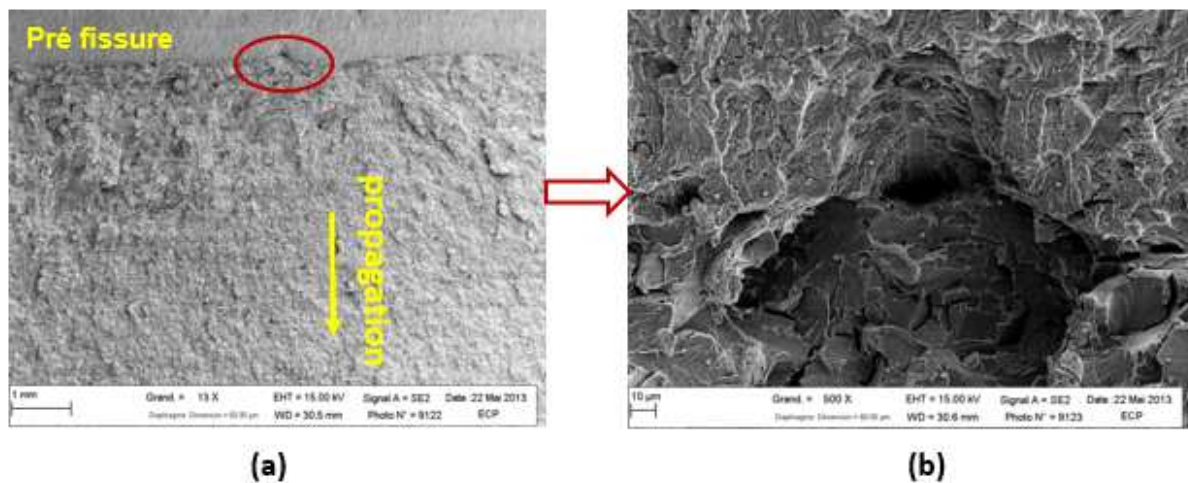


Figure 3-11: Localisation du site d'amorçage principal. (a) faible grandissement : 13 fois. (b) fort grandissement : 500 fois. (520WE, -150°C)

La Figure 3-12 et la Figure 3-13 montrent le faciès de rupture dans le régime établi respectivement au cœur et sur le bord de l'éprouvette. La vitesse de propagation dans cette zone est d'environ 300 m/s. Nous remarquons que le faciès est plus plat au cœur de l'éprouvette que sur le bord. La présence des facettes et des rivières de clivage indique clairement que le mécanisme principal pendant la propagation de fissure est le clivage. Les facettes de clivage ne sont pas au même niveau, nous observons aussi des zones avec ligaments entre ces facettes de clivage. Ces ligaments sont rompus en mode ductile caractérisé par les cupules, ils sont orientés dans le même sens que la propagation de la fissure. La taille de ces ligaments est variable. Nous remarquons que le nombre et la hauteur de ligaments augmentent au cours de la propagation (Figure 3-13).

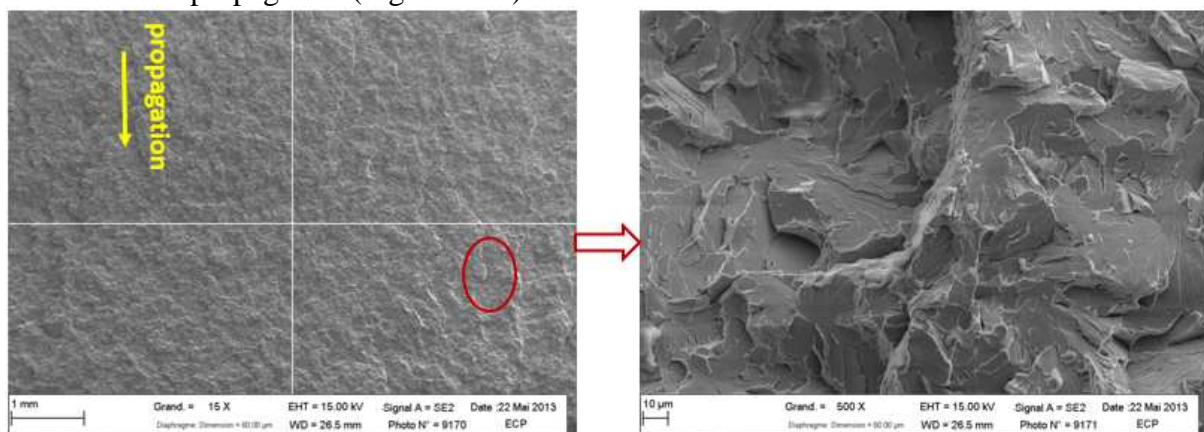


Figure 3-12 : Faciès de rupture dans le régime établi (au cœur de l'éprouvette) (520WE, -150°C)

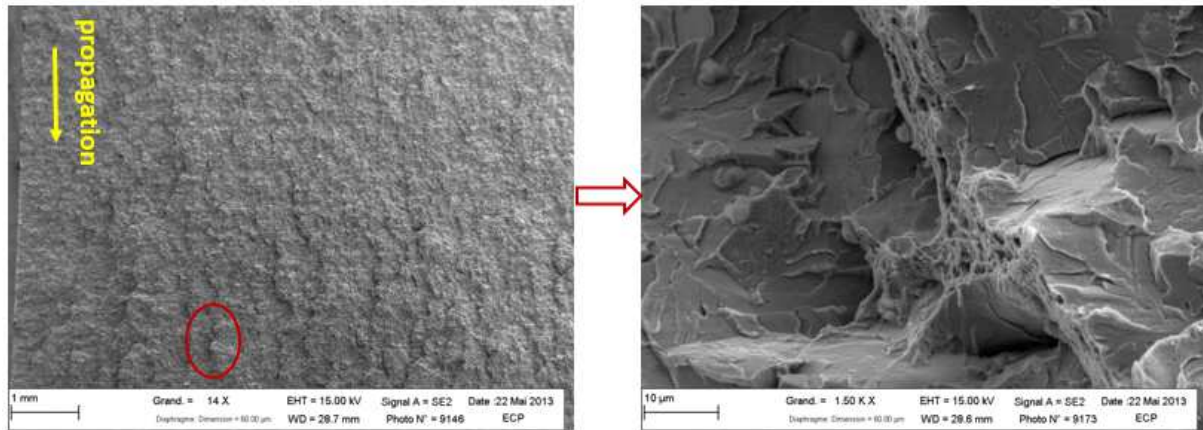


Figure 3-13 : Faciès de rupture dans le régime établi (sur le bord de l'éprouvette) (520WE, -150°C)

Vers l'arrêt, nous observons des reliefs de plus en plus accentués et la présence de bandes de matière « cylindriques » aux bords de l'éprouvette (Figure 3-14). Le mécanisme principal observé est toujours le clivage.

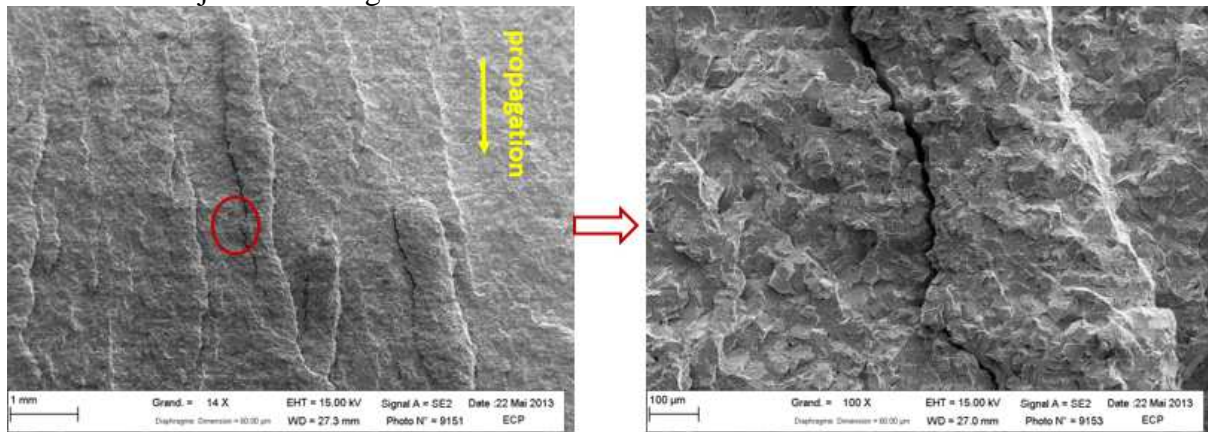


Figure 3-14 : Faciès de rupture dans la phase d'arrêt (520WE, -150°C)

Dans la phase d'arrêt, nous trouvons des ligaments non-rompus à la fin de l'essai comme montré dans la Figure 3-15. Nous pouvons en déduire que ces ligaments se sont rompus pendant la post-fissuration car il existe des stries de fatigue sur le faciès de rupture.

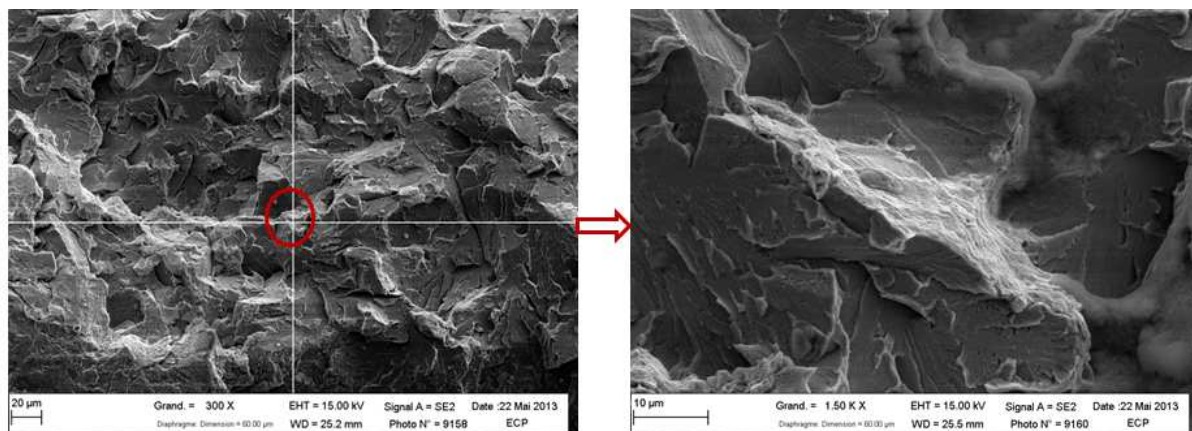


Figure 3-15 : Zones non rompues pendant la propagation de fissure, phase d'arrêt (520WE, -150°C)

La Figure 3-16 présente le front d'arrêt observé au cœur de l'éprouvette 520WE (-150°C). Le front d'arrêt est rectiligne avec une légère courbure vers les bords. L'absence de sites de clivage isolés au-delà du front d'arrêt laisse à penser que la propagation de fissure est induite par un comportement collectif des grains, sans être précédée de la rupture de points faibles, comme c'est le cas pour l'amorçage.

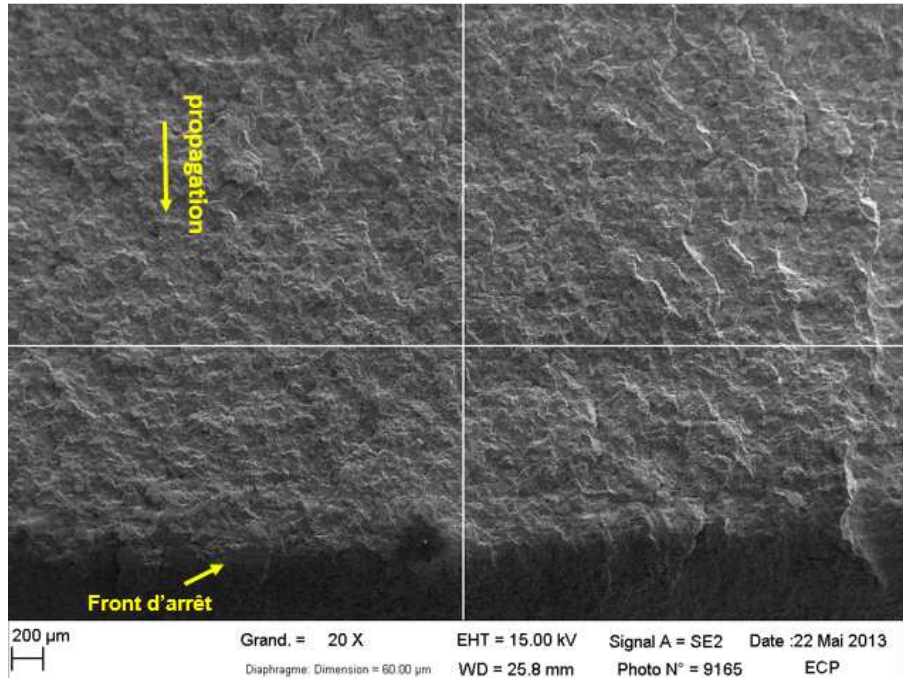


Figure 3-16 : Front d'arrêt de fissure (au cœur) (520WE, -150°C)

La Figure 3-17 montre un zoom du front d'arrêt. Il est marqué par l'interface des deux différents mécanismes : clivage et fatigue. En effet, le mécanisme principal à l'arrêt de fissure est le clivage et la post-fissuration a été effectuée par fatigue. Nous remarquons que le front d'arrêt n'est pas rectiligne, qu'il est à une forme de « doigts » comme illustré dans la Figure 3-18. La fissure principale est constituée de plusieurs fissures dans les différents plans de propagation (fissure 1 à n dans la figure). Les ligaments sont présents entre les deux différents fronts adjacents. Nous reprendrons ce point dans le chapitre IV pour analyser les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure.

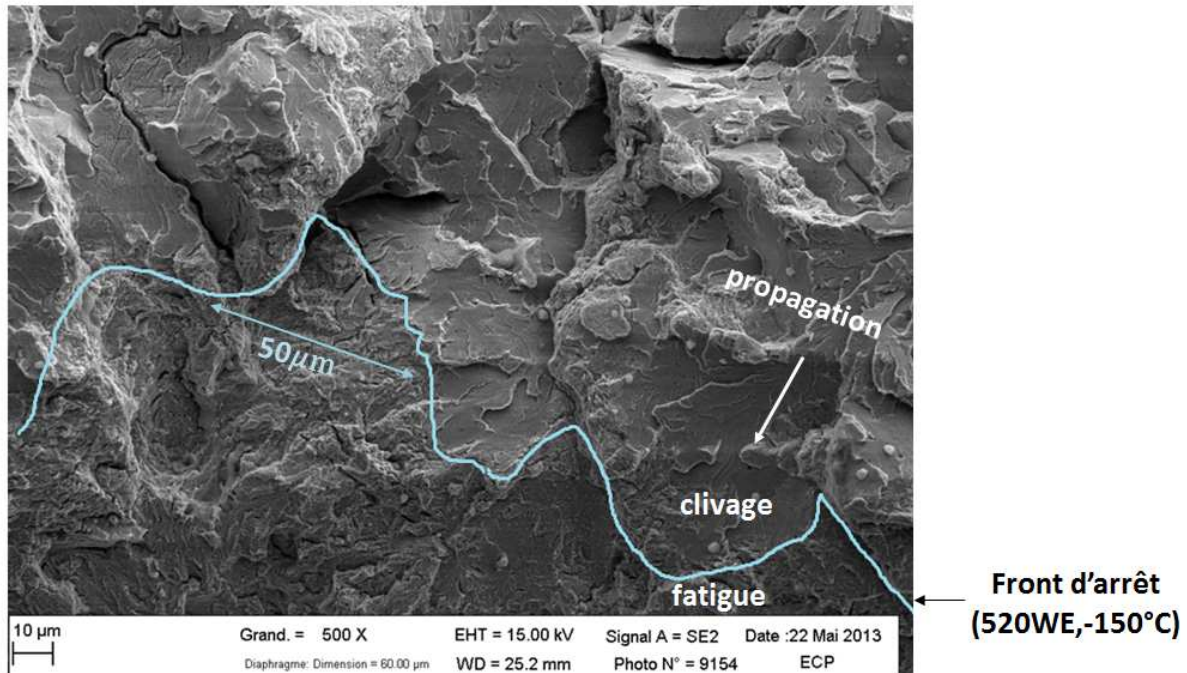


Figure 3-17 : Front d'arrêt de fissure (520WE,-150°C)

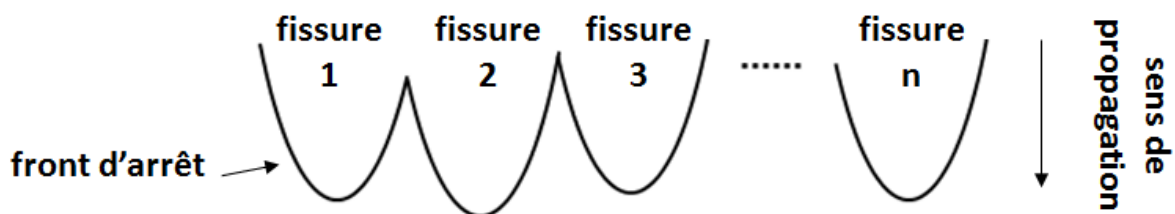


Figure 3-18 : Illustration du front de fissure à l'arrêt

3.4.2.2 Observation des coupes transversales sur l'éprouvette 520WA (-125°C)

Cette observation a lieu sur l'anneau 520WA testé à -125°C, juste après l'essai. L'éprouvette n'est donc pas post-fissurée, ni ouverte. Ceci permet d'observer les ligaments non rompus en arrière du front d'arrêt. Vue la grande taille des éprouvettes de type anneau, une préparation préalable à ces observations est nécessaire. La partie contenant la fissure est d'abord soigneusement découpée dans l'éprouvette et ensuite placée dans une résine. L'utilité de la résine est de stabiliser l'éprouvette et d'éviter qu'elle ne se rompe entièrement pendant le processus de découpage. Afin d'obtenir une topologie des ligaments en arrière du front d'arrêt, un nombre maximum des coupes transversales est nécessaire. Bouyne (1999) trouve que les ligaments non rompus sont répartis sur une distance d'environ 2mm en arrière de la pointe de fissure sur les anneaux en l'acier $2^{1/4}\text{Co-1Mo}$. Cependant, la découpe à la scie enlève

successivement au minimum 1mm de matière à chaque coupe. Afin d'avoir plus d'information concernant ces ligaments non rompus, nous utilisons le polissage à la main pour enlever les couches de matières. L'éprouvette est polie de l'arrêt vers l'amorçage, dans le sens perpendiculaire à la direction de propagation (Figure 3-19 (a)). Une coupe transversale à la phase d'arrêt est scannée tous les 0,3 mm.

La Figure 3-19 (b) montre une coupe transversale à 13,4 mm avant le front d'arrêt. Cette coupe se trouve dans le régime établi. Nous remarquons que la fissure est formée par plusieurs petites fissures qui se trouvent à différents niveaux. Ces petites fissures sont séparées par des ligaments. Bien que cette coupe se situe loin du front d'arrêt (13,4mm), nous trouvons toujours des ligaments non rompus.

L'ensemble des images des coupes transversales est fourni dans l'annexe H. La géométrie des ligaments (hauteur, largeur) sur chaque coupe est mesurée. L'étude quantitative sur le rôle des ligaments au cours de la propagation sera apportée dans le chapitre IV.

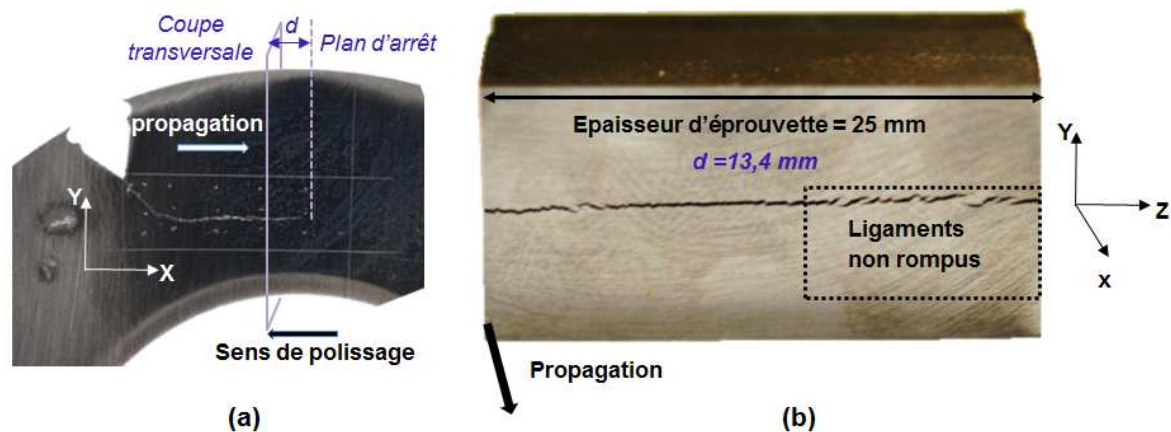


Figure 3-19 : (a) Illustration de la méthode de polissage pour obtenir les coupes transversales, (b) Coupe transversale à 13,4mm en amont du front d'arrêt (520WA, -125°C)

3.4.3 Modélisation

La modélisation des essais sur anneaux est basée sur le même principe que ceux sur CT25, en deux phases. La phase de mise en charge est réalisée ici en 2D et en 3D. En revanche, les calculs prédictifs de propagation dynamique de fissure, sont effectués uniquement en 2D.

3.4.3.1 Mise en charge

Dans cette partie du mémoire, nous présenterons tout d'abord la modélisation de la mise en charge en 3D, ceci permet de valider les conditions aux limites. Ensuite, nous présenterons la modélisation de la mise en charge en 2D car la prédiction de la propagation de fissure sera réalisée en 2D. Les modélisations de mise en charge en 2D ainsi qu'en 3D sont effectuées en statique. Le comportement du matériau est élasto-plastique. La viscosité du matériau n'intervient pas dans cette partie.

Afin d'économiser du temps de calcul, la modélisation en 3D est réalisée par la méthode des éléments finis standard. L'éprouvette est entièrement modélisée par des éléments non linéaires (cubiques à 20 nœuds), le maillage est illustré dans la

Figure 3-20(a). La taille de maille est de $(50 \times 50)\mu m^2$ autour de la pointe de fissure. Nous avons six couches d'éléments dans l'épaisseur de l'éprouvette. Seulement 1/8 de rondin est modélisé pour effectuer le chargement mécanique. En effet, selon le marquage laissé sur les

rondins après l'essai, nous remarquons que seulement 1/8 du rondin est en contact avec l'anneau.

Contrairement à la modélisation sur les CT25, l'amarrage de la machine n'est pas modélisé car l'anneau peut être considéré comme une plaque infinie. Le retour des ondes n'intervient pas à la pointe de fissure pendant la propagation et l'arrêt de fissure (Iung, 1999).

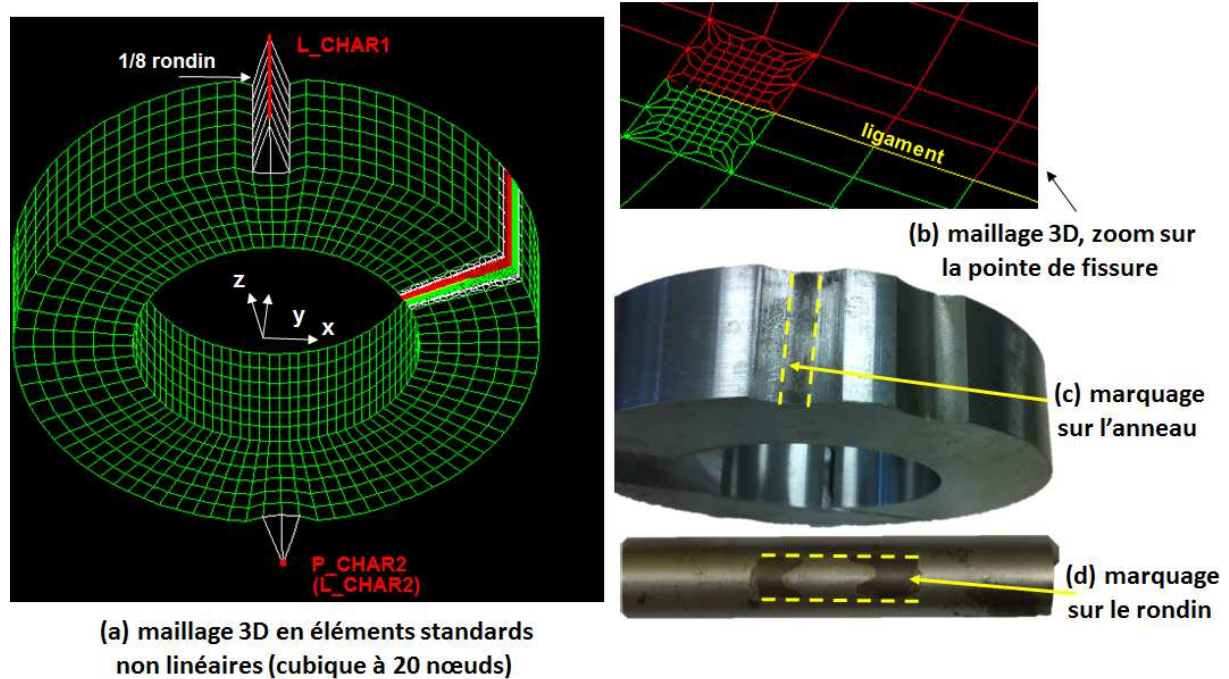


Figure 3-20 : (a) Maillage de l'anneau en éléments standards 3D pour le calcul de la mise en charge. (b) Zoom du maillage sur la zone de la pointe de fissure. (c) Marquage sur l'anneau après l'essai. (d) Marquage sur le rondin après l'essai (zone en contact avec l'anneau).

Les conditions aux limites pour les modélisations en 3D sont les suivantes :

- Le chargement de l'anneau est effectué en imposant le déplacement U_Y sur la ligne L_CHAR1 du rondin. Nous supposons que le rondin est toujours en contact avec l'anneau, et qu'il n'y a pas de décrochement entre ces deux composants au cours de l'essai.
- Le déplacement suivant U_X est bloqué la ligne L_CHAR1.
- Les déplacements suivant U_X et U_Y sont bloqués pour la ligne L_CHAR2.
- Pour empêcher un mouvement d'ensemble, le déplacement suivant U_Z est bloqué sur un point du rondin (P_CHAR2).

Pour la modélisation en 2D de la mise en charge, nous imposons les hypothèses qui correspondent à celles au cœur de l'anneau, soit les déformations planes. L'hypothèse des Petites Déformations Petits Déplacements (PDPD) est imposée pour tous les calculs.

Le maillage 2D est montré dans la Figure 3-21. Vu que le trajet de fissure est un inconnu dans la modélisation, nous maillons une zone assez grande avec les éléments X-FEM (en couleur rouge dans la figure). La fissure peut se propager dans cette zone. La taille des éléments X-FEM est de $(50 \times 50) \mu m^2$, soit la même que pour les modélisations des essais sur les CT25. Pour un tel maillage, nous avons 45206 nœuds et 45111 éléments. Le maillage de la fissure est

indépendant du maillage de l'anneau. Les avantages de la méthode X-FEM sont évidents pour modéliser ce type d'essai car le trajet de la fissure est complexe.

Les conditions aux limites suivent les mêmes principes que pour les modélisations en 3D :

- Le chargement de l'anneau est effectué en imposant le déplacement U_Y sur le point P_CHAR1 du rondin.
- Le déplacement suivant U_X est bloqué le point P_CHAR1.
- P_CHAR2 est fixe. Ses déplacements suivant U_X et U_Y sont bloqués.

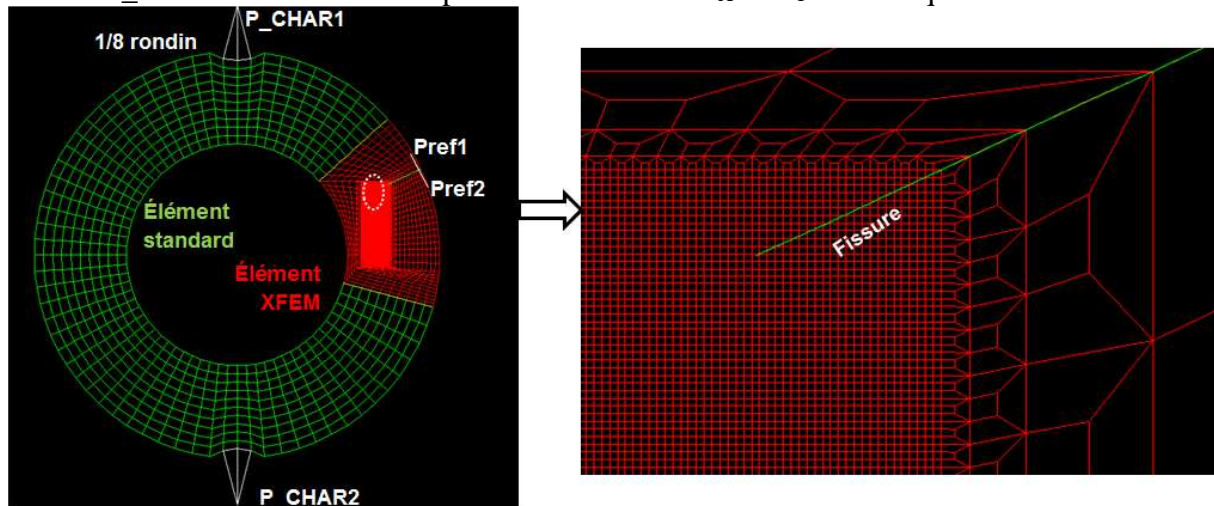


Figure 3-21 : Maillage 2D de l'anneau de compression sollicité en mode mixte.

L'ouverture de l'anneau est mesurée entre Pref1 et Pref2. La distance initiale entre ces deux points correspond à l'emplacement du clip gage sur l'anneau.

Les courbes force-ouverture issues des modélisations (2D & 3D) et des expériences pendant la mise en charge sont présentées dans la Figure 3-22. Elles sont comparées aux expériences.

Nous remarquons que les modélisations en 3D par la méthode des éléments finis standards sont conformes aux expériences. Cela montre aussi la pertinence de mailler uniquement 1/8 du rondin, ainsi que les conditions aux limites utilisées.

Cependant pour les courbes force-ouverture issues des modélisations 2D, elles présentent une différence par rapport aux expériences. Cette différence augmente avec la plasticité. En effet, les débuts des courbes calculées sont confondus avec les expériences qui sont dans le domaine élastique (partie linéaire des courbes). Les différences sont marquées dans le domaine plastique. Le même phénomène a été trouvé par Prabel (2007). Les différences entre les modélisations en 2D et les expériences sont dues à l'hypothèse des déformations planes.

Les modélisations en 2D surestiment l'énergie stockée dans l'éprouvette à l'instant d'amorçage. Afin d'obtenir un niveau d'énergie cohérent avec l'expérience, le paramètre « quantité d'énergie » est utilisé pour définir la fin de la mise en charge dans les modélisations en 2D. Nous considérons que la fissure s'amorce dans l'anneau quand l'énergie stockée dans l'éprouvette atteint sa valeur expérimentale (Équation 3-3). C'est un compromis entre le choix de la force ou de l'ouverture expérimentale comme condition imposée au calcul à l'amorçage.

$$E = F(\text{calc.}) \times Ouverture(\text{calc.}) = F(\text{test}) \times Ouverture(\text{test}) \quad \text{Équation 3-3}$$

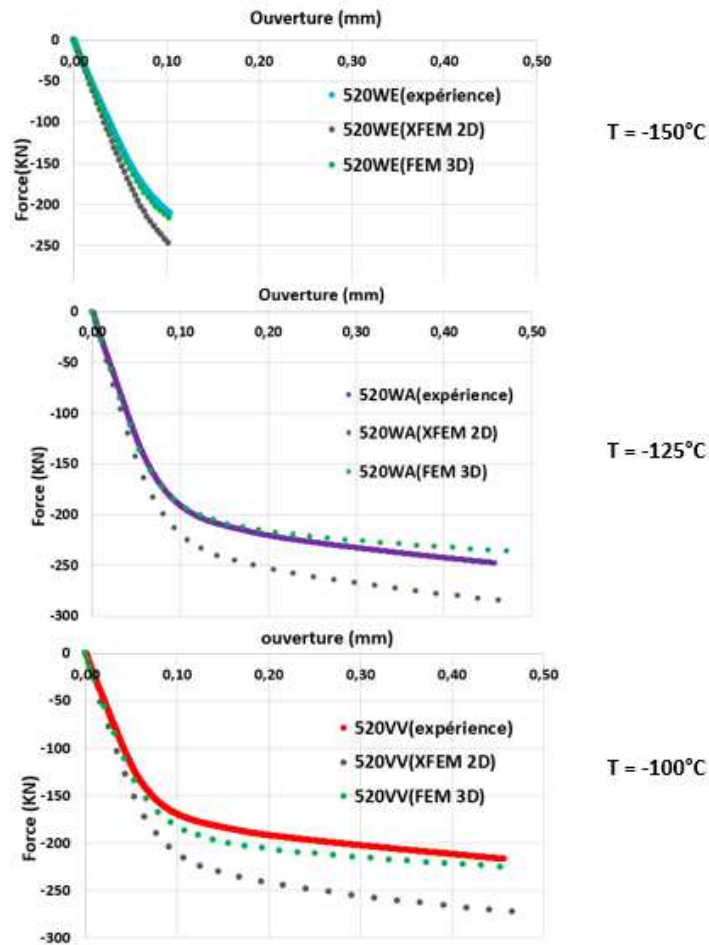


Figure 3-22 : Comparaison entre les modélisations et l'expérience de la courbe force-ouverture pendant la mise en charge des anneaux à trois températures différentes: -150°C (520WE), -125°C (520WA) et -100°C (520VV).

3.4.3.2 Critère pour l'orientation de la fissure

Sachant que le trajet de la fissure dans les anneaux n'est pas rectiligne, une loi supplémentaire est nécessaire pour prédire la direction de la propagation dans les modélisations. Ceci a été abordé par Prabel (2007). Afin de modéliser la propagation et l'arrêt de fissure sur les anneaux chargés en mode mixte, l'auteur a testé deux types de critères pour déterminer la direction de la propagation. Ils sont basés sur les contraintes locales à la pointe de fissure :

- Le critère qui cherche pour une distance critique donnée (r_c), l'angle (θ_c) pour lequel la contrainte atteint son maximum. Cette dernière est évaluée ponctuellement. Ce type de critère semble être très proche du principe du critère RKR. Deux types de contrainte ont été testés :
 - ✓ La contrainte principale maximale (σ_I) : Prabel (2007) a montré que l'application de ce critère donne des trajets de fissures aberrants. En plus, l'évaluation ponctuelle de la contrainte est sujette à des bruits numériques.
 - ✓ La contrainte circonférentielle maximale ($\sigma_{\theta\theta}$) : l'auteur a montré que les résultats obtenus avec ce critère fournissent des trajets de fissure cohérents, proches des résultats expérimentaux, mais présentant des oscillations numériques. L'auteur pense que ces oscillations sont liées à l'évaluation ponctuelle de contrainte car elle est sujette à des bruits numériques.
- Le critère qui est basé sur la direction perpendiculaire au maximum de la contrainte principale maximale ($\theta_c(\sigma_I)$), mais la contrainte est moyennée sur un demi-disque de

rayon de $200\mu\text{m}$ centrée à la pointe de fissure avec une fonction de pondération. Prabel (2007) a montré que l'application de ce critère donne un trajet de fissure de bonne qualité, et élimine les oscillations dues à des problèmes numériques.

En effet, nous avons testé, dans le Chapitre II (§2.5.2), de moyennner la contrainte sur un demi-disque pour l'identification du critère. Certes, cette méthode peut aider à diminuer l'erreur numérique, mais elle prend en compte toutes les valeurs faibles dans une zone autour de la pointe de fissure. Ceci gomme à priori la sensibilité de la procédure. En plus, le paramètre de la distance critique (r_c) n'est pas explicite dans cette méthode.

Nous préférons un critère basé sur l'évaluation de la contrainte à une distance critique (r_c). Prabel (2007) a montré que la difficulté principale de cette méthode était l'oscillation numérique. Nous avons proposé deux moyens dans cette thèse pour améliorer ce point :

- Raffinement du maillage. En effet, la taille d'un élément X-FEM sur le trajet de fissure est de $(200\mu\text{m} * 200\mu\text{m})$ pour le maillage utilisé par Prabel (2007). Cependant, elle est de $(50\mu\text{m} * 50\mu\text{m})$ pour le maillage utilisé dans cette thèse. Le raffinement du maillage peut aider à diminuer l'oscillation numérique.
- Moyenner la contrainte sur une « boîte » de $(50\mu\text{m} * 50\mu\text{m})$ (§2.5.2). Cette méthode est déjà utilisée dans le Chapitre II pour l'identification du critère. Cette méthode peut aussi aider à diminuer l'oscillation numérique.

Nous présentons maintenant en détail la procédure pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure. La Figure 3-23 présente la méthode pour déterminer l'angle de propagation à un pas de calcul. Sur un demi-cercle de rayon $100\mu\text{m}$ (r_c du critère) devant la pointe de fissure, la contrainte (σ_I ou $\sigma_{\theta\theta}$) est évaluée degré par degré. Afin de diminuer le bruit numérique, à chaque angle donné, nous moyennons la contrainte sur une zone ($\Omega = (50 \times 50)\mu\text{m}^2$) selon l'Équation 3-4. Ce qui est similaire à la méthode de calcul des contraintes en pointe de fissure (notée méthode « boîte » au §2.5.2) appliquée aux fissures rectilignes.

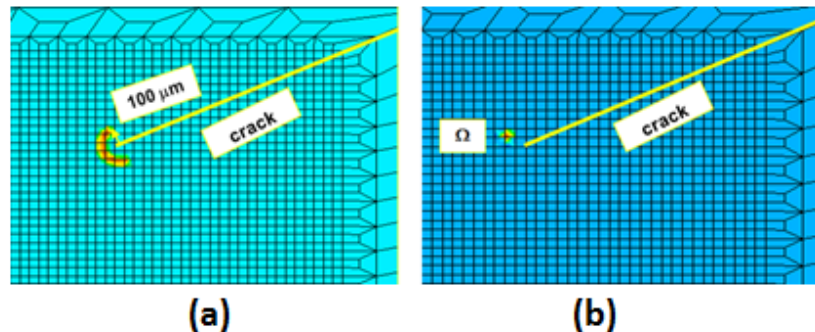


Figure 3-23 : Méthode pour déterminer l'angle de propagation. (a) demi-cercle devant la pointe de fissure sur lequel nous cherchons le maximum de la contrainte. (b) à un angle donné, la zone Ω pour moyennner la contrainte.

$$\bar{\sigma} = \left[\frac{\int \sigma d\Omega}{\int d\Omega} \right] \quad \text{Équation 3-4}$$

Deux types de contraintes sont testés : la contrainte principale maximale (σ_I) et la contrainte circonférentielle ($\sigma_{\theta\theta}$). L'objectif est de définir l'angle (α) correspondant au maximum de la contrainte (σ_I ou $\sigma_{\theta\theta}$). La direction de propagation (θ_c) sera alors choisie perpendiculaire à cette contrainte. La Figure 3-24 montre, pour un chargement en mode mixte, les évolutions angulaires de ces deux contraintes sur le demi-cercle à $100\mu\text{m}$ devant la pointe de fissure à trois différents pas de calcul. Nous remarquons que sur la courbe de l'évolution angulaire de

σ_I , il existe deux valeurs maximales à chaque pas de calcul. L'angle de propagation va basculer entre ces deux valeurs pendant la propagation, l'oscillation numérique est donc importante. En revanche, sur la courbe d'évolution angulaire de $\sigma_{\theta\theta}$, il n'existe qu'une valeur maximale à chaque pas de calcul. L'oscillation numérique est donc moins importante.

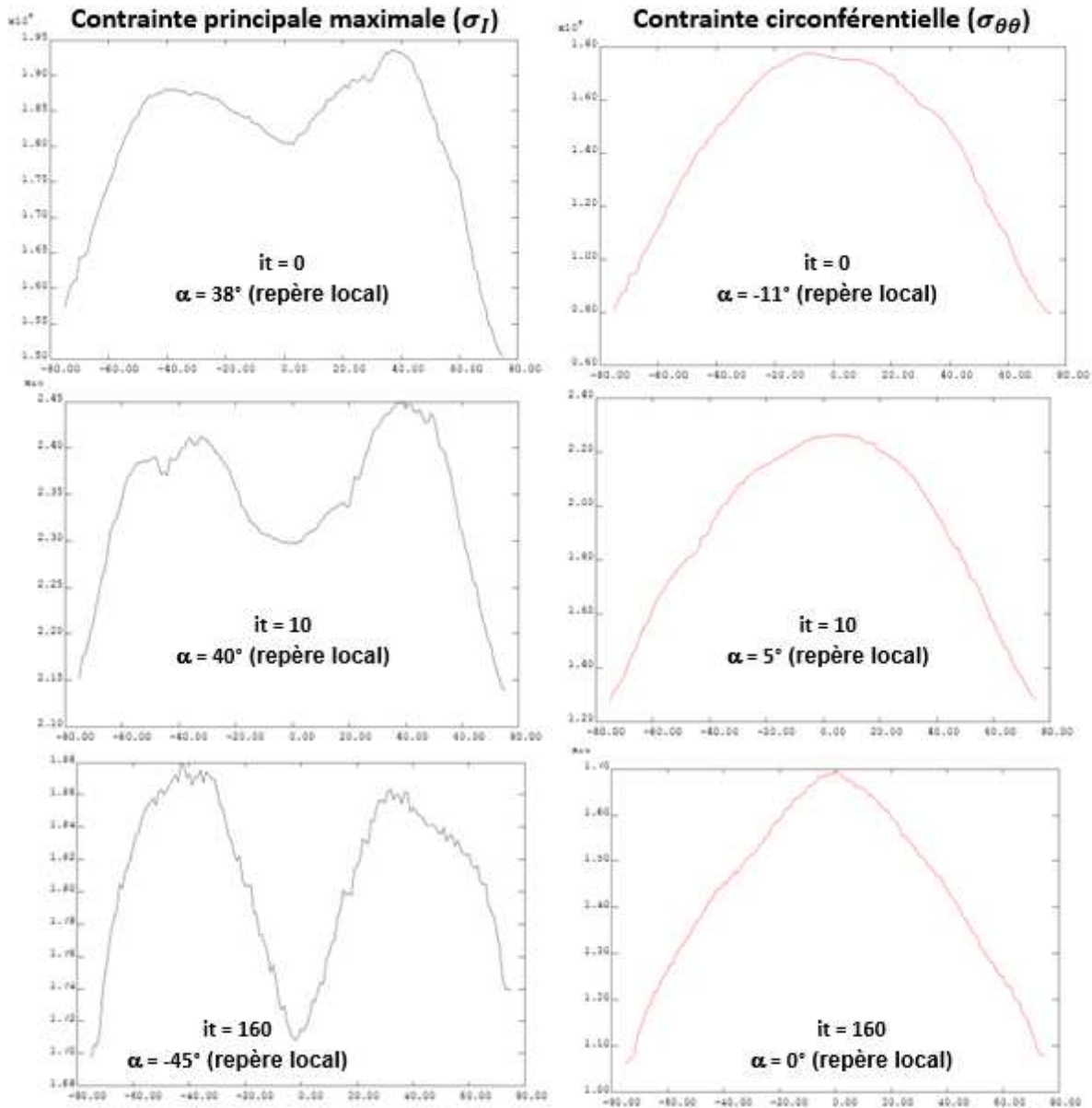


Figure 3-24 : Evolution angulaire des contraintes (σ_I et $\sigma_{\theta\theta}$) sur le demi-cercle à $100 \mu\text{m}$ devant la pointe de fissure à trois différents pas de calcul et angle α correspondant au maximum pour chaque type de contrainte.

La Figure 3-25 montre les trajets prédictifs de fissure selon deux méthodes permettant de définir la direction de propagation. Les mêmes conditions à l'amorçage sont appliquées sur les deux simulations. Si nous utilisons le critère $\theta_c(\sigma_{\theta\theta})$ pour piloter la direction de propagation, nous trouvons que, par rapport au critère $\theta_c(\sigma_I)$:

- le trajet de fissure est plus lisse, il présente moins d'oscillation.
- l'arrêt fissure se produit plus loin dans l'éprouvette.

En effet, si nous utilisons le critère de $\theta_c(\sigma_I)$, une partie de l'énergie est perdue pendant l'oscillation du trajet, c'est pourquoi la fissure s'arrête plus tôt dans ce cas-là.

La Figure 3-26 montre un trajet de fissure expérimental sur un anneau chargé en mode mixte testé à -100°C (520VV). Nous remarquons que ce trajet est plutôt lisse. C'est-à-dire que le trajet prédit par le critère $\theta_c(\sigma_{\theta\theta})$ correspond mieux à l'expérience. C'est pourquoi nous choisissons cette méthode de détermination de la direction et l'associons au critère de propagation pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur les anneaux sollicités en mode mixte.

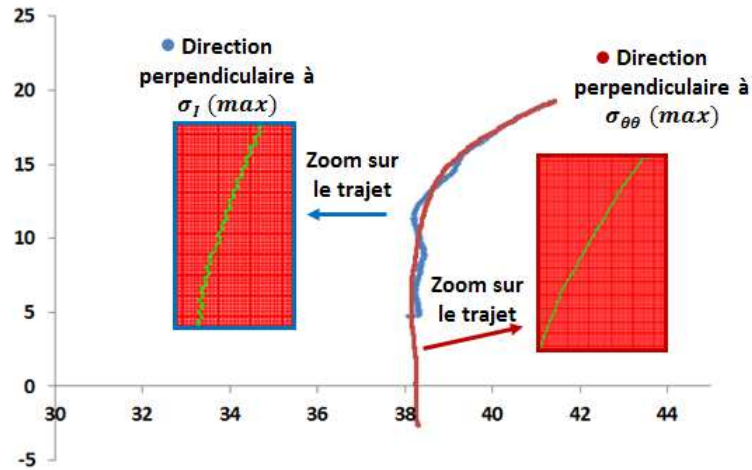


Figure 3-25 : Comparaison des trajets de fissures prévus par les critères de direction selon la direction $\theta_c(\sigma_I)$ ou $\theta_c(\sigma_{\theta\theta})$

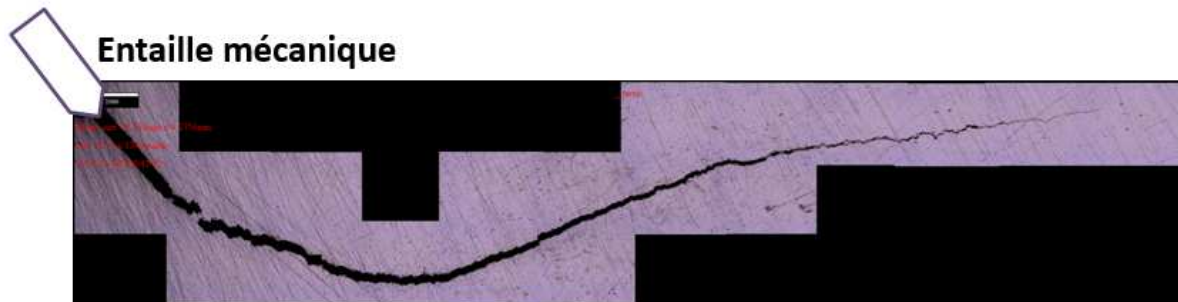


Figure 3-26 : Trajet de fissure expérimental sur un anneau chargé en mode mixte testé à -100°C (520VV)

3.4.3.3 Résultats prédictifs

Les résultats prédictifs en termes de trajet de fissure et d'évolution de la longueur de fissure dans le temps sont fournis dans Figure 3-27 pour les essais à trois températures différentes : -150°C, -125°C et -100°C.

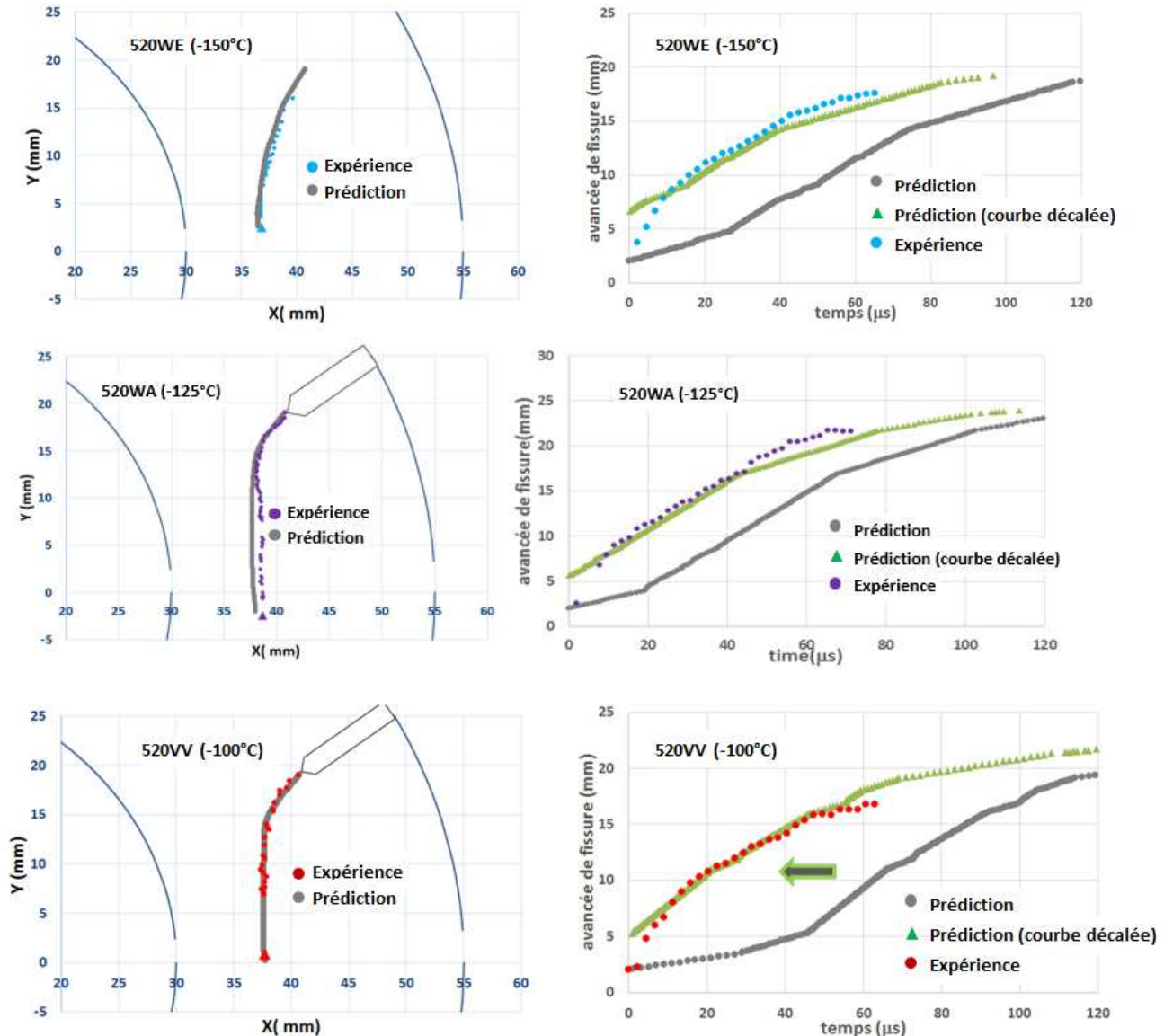


Figure 3-27 : Résultats prédictifs pour les anneaux sollicités en mode mixte à trois températures différentes : -150°C, -125°C et -100°C. Comparaisons entre les modélisations et les expériences des trajets de fissure et de l'avancée de fissure dans le temps.

Nous constatons, pour le trajet de fissuration lui-même, que :

- les trajets prédits se superposent aux points expérimentaux relevés,
- l'arrêt de fissure prédit correspond à celui mesuré à mi- épaisseur de l'éprouvette (symbole en triangle).

Ceci montre bien que l'hypothèse des déformations planes dans les calculs en 2D reproduit correctement les conditions d'essais à mi- épaisseur de l'éprouvette.

Concernant l'avancée de fissure dans le temps, nous remarquons une différence entre les simulations et les expériences au début des courbes. Cette différence s'explique par le décalage du temps entre l'amorçage réel et la mesure expérimentale. Bousquet (2013) a déjà remarqué ce point sur les éprouvettes CT. La Figure 3-28 montre l'observation du faciès de rupture sur une éprouvette CT testé à -100°C (520RX-AT). Nous mesurons la propagation de fissure sur la surface de l'éprouvette, mais l'amorçage réel se produit au cœur de l'éprouvette, d'où le décalage dans le temps constaté, correspondant au temps de propagation de la fissure du site d'amorçage à la surface observée. Le site d'amorçage se situe également au cœur de l'éprouvette, comme nous l'avons déjà constaté sur l'éprouvette 520WE (Figure 3-11). L'ordre de grandeur du décalage de temps peut être calculé. Nous supposons que la fissure s'amorce à la mi-épaisseur de l'éprouvette ($B/2$), l'angle du trajet (α dans la figure) est autour de 35° , la vitesse moyenne à l'amorçage est d'environ 800m/s . Nous avons donc :

$$t = \frac{B}{2 * \sin(\alpha) * \text{vitesse}} = \frac{25 \text{ mm}}{2 * \sin(35^{\circ}) * 800 \text{ m/s}} \approx 27 \mu\text{s} \quad \text{Équation 3-5}$$

Ce constat nous permet de décaler les courbes d'un temps d'environ $27\mu\text{s}$ et de faire coïncider les courbes expérimentales et les courbes prédites. Il apparaît alors clairement que les vitesses de propagation prédites sont en très bon accord avec les essais.

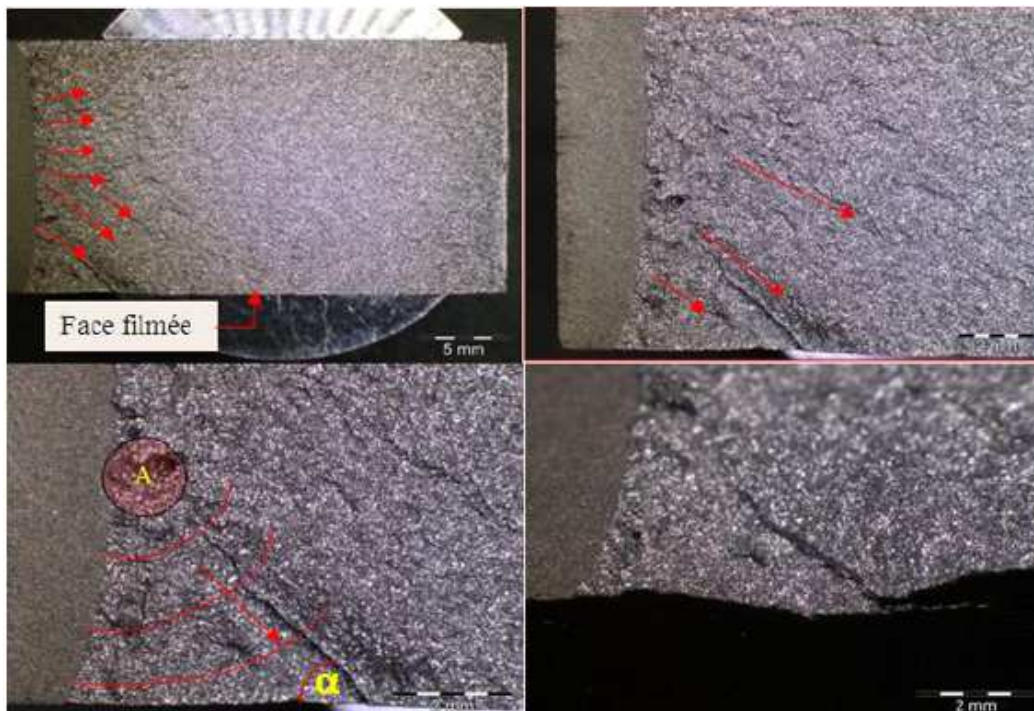


Figure 3-28 : Observation du faciès de rupture à différents grossissements de l'éprouvette CT 520RX-AT (-100°C). (Bousquet, 2013)

Les résultats prédictifs sur les anneaux sollicités en mode mixte sont de bonne qualité (en termes de vitesse et de longueur de fissure à l'arrêt). Ceci valide la pertinence du critère identifié initialement sur les CT25 et montre ses capacités à prédire l'arrêt de fissure sur une géométrie de l'éprouvette pour laquelle on observe expérimentalement l'arrêt avant le bord de l'éprouvette (ce qui n'était pas le cas sur les CT25). Ces résultats montrent ainsi la bonne transférabilité du critère entre les différentes géométries de l'éprouvette.

3.4.3.4 Interprétation numérique de l'essai

Prabel (2007) donne une explication sur le trajet de fissure à partir de la contrainte hydrostatique : $\sigma_H = tr(\bar{\sigma})$. Cette contrainte permet de mettre en évidence les zones en compression ($\sigma_H < 0$) et les zones en traction ($\sigma_H > 0$). L'auteur constate qu'au cours de la propagation, la fissure tourne pour éviter les zones en compression. Nous pouvons obtenir la même conclusion pour un de nos essais isothermes. La Figure 3-29 montre l'évolution de la contrainte hydrostatique dans le temps pour un essai à -100°C (520VV). Nous remarquons qu'au cours de la propagation, la zone autour de la fissure est toujours en traction. L'avancée de la fissure réduit la zone comprimée sur le bord intérieur droit de l'anneau, et augmente la dissymétrie de l'éprouvette.

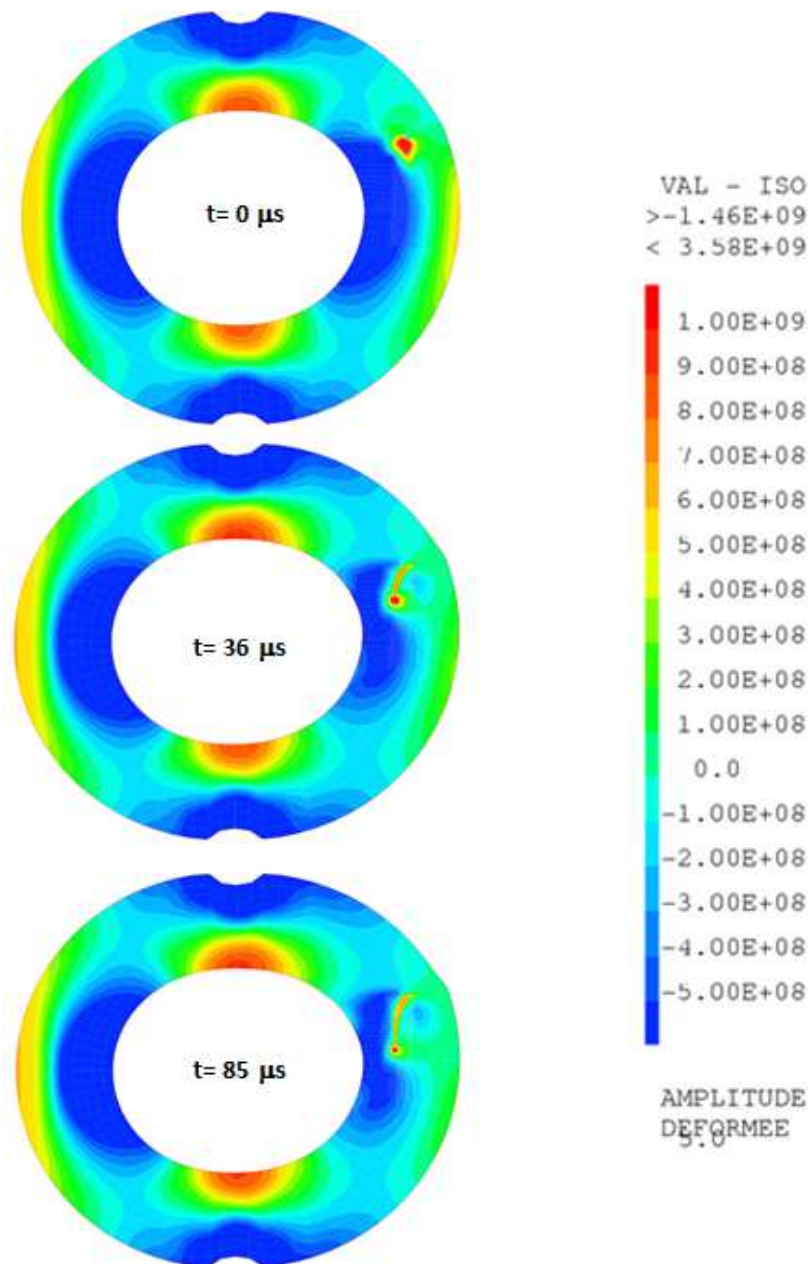


Figure 3-29 : Evolution de la contrainte hydrostatique en fonction du temps (en Pa, déformé * 5), calcul élasto-visco-plastique. Essai 520VV (-100°C)

Les essais réalisés par Prabel (2007) ont tous été effectués à la même température (-125°C). Nous avons réalisé les essais à trois températures différentes : -100°C (520VV), -125°C(520WA) et -150°C (520WE). Ceci permet d'évaluer l'influence de température sur le trajet de fissure. Nous avons constaté, sur les trajets de fissure expérimentaux, que la fissure tourne moins vite à -150°C (520WE). Ceci peut être expliqué par la taille de la zone en compression à l'instant d'amorçage.

La Figure 3-30 présente la contrainte circonférentielle (ou contrainte d'ouverture) $\sigma_{\theta\theta}$ à l'instant d'amorçage pour les trois anneaux testés à trois températures différentes. En effet, la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ permet aussi de mettre en évidence les zones en compression ($\sigma_{\theta\theta} < 0$) et les zones en traction ($\sigma_{\theta\theta} > 0$). Nous remarquons que la zone en compression est plus faible pour l'anneau testé à -150°C (520WE). C'est pourquoi la fissure tourne plus tard sur cette éprouvette. Pour l'anneau testé à -100°C (520VV), la contrainte circonférentielle à l'instant d'amorçage nous montre déjà la direction de la propagation de fissure. En effet, dans la zone en compression devant la pointe de fissure, deux zones fortes en compression sont séparées par une bande moins forte en compression. La fissure va donc se propager dans cette bande.

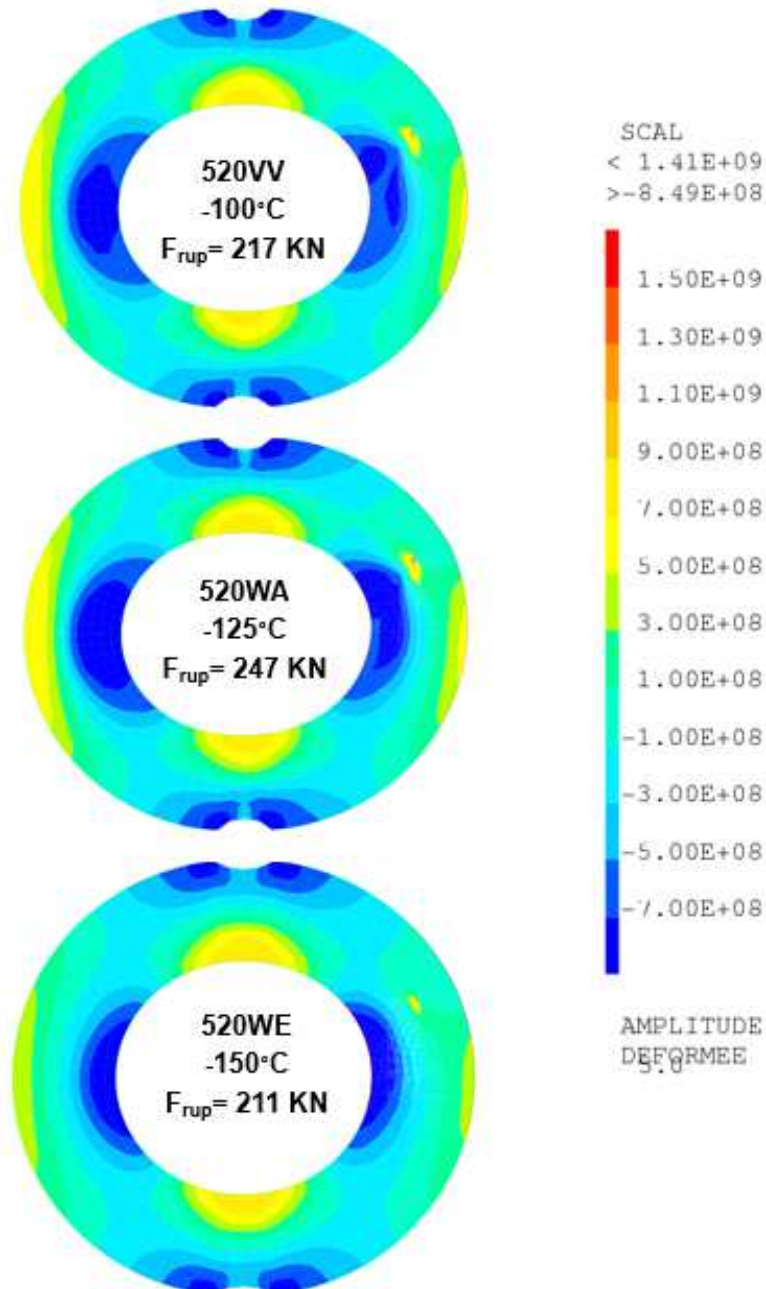


Figure 3-30 : Contrainte circonférentielle (ou contrainte d'ouverture) $\sigma_{\theta\theta}$ à l'instant d'amorçage (en Pa, déformé * 5). Calcul élasto-visco-plastique. Essais à trois températures différentes : -100°C (520VV), -125°C (520WA) et -150°C (520WE)

3.4.4 Comparaison avec la modélisation de Prabel (2007) sur un essai à -125°C

Prabel (2007) a établi un critère de propagation et d'arrêt de fissure en se basant sur les essais isothermes sur les éprouvettes CT25 à -125°C. La contrainte critique (σ_{IC}) à une distance critique (r_C) dépend de la vitesse de déformation plastique équivalente. L'auteur a utilisé deux méthodes différentes pour extraire la contrainte critique (σ_{IC}) :

- Extraction ponctuelle : la contrainte critique (σ_{IC}) est évaluée sur un point à la distance critique ($r_C = 100\mu m$) devant la pointe de fissure (noté RKR (100 μm)).
- Extraction sur un « demi-disque » : la contrainte critique (σ_{IC}) est moyennée sur un demi-disque avec un rayon de 200 μm devant la pointe de fissure (noté demi-disque (200 μm)).

Nous rappelons que dans cette thèse, le critère de propagation et d'arrêt de fissure utilisé est similaire à ceux proposés par Prabel (2007) : nous avons choisi une contrainte critique évoluant avec la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure. Par contre, le critère identifié dans cette thèse est basé sur une base de données expérimentales plus large : 56 essais sur les CT25 à quatre températures différentes (de -75°C à -150°C). De plus, l'extraction de la contrainte critique (σ_{IC}) est effectuée en moyennant sa valeur sur une « boîte » de 50 μm *50 μm .

Dans cette partie, nous comparons les trajets de fissure prédits selon ces différents critères pour un anneau chargé en mode mixte (520UV). L'essai a été effectué par Prabel (2007) à -125°C. Les modélisations sont effectuées en 2D.

Prabel (2007) a testé les deux méthodes suivantes pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur un l'anneau chargé en mode mixte :

- Critère de propagation et d'arrêt RKR (100 μm) + angle de propagation $\theta_c(\sigma_I)$. Pour déterminer la direction de propagation, la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ a été évaluée ponctuellement à chaque pas de calcul.
- Critère de propagation et d'arrêt demi-disque (200 μm) + angle de propagation $\theta_c(\sigma_I)$. Pour déterminer la direction de propagation, la contrainte σ_I a été aussi moyennée sur un demi-disque du rayon de 200 μm .

Nous rappelons la méthode utilisée dans cette thèse pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure sur l'anneau chargé en mode mixte:

- Critère de propagation et d'arrêt RKR (100 μm) + angle de propagation $\theta_c(\sigma_{\theta\theta})$, méthode « boîte ». Les paramètres du critère (σ_{IC} et $\sigma_{\theta\theta}$) sont moyennés sur une « boîte » de 50 μm *50 μm . Ceci permet de diminuer le bruit numérique.

Les comparaisons avec l'expérience des trajets de fissure prédits par ces trois critères sont montrées dans la Figure 3-31. Nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations pour les trois critères. Les trajets de fissure prédits se superposent aux points expérimentaux relevés. Cela nous laisse penser qu'il existe plusieurs critères pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure. Quelle que soit la méthode, le principe du critère s'appuie sur la mesure de la densité des contraintes devant la pointe de fissure. L'avantage du critère de type RKR est que la valeur de la contrainte critique à l'arrêt tend vers la contrainte critique à l'amorçage (1400MPa),

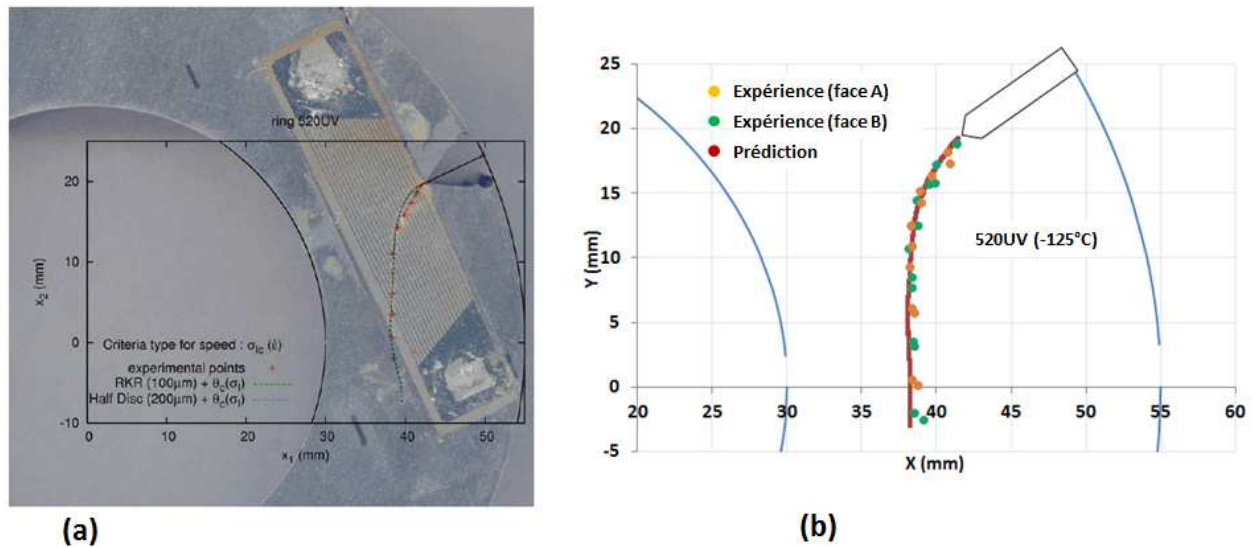


Figure 3-31 : Trajet de fissure pour l'anneau sollicité en mode mixte 520UV. (a) comparaison avec l'expérience des résultats de simulation en utilisant deux critères identifiés par Prabel (2007). (b) Comparaison avec l'expérience des résultats de simulation en utilisant le critère identifié dans cette thèse.

3.5 Conclusion

Afin de valider le critère identifié dans le chapitre I, nous avons effectué des calculs prédictifs, c'est-à-dire que nous utilisons le critère identifié pour piloter la propagation et l'arrêt de fissure d'une éprouvette pour laquelle les conditions d'amorçage du calcul reproduisent les conditions expérimentales. L'algorithme du calcul est implicite, il s'agit d'une dichotomie permettant de trouver une vitesse de propagation qui vérifie le critère à chaque pas de calcul. Les calculs prédictifs sur les CT25 ont été effectués en 2D ainsi qu'en 3D. Les résultats sont tous de bonne qualité en termes de cinétique de propagation. Cependant, l'éprouvette CT25 est de même géométrie que celle qui a servi à l'identification, de plus il n'y pas de « vrai » arrêt sur ce type de l'éprouvette car la fissure s'arrête toujours assez près du bord libre de l'éprouvette.

Afin de s'assurer de la transférabilité du critère, nous avons ensuite réalisé des calculs sur une autre géométrie de l'éprouvette : l'anneau en compression chargé en mode mixte. L'avantage de ce type d'éprouvette est d'assurer un 'véritable' arrêt de fissure car il existe une zone en compression dans l'éprouvette, et la fissure va s'arrêter quand elle se propage dedans. Le chargement en mode mixte permet de valider le critère dans des conditions complexes de chargement. Quatre essais sur les anneaux en compression ont été effectués à trois températures différentes : -150°C, -125°C et -100°C. Nous remarquons une influence de la température sur le trajet de fissure : la fissure tourne plus vite à haute température (-100°C par exemple). En effet pour cette éprouvette, à l'instant d'amorçage, la zone en compression est plus large devant la pointe de fissure. La fissure tourne donc plus vite pour éviter cette zone.

Nous avons aussi observé une différence entre les longueurs de fissure à l'arrêt en surface et au cœur de l'anneau, et cette différence augmente avec la température. Les observations du faciès de rupture au MEB montrent que le mécanisme principal pendant la propagation et l'arrêt de fissure est le clivage. Cependant, des traces de ligaments rompus en mode ductile ou cisaillement ont également été observées dans le sens de la propagation de fissure. Le faciès est plus plat au cœur que sur les bords des éprouvettes. La hauteur de ligaments sur les bords augmente dans le sens de la propagation, cela nous laisse penser que ces ligaments jouent également un rôle pendant la propagation de fissure : ils semblent agir comme un « frein » à la

propagation et leur action semble plus accentuée sur les bords de l'éprouvette qu'au centre, d'où la forme du front à l'arrêt.

Les calculs prédictifs sur les anneaux chargés en mode mixte ont été effectués en 2D pour les essais à trois températures. En ce qui concerne la direction de la propagation de fissure, nous proposons que la fissure se propage dans la direction perpendiculaire à la contrainte circonférentielle (ou la contrainte d'ouverture) maximale. Les résultats prédictifs représentent un bon accord avec les expériences, y compris le trajet et l'arrêt de fissure, ainsi que la vitesse de propagation. Ceci montre une nouvelle fois la pertinence du critère pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans l'acier ferritique, ainsi que la transférabilité du critère d'une géométrie vers une autre géométrie de l'éprouvette.

Chapitre IV

Physique du critère

Sommaire

4	Physique du critère	147
4.1	Introduction	151
4.2	Caractérisation des ligaments	152
4.2.1	Mesures & résultats sur les faciès de rupture	155
4.2.2	Mesures & résultats sur les coupes transversales	165
4.2.3	Scénario pendant la propagation et l'arrêt de fissure	171
4.3	Modélisation 2D des profils d'ouverture et des contraintes sur les lèvres de la fissure par X-FEM	173
4.3.1	Calcul des profils d'ouverture au cours de la propagation de fissure	173
4.3.2	Modélisation de l'écoulement de la contrainte moyenne sur les lèvres de la fissure lors du recouvrement progressif entre microfissures	181
4.4	Justification du critère de propagation et d'arrêt de fissure par une approche en contrainte	190
4.5	Conclusion	200

4.1 Introduction

De nombreuses études (Smith 1984) ont montré qu'il y a deux mécanismes qui interviennent pendant la propagation et l'arrêt de fissure dans l'acier ferritique à basse température : le clivage et la rupture ductile. Le scénario de la propagation de fissure de clivage peut être schématisé par la Figure 4-1 : les grains les mieux orientés devant le front de fissure vont cliver dans un premier temps et former plusieurs microfissures dans différents plans. Les ligaments entre les plans des microfissures vont rompre dans un second temps par clivage ou cisaillement (Dvorak, 1969). Ces explications sont cohérentes avec les observations au MEB et les analyses fractographiques des coupes transversales effectuées au Chapitre II et au Chapitre III, révélant en effet la présence d'une part de grains clivés et d'autre part de microfissures sur différents plans séparés par des ponts de matière non rompue (appelées les ligaments). Nous pouvons considérer que les ligaments non-rompus se répartissent sur une distance d , en arrière de la pointe de fissure. Ces ligaments sont rompus à cause de l'ouverture des lèvres de fissure. Bouyne (1999) indique que la plupart de l'énergie stockée dans l'éprouvette est consommée par la déformation plastique de ces ligaments.

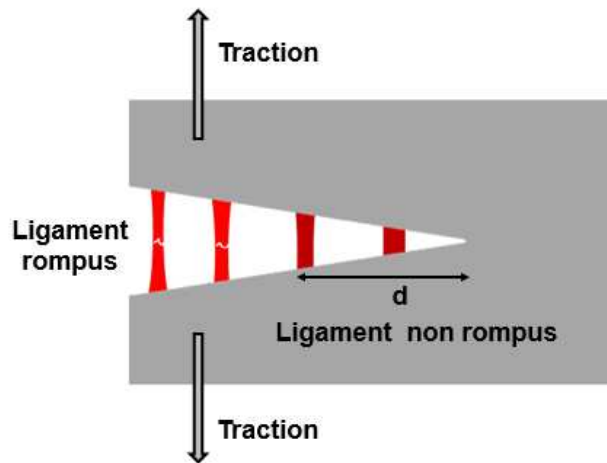


Figure 4-1 : Scénario de la propagation de fissure

Prabel (2006), Bousquet (2013), ainsi que cette thèse montrent que la dépendance du critère à la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) permet de prédire correctement la propagation et l'arrêt de fissure sur des éprouvettes CT et anneaux à différentes températures. Afin de justifier la forme du critère proposé au Chapitre II et au Chapitre III, Bousquet (2013) a proposé une formulation analytique de la contrainte critique (σ_{Ic}) utilisée dans ce critère. Pour cela, l'auteur a repris le principe de superposition qui a été proposé par Bouyne (1999) : la contrainte critique (σ_{Ic}) pendant la propagation et l'arrêt de fissure est la somme de la contrainte de clivage σ_{cliv} et de la contrainte associée à la rupture ductile des ligaments en arrière du front de fissure σ_{liga} (Équation 1-1) :

$$\sigma_{Ic} = \sigma_{cliv} + \sigma_{liga} \quad \text{Équation 4-1}$$

La formulation analytique de σ_{Ic} proposée par Bousquet (2013) permet d'obtenir des courbes représentant la contrainte critique (σ_{Ic}) en fonction de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) à une distance critique ($r_c = 100 \mu m$), qui sont en bon accord avec les résultats des essais isothermes sur les éprouvettes CT25 ayant servis à l'identification du critère en contrainte critique. Cependant, cette formulation s'était appuyée sur une faible base d'observations et sur certaines hypothèses de simplification. Par exemple, l'auteur considère que les ligaments sont sollicités en cisaillement pur, et la contrainte sur le ligament est de $1/\sqrt{3}$ fois de la contrainte

d'écoulement (σ_Y) ; la distance (d) sur laquelle est répartie les ligaments est une constante ; le ratio entre la vitesse de déformation estimée pour les ligaments et celle calculée à la pointe de fissure est d'environ 40. Toutes ces hypothèses restent à vérifier et doivent être précisées.

L'objectif de ce chapitre est de consolider les travaux de Bousquet (2013) sur la justification du critère empirique identifié dans le chapitre II. Ceci sera effectué en proposant une forme analytique de la contrainte critique (σ_{Ic}) basée sur les mécanismes de rupture au cours de la propagation et de l'arrêt de fissure, observés sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales. Afin d'atteindre cet objectif, nous devons tout d'abord mettre au clair la géométrie et la répartition des ligaments en arrière du front de fissure. Ensuite, nous réaliserons des modélisations sur des configurations simplifiées afin de mettre en évidence le comportement des ligaments, et de quantifier l'effort exercé sur ces ligaments et son impact sur la sollicitation de la fissure. Une fois ces points éclaircis, nous pourrons développer une forme analytique de la contrainte critique (σ_{Ic}) pour valider le critère empirique qui s'est révélé pertinent pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans l'acier ferritique.

4.2 Caractérisation des ligaments

La présence des ligaments non rompus en arrière du front de fissure a déjà été montrée par plusieurs auteurs (Hahn and Kanninen 1980) (Jung 1994). Deux grands types de méthodes sont utilisés dans la littérature pour observer et pour mesurer la répartition et la géométrie de ces ligaments :

- **Mesure sur le faciès de rupture.** Ce type de méthode nécessite l'ouverture totale de l'éprouvette après essai. Nous pouvons citer trois méthodes de ce type :
 - ✓ **Marquage thermique.** Les ligaments non rompus peuvent être observés à l'aide d'un marquage thermique de l'éprouvette après l'essai. Le principe de cette opération est illustré dans la
 - ✓ Figure 4-2 : la surface de rupture est oxydée pendant le traitement thermique après l'essai mais avant l'ouverture de l'éprouvette. Les ligaments non rompus ne sont pas oxydés. Avec cette méthode, nous pouvons évaluer le nombre (N), la longueur des ligaments (L) et la distance par rapport au front de d'arrêt (X). Cependant, cette méthode permet uniquement de mesurer les ligaments non rompus à l'instant d'arrêt et présents sur les faciès de rupture. Comme toutes les autres méthodes « post essai », elle ne permet pas de mesurer les ligaments qui sont rompus au cours de la propagation de fissure.

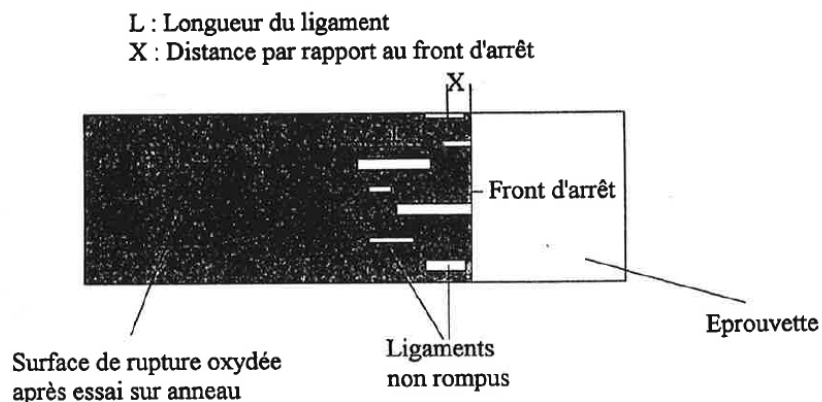


Figure 4-2 : Définition des caractéristiques géométriques des ligaments non rompus (Jung 1994).

- ✓ Observation au MEB. Cette méthode permet de repérer les ligaments rompus au cours de la propagation et d'identifier leur mécanisme de rupture. En effet, le clivage est le mécanisme principal sur nos éprouvettes. Les ligaments entre les grains clivés sont rompus en mode ductile (Figure 4-3). Cependant, l'observation au MEB est longue à préparer et la taille d'échantillon est limitée. Cette méthode n'est donc pas applicable pour mesurer les géométries des ligaments. Un autre inconvénient de cette méthode est qu'il n'est pas possible de distinguer les ligaments rompus au cours de la propagation de fissure de ceux qui se sont rompus lors de l'ouverture finale.

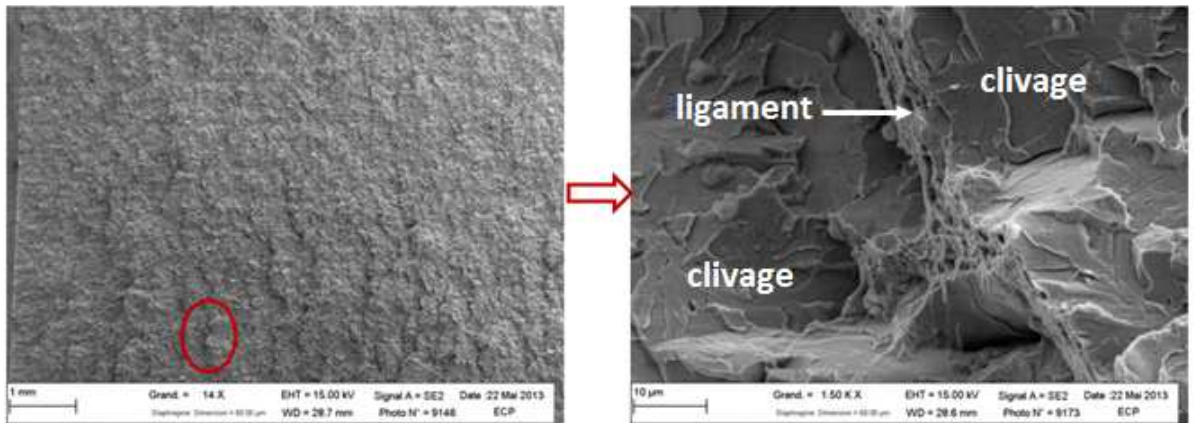


Figure 4-3 : Mise en évidence des ligaments à partir du mécanisme de rupture ductile au MEB (anneau sollicité en mode mixte, 520WE,-150°C).

- ✓ Reconstitution de surface en 3D par mesures optiques. Cette méthode permet de mesurer la hauteur de tous les ligaments (h) au cours de la propagation de fissure. La Figure 4-4 montre un exemple de reconstitution 3D du faciès de rupture d'une éprouvette (Bousquet, 2013). Cette opération a été réalisée à l'Ecole Centrale Paris à l'aide de l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona. Cet appareil permet de mesurer en optique la forme et la rugosité du matériau. Il permet de travailler sur des surfaces et des volumes de mesure de grande dimension (environ 40mm^2 si le grandissement est fois cinq). Des analyses profilométriques peuvent être réalisées à partir de la reconstitution du faciès de rupture. Par conséquent, nous pouvons mesurer les hauteurs des reliefs. Bousquet (2013) a considéré que les reliefs présentant une dimension suffisante sont les ligaments rompus au cours de la propagation. Ceci n'est pas toujours vérifié, il est difficile de repérer les ligaments justes à partir des profils de rugosité. Comme la méthode de l'observation, cette méthode ne permet pas de distinguer les ligaments rompus au cours de la propagation de fissure de ceux qui se sont rompus lors de l'ouverture finale.

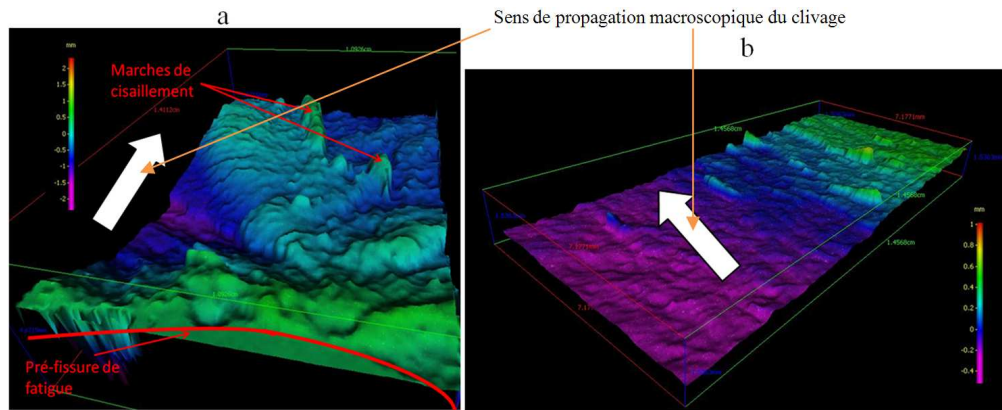


Figure 4-4 : Reconstruction 3D du faciès de rupture d'une éprouvette 3D (Bousquet, 2013)

- **Mesure sur la coupe transversale de l'éprouvette.** Il s'agit de couper l'éprouvette dans le sens perpendiculaire au sens de propagation de fissure. Le principe de cette méthode est illustré dans la Figure 4-5. La fissure principale est formée par plusieurs fissures situées dans différents plans de propagation, elles peuvent se chevaucher entre elles.

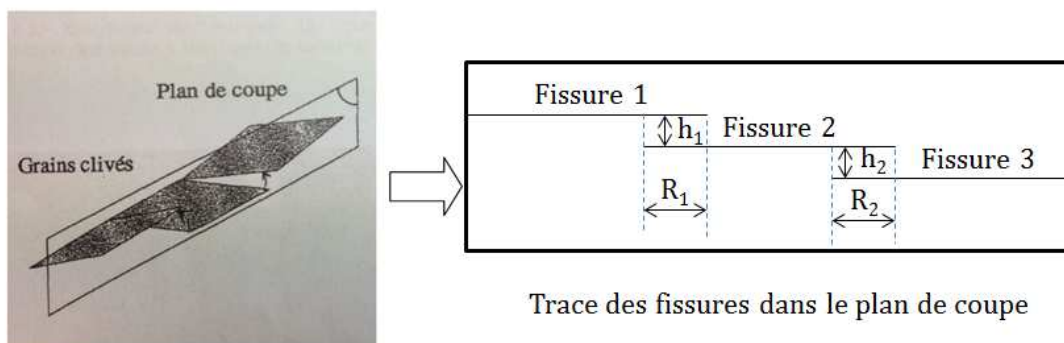


Figure 4-5 : Principe de la mesure sur les coupes transversales

Ce type de méthode présente les avantages suivants :

- ✓ Les ligaments sont plus faciles à repérer sur les coupes transversales. Ils se situent entre les différents plans de propagation.
- ✓ Si les fissures se chevauchent entre elles, nous pouvons mesurer non seulement la hauteur de chaque ligament (h), mais aussi la longueur de recouvrement entre deux fissures adjacentes (R). Les méthodes de mesure sur le faciès de rupture ne permettent pas de mesurer la longueur de recouvrement (R).

Cette méthode possède aussi des inconvénients, par exemple la préparation des coupes transversales est longue car il faut avoir des coupes transversales successives suffisamment proches afin d'obtenir une évolution précise des ligaments ; la méthode est destructive et il est difficile de localiser une coupe contenant précisément le front d'arrêt car celui-ci n'est pas rectiligne.

Dans cette thèse, nous utilisons deux méthodes pour évaluer la géométrie et la répartition des ligaments au cours de la propagation et de l'arrêt de fissure, ceci permet de coupler les avantages de chacune :

- ✓ Mesure sur le faciès de rupture sur les éprouvettes déjà complètement rompues. Pour cette méthode, nous couplons la reconstitution 3D du faciès avec les observations au MEB.

✓ Mesure sur les coupes transversales sur les éprouvettes non totalement rompues.

Nous présentons les détails de chaque méthode ainsi que les résultats des mesures dans les parties suivantes.

4.2.1 Mesures & résultats sur les faciès de rupture

Nous avons effectué les mesures sur les faciès de rupture pour trois éprouvettes CT25 à différentes températures : -150°C (520RX-M), -125°C (520RXAW) et -75°C (520RX-C). La reconstitution 3D du faciès de rupture est réalisée sur une demi-épaisseur d'éprouvette (comme illustré dans la Figure 4-6) par l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona. L'observation au MEB est effectuée sur le faciès de rupture entier (520RX-C, -75°C) afin de repérer les ligaments à partir du mécanisme de rupture observé. Les informations concernant la liste des éprouvettes observées est résumée dans le Tableau 4-1. Nous présenterons d'abord les résultats de l'observation au MEB, puis, les procédures utilisées dans cette thèse pour mesurer les ligaments à partir de la reconstitution 3D du faciès de rupture. Les résultats des mesures sont présentés à la fin de cette partie du mémoire.

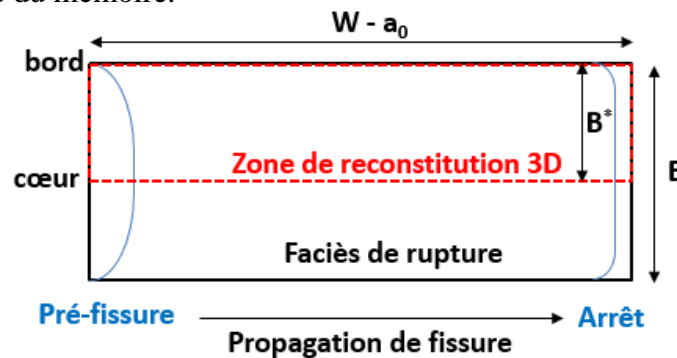


Figure 4-6 : Schématisation de la zone de reconstitution 3D du faciès de rupture

Eprouvette	Type	Epaisseur (mm)	T°C	Type de mesure	Dimension du faciès reconstitué : $B^* \times (W - a_0)$
520RX-M	CT25	10	-150°C	Reconstitution 3D du faciès	$5,5 \times 24 \text{ (mm}^2\text{)}$
520RX-AW	CT25	15	-125°C	Reconstitution 3D du faciès	$6,8 \times 24 \text{ (mm}^2\text{)}$
520RX-C	CT25	10	-100°C	Reconstitution 3D du faciès + MEB	$5,5 \times 24 \text{ (mm}^2\text{)}$

Tableau 4-1 : Eprouvettes ayant servi aux mesures sur les faciès de rupture

4.2.1.1 Observations au MEB sur une éprouvette (520RX-C)

La Figure 4-7 montre l'ensemble du faciès de rupture de l'éprouvette 520RX-C à un faible grandissement (x30). Nous pouvons y distinguer trois zones de propagation comme nous l'avons déjà constaté dans le Chapitre II :

- Une phase d'amorçage : le faciès est très instable avec des reliefs multidirectionnels.
- Un régime établi : le faciès est relativement plat.
- Une phase d'arrêt : le faciès devient à nouveau instable, le relief est visible et il est orienté dans la direction macroscopique de la propagation de fissure.

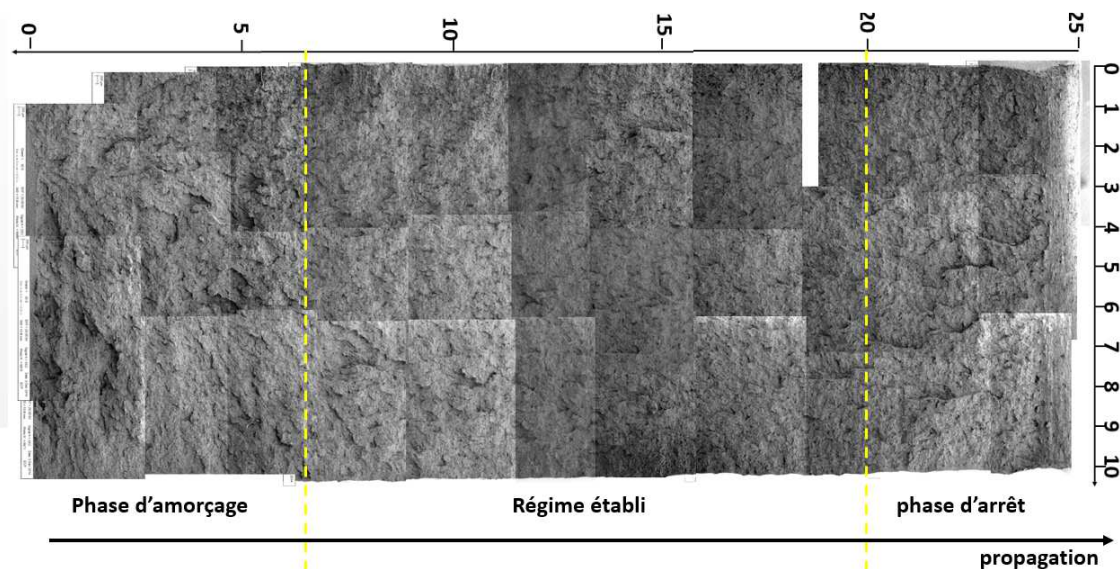


Figure 4-7 : Ensemble de faciès de rupture de l'éprouvette 520RX-C (-75°C) au MEB à l'agrandissement x30.

La Figure 4-8 présente en détails les reliefs à la phase d'amorçage. Des bandes de matière rompue en mode ductile sont identifiables par la présence des cupules, ces bandes s'orientent dans différentes directions (Figure 4-8(1)). Nous pouvons considérer que le ligament est la falaise entre deux plans de propagation, par exemple le plan A et le plan B dans la Figure 4-8(1). Nous remarquons que le ligament peut être rompu de deux manières : soit uniquement en mode ductile (comme celui dans la Figure 4-8(2)), soit en mode mixte (ductile + clivage) comme ceux dans la Figure 4-8(1)(3).

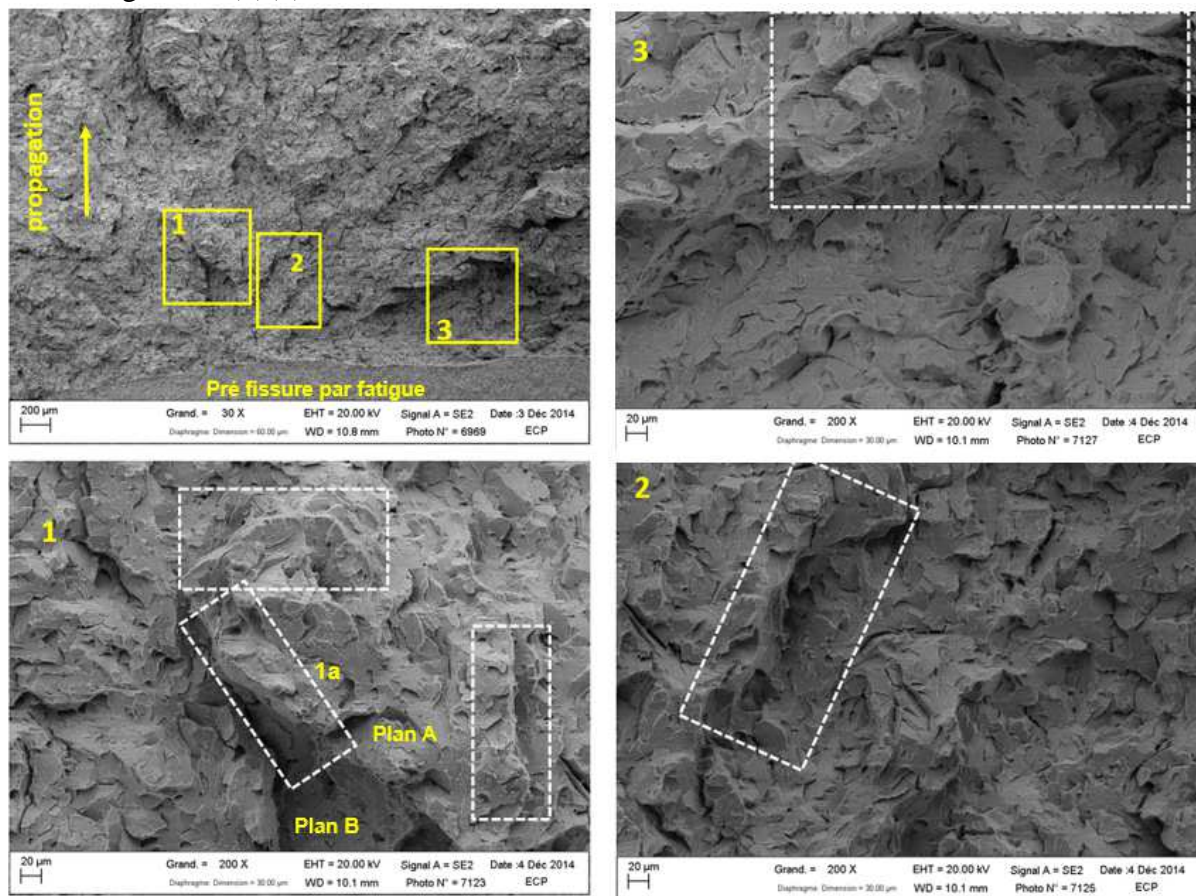
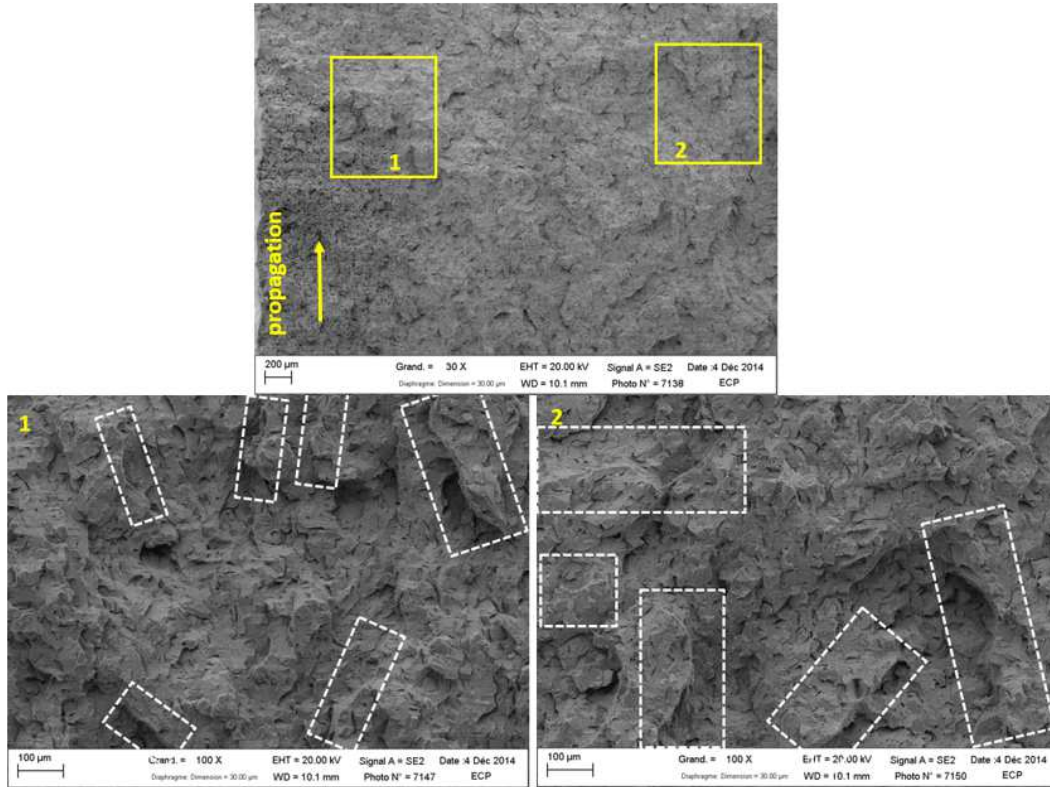


Figure 4-8 : Observation des ligaments à la phase d'amorçage (520RX-C, -75°C)

La Figure 4-9 montre les ligaments dans le régime établi. Les reliefs sont faibles sur le faciès de rupture, contrairement à la phase d'amorçage, les bandes de cisaillement ne sont pas visibles à faible grandissement (x30). Néanmoins, à plus fort grandissement (x100), nous pouvons observer les bandes de cisaillement qui s'orientent dans la direction de la propagation macroscopique.



A la phase d'arrêt, nous remarquons sur la Figure 4-10 des gros ligaments rompus en mode ductile. Ces ligaments sont visibles à l'œil nu, ils sont proches du front d'arrêt, nous avons l'impression qu'ils ont rompu après l'essai, c'est-à-dire pendant l'ouverture complète de l'éprouvette. En effet, la rupture ductile de ces gros ligaments nécessite un déplacement suffisant des lèvres de fissure, or, ce dernier est faible à l'arrêt de fissure. Si ce point est confirmé, ces ligaments risquent d'avoir été fortement déformés pendant l'ouverture complète de l'éprouvette car cette procédure a été effectuée à température ambiante. La hauteur mesurée de ce type de ligament ne représenterait donc pas la vraie hauteur au moment de l'arrêt de fissure pendant l'essai.

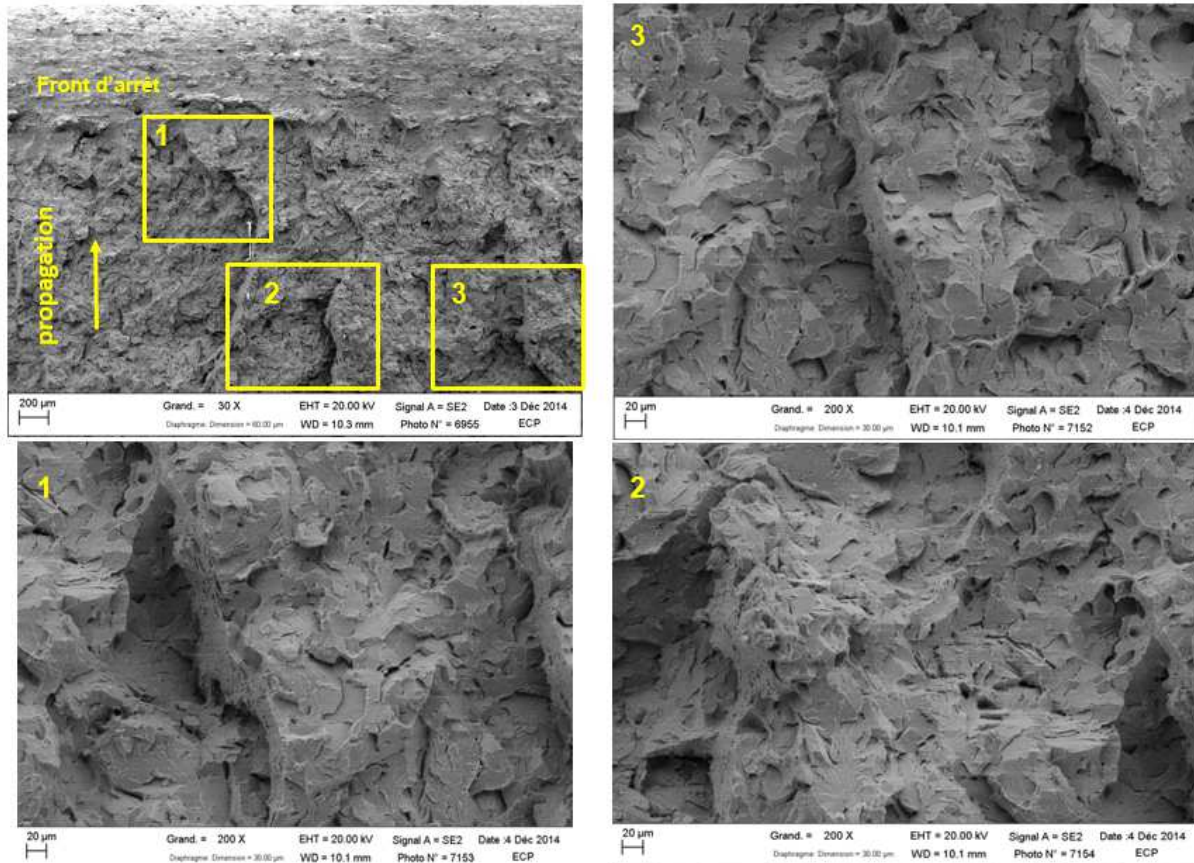


Figure 4-10 : Observation des ligaments à la phase d'arrêt (520RX-C, -75°C)

A partir de cette analyse préliminaire, nous avons déjà remarqué que la répartition et la forme des ligaments sont irrégulières. Cela rend la mesure extrêmement difficile. En effet, à partir de la méthode du marquage thermique, Iung (1990) a déjà constaté que le nombre, la géométrie et la répartition des ligaments à l'arrêt présentent une grande dispersion et un fort caractère aléatoire. Il sera interprété au Chapitre VI comme résultant des caractères relativement instables et aléatoires de la propagation de fissure. Ce point est confirmé pour les ligaments au cours de la propagation et l'arrêt de fissure. Malgré toutes les difficultés, nous avons essayé de repérer le plus de ligaments possible par les observations au MEB. Dans la Figure 4-11, les ligaments repérés sont entourés par des rectangles blancs. Il faut noter que nous avons analysé le maximum de ligaments à la phase d'arrêt, une partie des ligaments dans le régime établi et seulement quelques ligaments représentatifs à la phase d'amorçage. En effet, la hauteur et la forme des ligaments varient beaucoup à la phase d'arrêt, les ligaments sont nombreux au régime établi, nous ne pouvons pas tous les repérer et les ligaments à l'amorçage sont similaires. Une fois que nous avons la position de ces ligaments, nous pouvons mesurer leur hauteur sur le

faciès 3D à l'aide de l'outil Alicona à l'Ecole Centrale Paris. Nous présenterons cette méthode dans le paragraphe suivant.

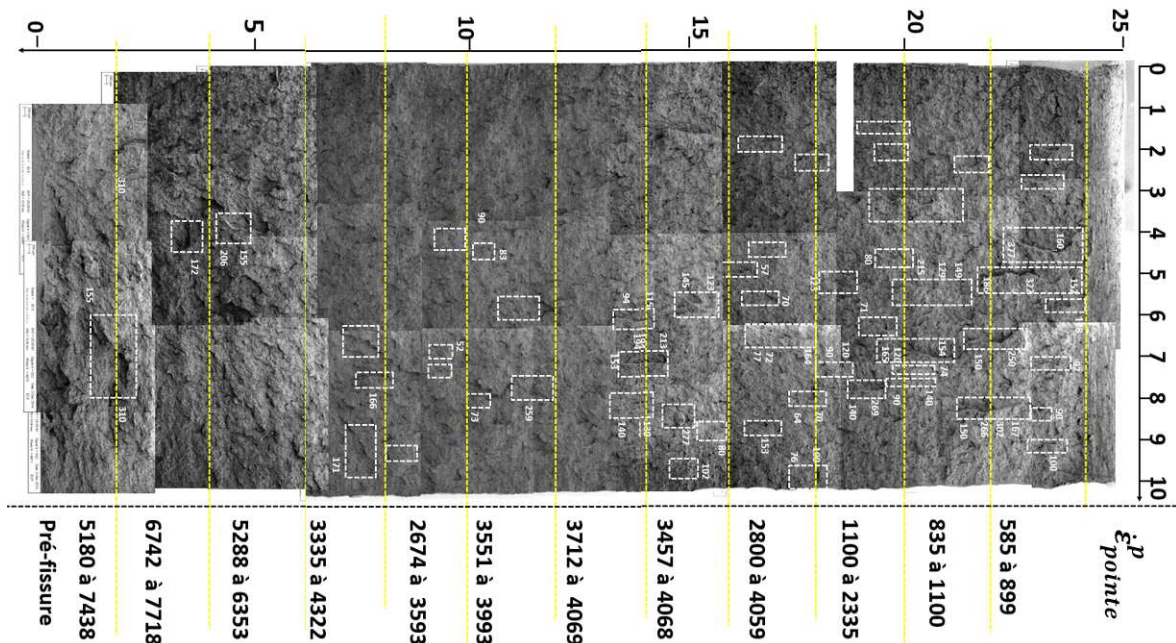


Figure 4-11 : Positions et hauteurs des ligaments mesurées sur le faciès de rupture (520RX-C, -75°C)

4.2.1.2 Reconstitution 3D du faciès de rupture pour trois éprouvettes

La reconstitution 3D du faciès rupture a été effectuée sur trois éprouvettes CT25 à différentes températures : -75°C (520RX-C), -125°C (520RX-AW) et -150°C (520RX-M). Cette opération a été effectuée sur une demi-épaisseur d'éprouvette (illustrée dans la Figure 4-6) à l'aide de l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona avec un faible grandissement de $\times 5$. La Figure 4-12 présente le résultat de la reconstitution 3D du faciès pour l'éprouvette 520RX-C (-75°C, $B_0 = 10$ mm). Vue la taille de l'éprouvette, cette demi-épaisseur de l'éprouvette est observée en trois fois. Dans la Figure 4-12, les couleurs représentent les altitudes des reliefs. Nous pouvons y distinguer facilement les trois phases de propagation de fissure : phase d'amorçage, régime établi et phase d'arrêt. Les images de la reconstitution 3D du faciès pour les deux autres éprouvettes sont fournies dans l'annexe H.

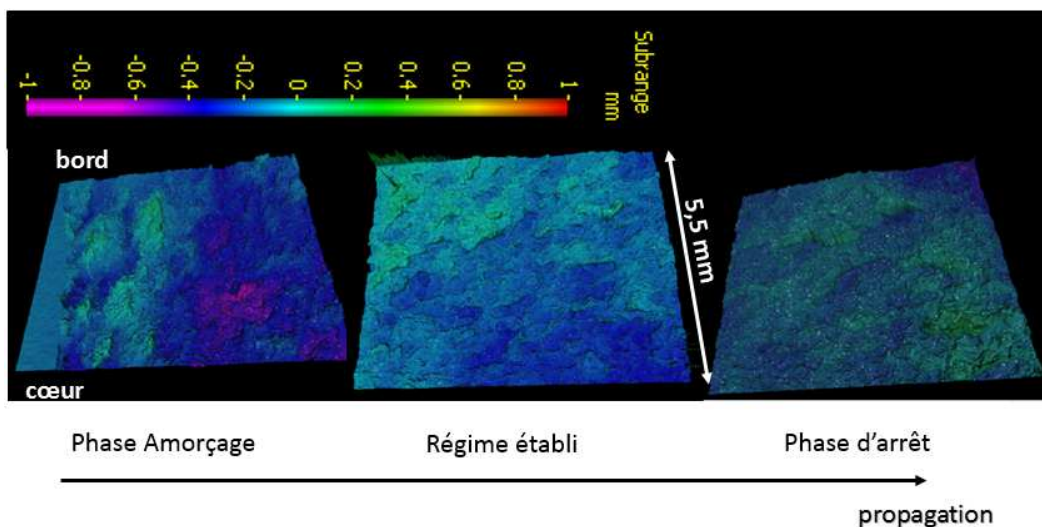


Figure 4-12 : Reconstitution 3D du faciès de rupture (520RX-C, $B_0 = 10$ mm, $T = -75^\circ\text{C}$)

Il existe deux façons pour mesurer la hauteur des ligaments (h) à partir de la reconstitution 3D du faciès de rupture :

- « Mesure ciblée » : elle est utilisée quand la position du ligament est connue. Evidemment, cette méthode de mesure est couplée avec les observations au MEB qui permettent de repérer les ligaments (présentée dans 4.2.1.1) par leur mécanisme de rupture ductile. La Figure 4-13 présente un exemple de la mesure des hauteurs d'un ligament sur la phase d'arrêt d'une éprouvette CT25 (520RX-C, -75°). Un ligament repéré au MEB est encadré par le cadre blanc (Figure 4-13 (a)), il est retrouvé sur le faciès reconstitué en 3D par Alicona (Figure 4-13(b)). Ce ligament a une longueur d'environ 2,3 mm. Afin de mesurer la hauteur de ce ligament, nous pouvons tracer plusieurs lignes (ici nous en traçons trois) dans le sens de l'épaisseur de l'éprouvette (profils (1) (2) et (3)). Nous pouvons ensuite mesurer la hauteur des ligaments à partir du profil de chaque ligne (Figure 4-13(c)). Pour cet exemple, la hauteur des ligaments est respectivement $152\ \mu\text{m}$, $322\ \mu\text{m}$ et $186\ \mu\text{m}$ pour les lignes (1), (2) et (3). La même procédure est appliquée pour mesurer les hauteurs de tous les ligaments repérés sur la Figure 4-11. Les résultats sont fournis dans l'annexe H.

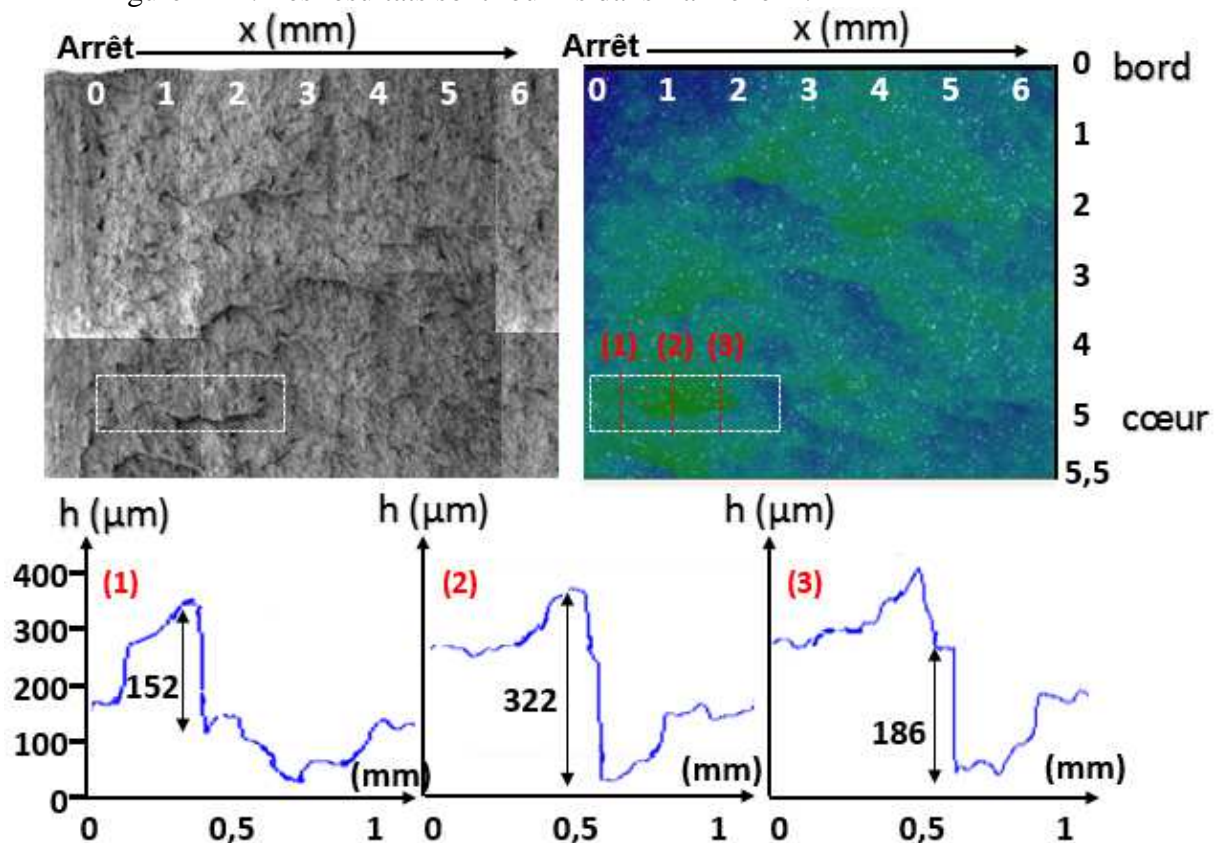


Figure 4-13 : Méthode pour mesurer les hauteurs des ligaments en couplant observation MEB et reconstitution 3D du faciès (520RX-C, phase d'arrêt, -75°C).

- « Mesure générale » : elle est utilisée quand la position du ligament est non connue. En effet, le repérage au MEB des ligaments est extrêmement long à réaliser. Le principe de cette méthode est illustré dans Figure 4-14. Prenons toujours le faciès de rupture à la phase d'arrêt de l'éprouvette 520RX-C comme exemple, nous pouvons tracer une ligne dans le sens de l'épaisseur de l'éprouvette (profil 1), nous obtenons ensuite le profil de cette ligne. La Figure 4-14 montre un profil du faciès à 17,5 mm de l'amorçage de

fissure (soit 6,5 mm de l'arrêt). Les marches verticales entre les paliers sont marquées sur ce profil, nous considérons que ces marches sont des ligaments. Nous pouvons donc mesurer les hauteurs de ces ligaments. Il faut noter que nous négligeons de manière pragmatique tous les marches inférieures à 50 μm . En effet, il n'existe pas un palier parfaitement lisse, les marches inférieures à 50 μm peuvent être considérées comme la différence de hauteur entre deux grains cristallographiques possédant différentes orientations sur la même microfissure, nous ne les considérons donc pas comme des ligaments. Dans l'exemple montré dans la Figure 4-14, nous trouvons 9 ligaments, leur hauteur varie entre 65 et 200 μm . Par cette méthode, nous pouvons mesurer la hauteur des ligaments (h) à différentes avancées de fissures (a).

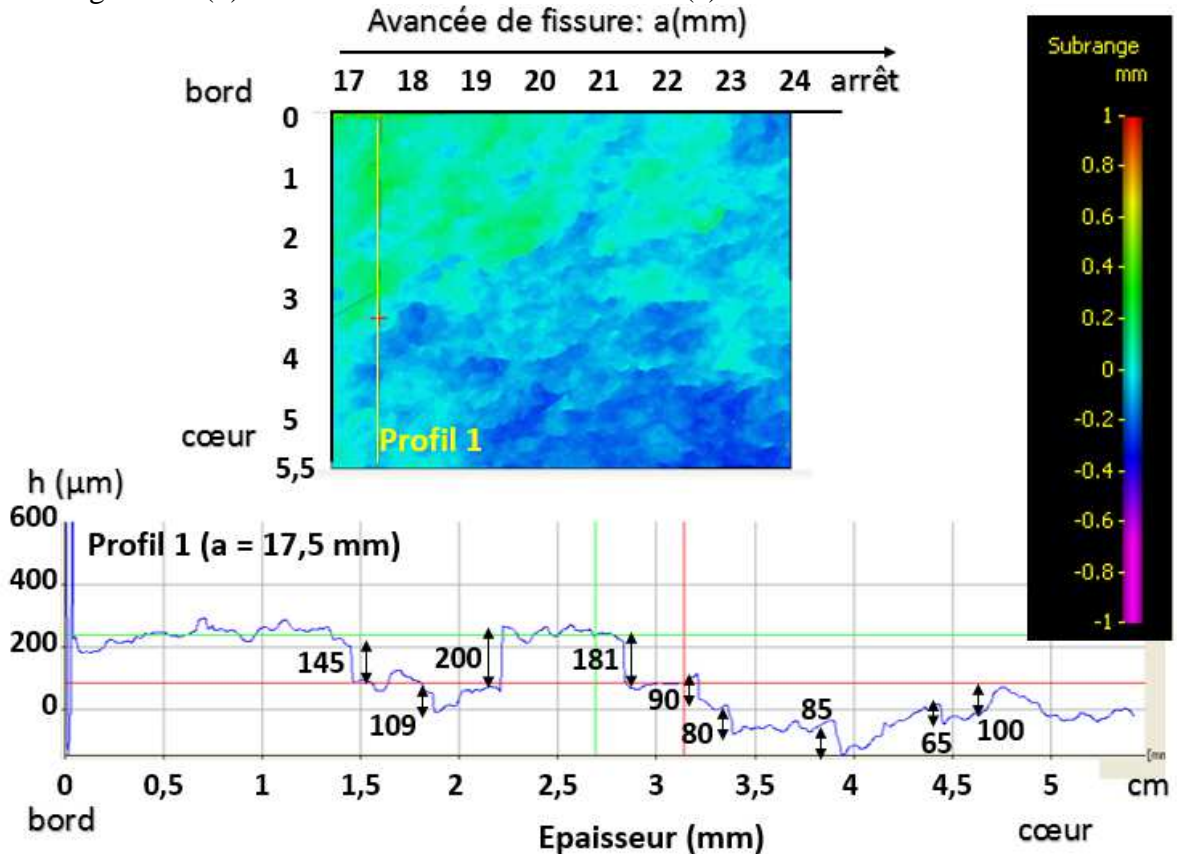


Figure 4-14 : Méthode pour mesurer les hauteurs des ligaments sur chaque profil obtenu par reconstitution 3D du faciès (520RX-C, phase d'arrêt, -75°C).

4.2.1.3 Résultats des mesures sur le faciès de rupture par la reconstitution 3D

A partir des deux méthodes de mesure décrites dans 4.2.1.2, nous pouvons mesurer les hauteurs des ligaments (h) sur le faciès de rupture de l'éprouvette. Par ailleurs, à chaque avancée de fissure (a), nous avons la vitesse de propagation expérimentale (V) grâce à la caméra rapide (Phantom V710) qui filme la propagation de fissure pendant l'essai. Dans les simulations des essais, en imposant les conditions de chargement à l'amorçage de fissure (égalité entre les ouvertures numérique et expérimentale de l'éprouvette), puis la vitesse expérimentale de la propagation, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) à la distance critique ($r_c = 100\mu\text{m}$) en avant de la pointe de fissure. Nous disposons donc des quatre grandeurs suivantes pour chaque éprouvette:

- Hauteurs des ligaments (h),
- Avancée de fissure (a),
- Vitesse de propagation expérimentale (V),

- Vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) calculée par X-FEM.

Nous pouvons donc corréler ces grandeurs.

Comme nous l'avons déjà vu, les hauteurs des ligaments (h) sur le faciès de rupture de l'éprouvette CT25 520RX-C (-75°C) sont mesurées selon deux façons différentes : « mesure ciblée » et « mesure générale ». La Figure 4-15 présente les évolutions des valeurs h obtenues par la « mesure ciblée », de la vitesse de propagation expérimentale (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) avec l'avancée de fissure (a). Nous remarquons que la valeur numérique de $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$ augmente avec la vitesse de propagation (V). Pour la hauteur de ligament (h), nous traçons, pour chaque incrément d'avancée de fissure de deux millimètres, les valeurs maximale, minimale et moyenne. Nous remarquons que la dispersion de h est particulièrement importante vers l'arrêt, la valeur varie entre 90 μm et 370 μm . Comme nous l'avons déjà indiqué, les ligaments risquent être déformés vers l'arrêt pendant l'ouverture complète de l'éprouvette à température ambiante après l'essai, les hauteurs mesurées de ces ligaments ne sont pas jugées fiables. En excluant les 4 mm vers l'arrêt de fissure, nous observons que la hauteur des ligaments augmente avec la vitesse de propagation (V), ainsi qu'avec la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$).

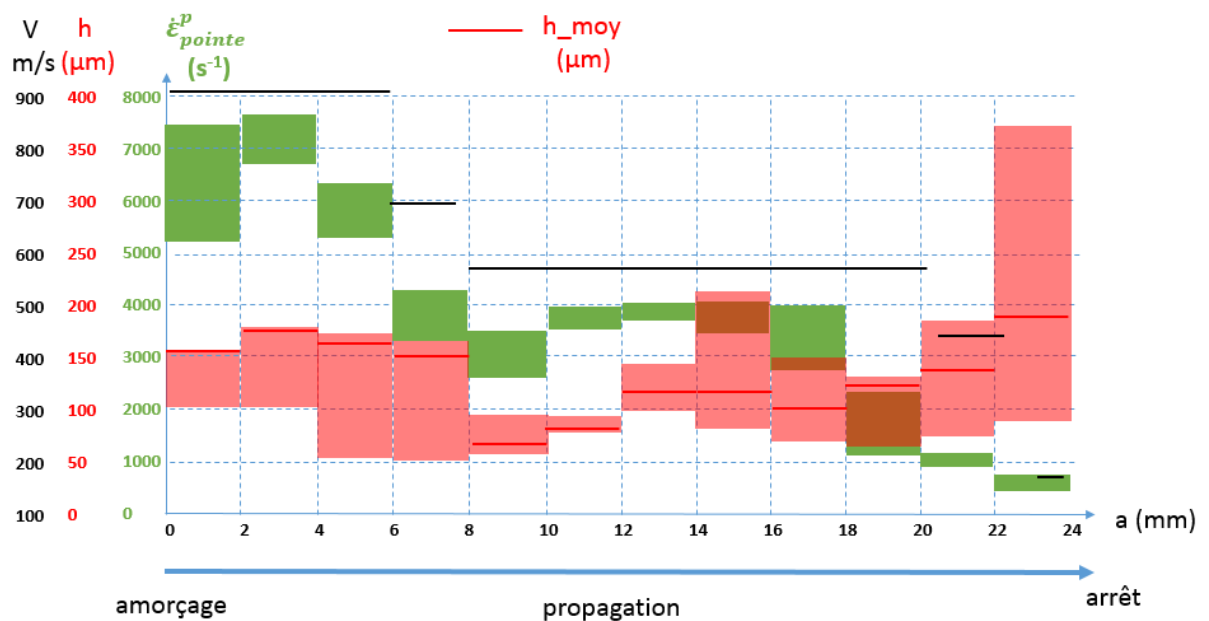


Figure 4-15 : Evolution de la hauteur des ligaments (h), de la vitesse de propagation (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) en fonction de l'avancée de fissure (a).

La « mesure ciblée » est en théorie la plus rigoureuse car permet d'identifier les ligaments à partir de leur mécanisme de rupture et de les mesurer ensuite sur la reconstitution 3D du faciès. Cependant cette méthode est extrêmement coûteuse en temps. Elle a donc été appliquée à une seule éprouvette et les résultats ont été comparés à ceux obtenus sur la même éprouvette par la « méthode générale », uniquement basée sur la reconstitution 3D du faciès sans repérage des ligaments. L'idée est de vérifier que la « méthode générale », moins coûteuse et déjà utilisée par Bousquet (2013), est valide, en d'autres termes que le fait de définir arbitrairement un ligament comme une marche entre deux plans successifs sur les profils est une bonne approximation.

Pour cela, la Figure 4-16 présente l'évolution de la hauteur des ligaments (h) avec la vitesse la vitesse de propagation de fissure (V) obtenue sur le faciès de rupture de 520RX-C (-75°C) selon les deux méthodes de mesures. Nous remarquons que les deux méthodes donnent des plages de valeurs de h similaires sauf pour les hautes vitesses V qui se trouvent à l'amorçage de fissure. Comme nous l'avons déjà vu dans 4.2.1.1, à l'amorçage, il y a deux mécanismes qui interviennent entre deux plans de fissuration : le clivage et la rupture ductile. En effet, à l'amorçage, la déformation plastique est forte à la pointe de fissure, consommant beaucoup d'énergie. C'est pourquoi, on peut supposer que même la rupture de la matière entre deux plans de fissuration peut être effectuée par clivage. La présence de ces deux phénomènes peut générer des différences de hauteurs sur les ligaments (h), et comme la « mesure générale » prend en compte toutes les hauteurs de ligaments, il n'est pas surprenant que la plage de h à l'amorçage soit plus étendue vers les faibles hauteurs, par opposition à la « mesure ciblée » qui ne sélectionne qu'une partie des ligaments (à partir de leur mécanisme de rupture ductile) et est donc concentrée vers les plus fortes hauteurs.

Dans un deuxième temps, ces résultats sur l'éprouvette 520RX-C (-75°C) sont comparés à ceux de Bousquet (2013), obtenus par une méthode équivalente à notre « mesure générale ». Ce dernier représente aussi les hauteurs moyennes des ligaments, mais sur plusieurs éprouvettes à différentes températures (de -75°C à -150°C). Nous remarquons que notre valeur moyenne de h , obtenue par « mesure ciblée » sur une éprouvette, est cohérente avec les hauteurs moyennes de Bousquet (2013), obtenues par « méthode générale » sur un éventail d'éprouvettes à plusieurs températures. Nous pouvons donc considérer que l'utilisation de la « méthode générale » pour la mesure de hauteur moyenne de ligament est une bonne approximation. En partant du principe que la rupture des ligaments consomme la plupart de l'énergie stockée dans l'éprouvette pendant la propagation de fissure, nous considérons qu'il est pertinent de définir le ligament comme le pont de matière entre deux plans de fissuration quel que soit son mécanisme de rupture. C'est donc la « méthode générale » qui sera adoptée par la suite.

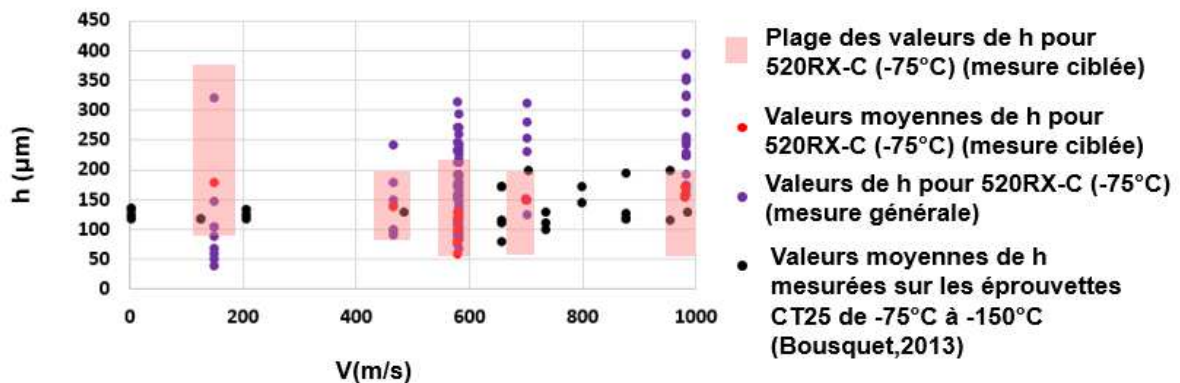


Figure 4-16 : Evolution de la hauteur moyenne des ligaments en fonction de la vitesse de propagation de fissure. Comparaison entre les mesures de Bousquet (2013) et cette thèse.

La Figure 4-17 montre les évolutions des hauteurs de ligament (h) obtenues par la « mesure générale » sur les faciès de rupture de trois éprouvettes CT25 à différentes températures (-75°C, -125°C, -150°C). Pour l'évolution des hauteurs de ligament (h) en fonction de l'avancée de fissure (a), nous remarquons sur la Figure 4-17(a) que les points sont dispersés. Ceci est peu surprenant. Iung (1990) a déjà remarqué une forte dispersion sur le nombre, la géométrie des ligaments sur la phase d'arrêt lors de ses mesures à partir de marquage thermique. En excluant les points entourés par le cadre noir vers l'arrêt, nous observons une tendance : la hauteur des ligaments diminue de l'amorçage vers l'arrêt. Comme nous l'avons déjà vu, les ligaments vers l'arrêt risquent d'être déformés pendant l'ouverture complète de l'éprouvette après l'essai à

température d'ambiante, les points encadrés semblant être des exceptions, peuvent être liés à cette raison. Nous remarquons que ces points viennent principalement de l'éprouvette 520RX-AW (-125°C) qui possède une épaisseur de 15mm, alors que les deux autres éprouvettes ont une épaisseur de 10mm. Nous ne pouvons pas conclure sur l'influence de l'épaisseur de l'éprouvette sur la hauteur des ligaments car nous ne disposons pas de données sur des autres éprouvettes d'épaisseur de 15mm. Cela reste un point à vérifier. Toujours en excluant ces points, nous analysons les évolutions de la hauteur des ligaments en fonction de la vitesse de propagation (V) (Figure 4-17(b)) et la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) (Figure 4-17(c)). La dispersion de la hauteur des ligaments (h) augmente avec la vitesse de propagation (V). En effet, la fissure est instable pendant la propagation, elle fluctue autour du plan de symétrie, cette instabilité augmente avec la vitesse de propagation, nous allons détailler ce point dans le Chapitre VI. Nous pouvons remarquer néanmoins que la hauteur moyenne des ligaments augmente avec la vitesse de propagation de fissure. Par le même principe, nous trouvons que la hauteur des ligaments (h) augmente avec la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$), comme nous l'avons déjà vu par la méthode précédente. Si nous superposons enfin les valeurs moyennes de h obtenues par Bousquet à nos données sur la courbe $h(v)$ (Figure 4-17(c)), l'ensemble des résultats obtenus avec les mêmes méthodes de mesure est cohérent, ceci confirme la tendance générale qui est que h semble augmenter avec la vitesse de propagation.

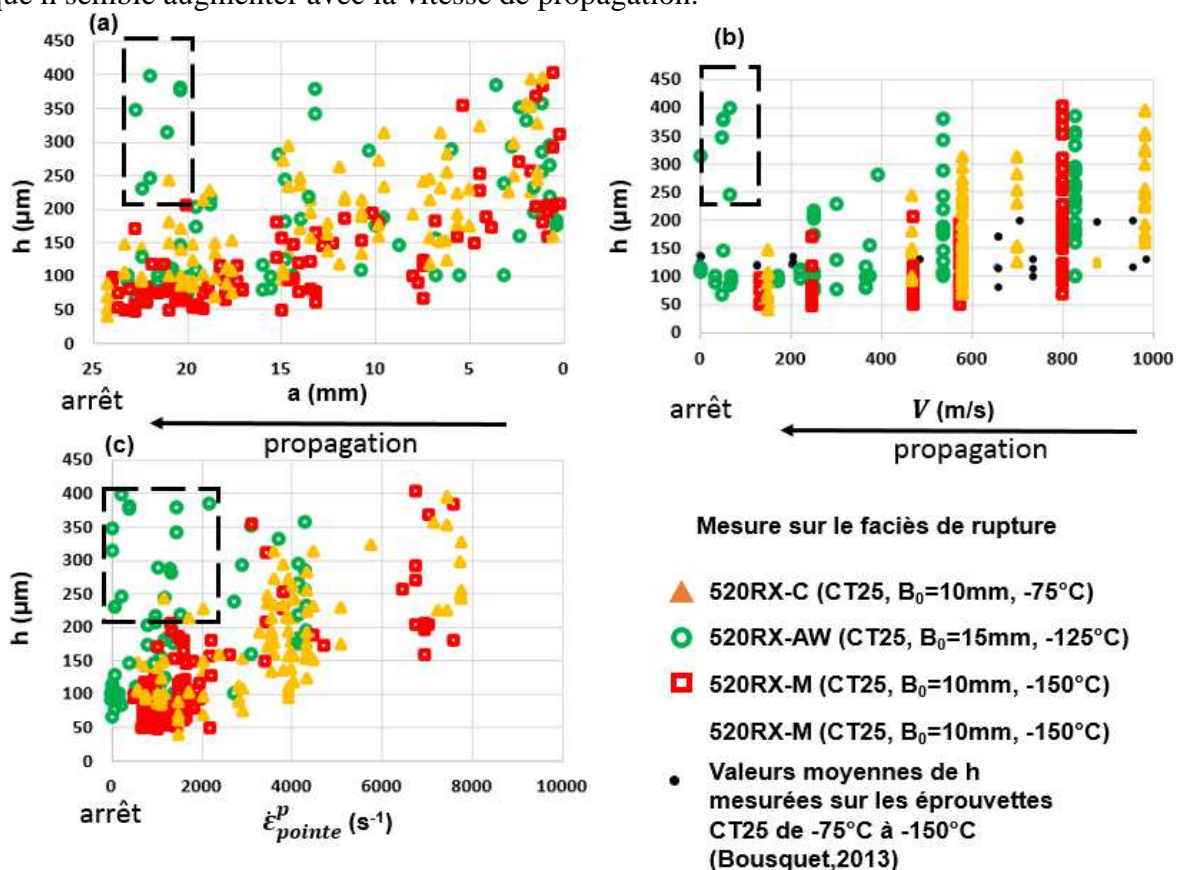


Figure 4-17 : Evolution de la hauteur des ligaments en fonction de l'avancée de fissure (a), de la vitesse de propagation (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) pour trois éprouvettes : 520RX-C (-75°C), 520RX-AW (-125°C) et 520RX-M (-150°C).

4.2.2 Mesures & résultats sur les coupes transversales

Afin de confirmer les résultats obtenus au 4.2.1, nous allons étudier l'évolution de la géométrie des ligaments en utilisant une autre méthode de mesure. Les ligaments sont plus faciles à repérer sur les coupes transversales, mais ce type de mesure nécessite des coupes successives assez proches afin d'obtenir les évolutions de la géométrie des ligaments au cours de la propagation de fissure. La procédure pour préparer les coupes transversales est la suivante :

- Garder l'état de l'éprouvette à la fin de l'essai sans l'ouvrir complètement.
- Vu la taille de l'éprouvette, nous ne gardons que la partie contenant la fissure. Cette partie est enrobée dans la résine. Cette opération permet de garder solidaires les deux parties de l'éprouvette de part et d'autre de la fissure pendant le processus de découpage.
- En commençant par l'arrêt de fissure, la matière est enlevée progressivement perpendiculairement à la direction de la propagation de fissure (Figure 4-18). Afin d'avoir les coupes transversales assez proches, nous enlevons la matière par polissage à la main. En effet, le disque à tronçonner dont nous disposons enlève au minimum 1mm de matière à chaque fois. Cependant, les ligaments non rompus sont répartis sur une distance d'environ 2mm en arrière du front d'arrêt (Bouyne, 1999). Afin d'obtenir le plus d'informations possible sur les ligaments, surtout à la phase d'arrêt, nous voulons que la distance entre deux coupes successives soit inférieure à 1mm. Le polissage à la main permet d'atteindre cet objectif et les coupes obtenues sont distantes d'environ 0,2 mm.

La coupe transversale est observée par le microscope optique (Alicona 2D) afin de relever la géométrie des ligaments sur cette coupe. Nous répéterons ensuite le processus pour obtenir la prochaine coupe transversale. Ce processus est répété jusqu'à ce que tous les ligaments soient rompus sur une coupe transversale.

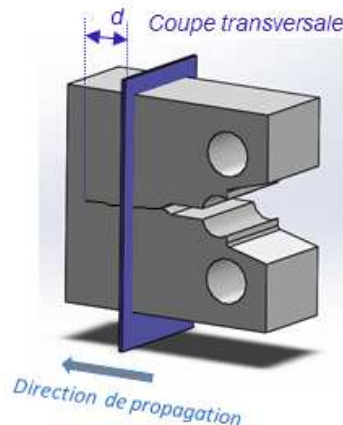


Figure 4-18 : Préparation pour les observations sur les coupes transversales

Nous obtenons une série de coupes transversales pour une éprouvette à la fin de la procédure de préparation.

Afin d'évaluer l'influence de la température sur la géométrie des ligaments, nous effectuons les observations sur trois éprouvettes à trois températures différentes (Tableau 4-2). Les images des coupes transversales pour chaque éprouvette sont fournies dans l'annexe H.

Eprouvette	Type	Epaisseur (mm)	T (°C) d'essai
520HO3B	CT25	10	-150°C
520WA	Anneau en compression (mode mixte)	25	-125°C
520RX-BL	CT25	15	-100°C

Tableau 4-2 : Eprouvettes utilisées pour les observations des coupes transversales

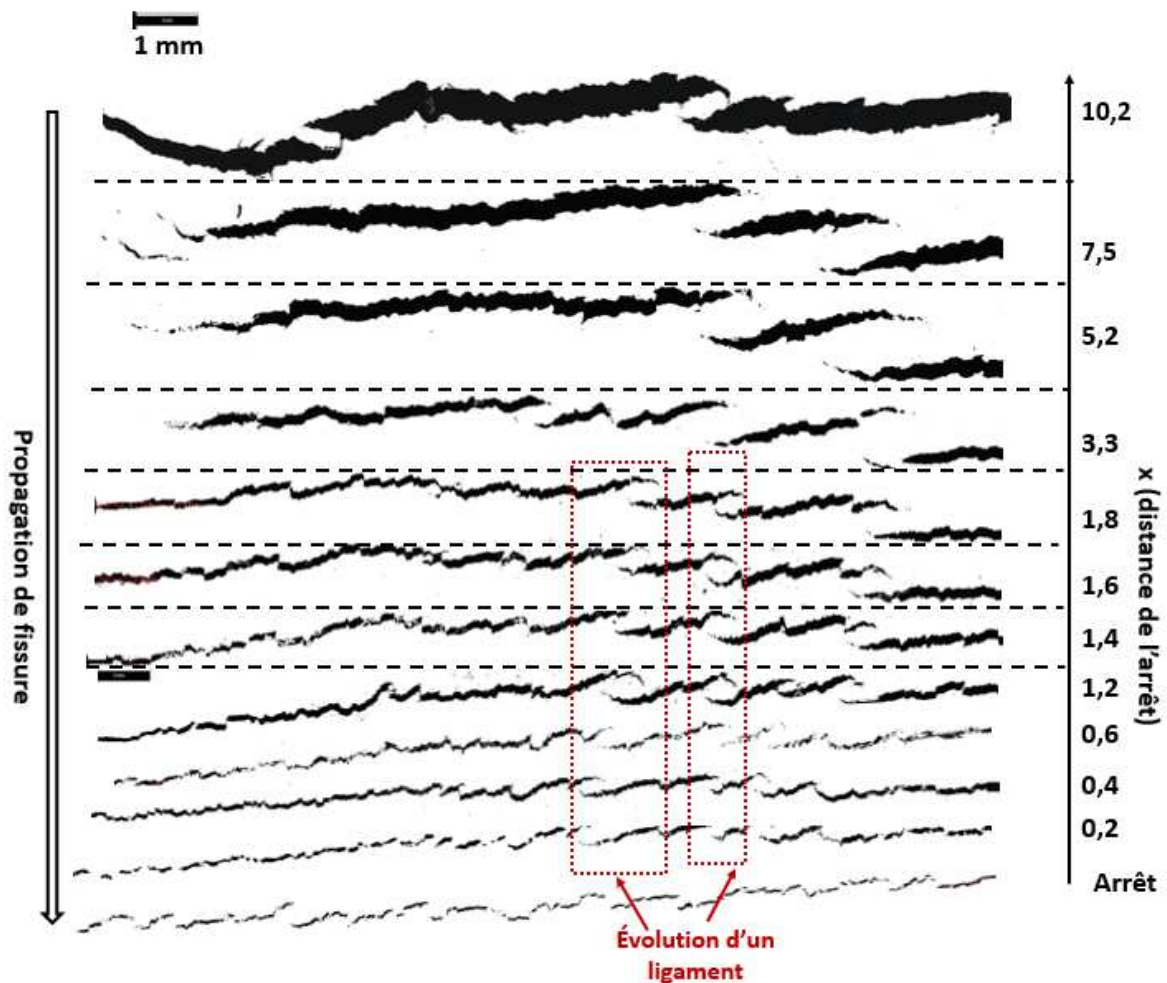


Figure 4-19 : Fissures sur les coupes transversales pour une éprouvette CT25 testée à -100°C (520RX-BL, B = 15mm)

La Figure 4-19 présente les fissures sur les coupes transversales pour une éprouvette CT25 testée à -100°C (520RX-BL). Nous remarquons que :

- La fissure principale n'est pas plane. Elle est formée par plusieurs fissures dans différents plans de propagation.
- Les ligaments non-rompus sont répartis sur une distance qui peut aller jusqu'à 10mm en arrière du front d'arrêt. Cette distance est plus grande que celle estimée numériquement par Bousquet (2013), qui est d'environ 2 mm.
- La longueur de recouvrement (R) entre deux fissures adjacentes augmente quand la fissure s'éloigne du front d'arrêt.

Afin de mieux comprendre la géométrie des ligaments en arrière du front d'arrêt, la longueur de recouvrement (R) ainsi que les hauteurs des ligaments (h) sont mesurées sur chaque coupe transversale (illustré dans la Figure 4-5). Ces mesures sont effectuées pour les trois éprouvettes à trois températures différentes : -100°C , -125°C et -150°C . Il faut noter que nous ne mesurons que les ligaments non rompus.

La Figure 4-20 nous montre les valeurs des recouvrements (R) sur les coupes. Nous utilisons deux types de repère pour l'axe horizontal (x) :

- Le front d'amorçage initial (pré-fissuration en fatigue) se trouve à $a = 0$, l'avancée de fissure (a) augmente dans le sens de la propagation de fissure. Ce type de repère est cohérent avec ce qui est utilisé pour les mesures sur le faciès de rupture, il facilite la comparaison entre ces deux types de mesure.
- Le front d'arrêt se trouve à $x = 0$, la valeur x représente la distance au front d'arrêt. Ce type de repère est cohérent avec notre façon de la mesurer sur les coupes transversales. Comme nous l'avons déjà vu, nous obtenons ces coupes de l'arrêt vers l'amorçage. Il faut noter qu'il est difficile de définir avec précision l'endroit du front d'arrêt. En effet, le front d'arrêt n'est pas rectiligne, il est sous une forme de « doigts », nous allons détailler ce point dans la partie 4.2.3. En pratique, au cours de l'essai, nous observons la fissure sur la surface de l'éprouvette. Nous considérons donc que l'origine de notre axe x ($x = 0$) se trouve à la position du front d'arrêt sur la surface de l'éprouvette. En réalité, la fissure se propage plus loin au cœur de l'éprouvette que sur la surface. Par conséquent, l'origine $x=0$ utilisée dans cette partie du mémoire est définie avec une faible incertitude qui correspond à l'écart entre a_{final} en front de fissure et a_{final} en surface de l'ordre de quelque centaine de micromètre. Cependant, ce n'est pas gênant pour les analyses.

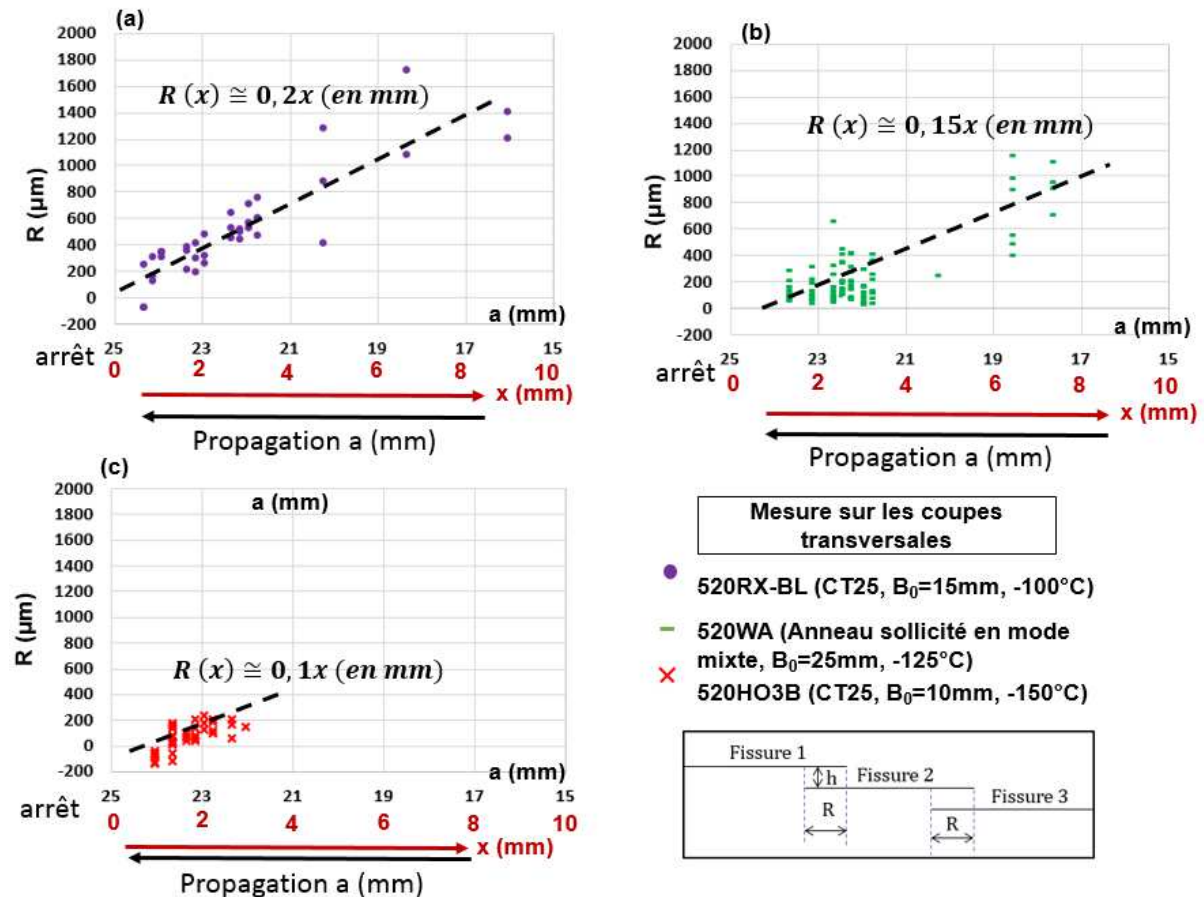


Figure 4-20 : Evolution du recouvrement des fissures en fonction de l'avancée de fissure (a) pour trois éprouvettes à trois températures : (a) 520RX-BL, -100°C ; (b) 520WA, -125°C ; (c) 520HO3B, -150°C .

Nous remarquons clairement que, pour chaque éprouvette, la longueur du recouvrement diminue vers l'arrêt. Par exemple sur l'éprouvette CT 520RX-BL testée à -100°C , le recouvrement (R) est entre $-50\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$ pour les ligaments proches du front d'arrêt (0,2mm du front d'arrêt). Il augmente quand les ligaments mesurés s'éloignent du front d'arrêt. La valeur des ligaments atteint environ $1300\mu\text{m}$ à 8,5mm du front d'arrêt. Nous observons le même phénomène pour les deux autres éprouvettes. La longueur de recouvrement est négative quand les ligaments mesurés sont proches du front d'arrêt : proches du front d'arrêt, les fissures ne se chevauchent pas entre elles. Ce point est plus évident sur l'éprouvette 520HO3B testé à -150°C , la valeur R est entre $-136\mu\text{m}$ et $-37\mu\text{m}$. Ce phénomène sera illustré dans la Figure 4-24 et la Figure 4-25 dans 4.2.3.

La Figure 4-20 montre aussi que l'évolution de la longueur du recouvrement (R) augmente ainsi avec la distance au front d'arrêt (x). En excluant les points à l'arrêt qui ont des valeurs de R négatives, les courbes de tendance de ces évolutions peuvent être décrite par l'équation suivante :

$$R = C_0 x \text{ (mm)}$$

avec $C_0 \cong 0,2; 0,15 \text{ et } 0,1$ pour respectivement 520RX-BL (-100°C), 520WA (-125°C) et 520HO3B (-150°C)

Équation 4-2

Cela nous laisse penser qu'au cours de la propagation, les fissures qui forment la fissure principale, se développent latéralement pour se chevaucher entre elles avant rupture complète des ligaments.

Par le même principe que pour les mesures de la hauteur des ligaments (h) sur les faciès de rupture, la Figure 4-21 nous montre les évolutions de h en fonction de l'avancée de fissure (a) (Figure 4-21(a)), de la vitesse de propagation (V) (Figure 4-21(b)) et de la vitesse de déformation à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) (Figure 4-21(c)). Globalement, les points sont dispersés surtout à l'arrêt. Nous trouvons néanmoins une tendance d'augmentation de h avec la distance de l'arrêt (x).

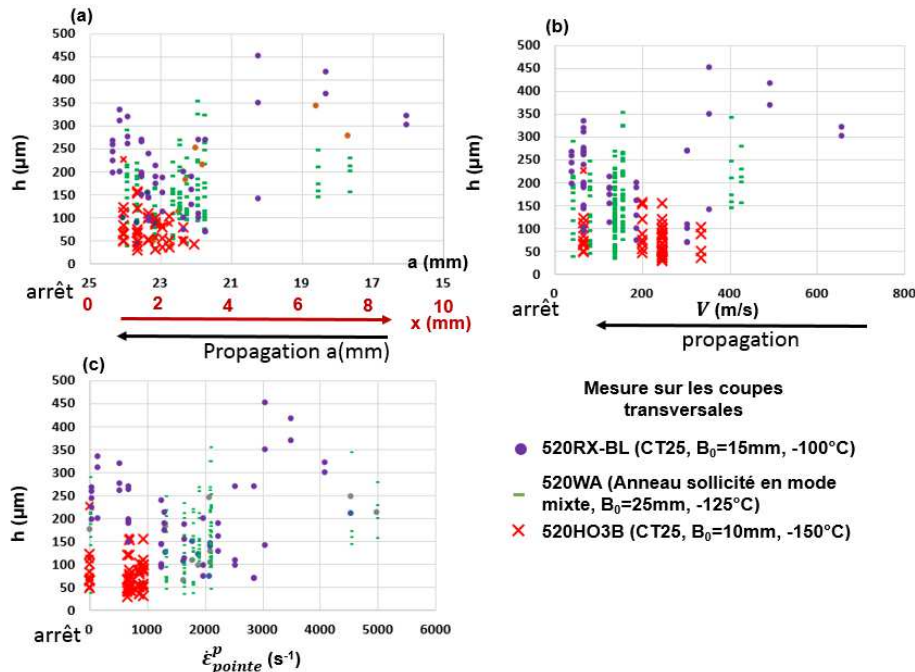


Figure 4-21 : Evolution de la hauteur des ligaments en fonction de l'avancée de fissure (a), de la vitesse de propagation (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) pour trois éprouvettes : 520RX-BL, -100°C , 520WA, -125°C , 520HO3B, -150°C .

La Figure 4-22 compare la hauteur des ligaments issue de deux types de mesure : mesures sur le faciès de rupture et mesures sur les coupes transversales. Ces mesures sont effectuées sur un anneau sollicité en mode mixte testé à -125°C et cinq éprouvettes CT25 testé à quatre températures différentes : -75°C , -100°C , -125°C et -150°C . Parmi les cinq éprouvettes CT25, nous avons deux épaisseurs d'éprouvette différentes : 10 mm et 15 mm. C'est-à-dire que chaque éprouvette est différente des autres, les mesures sur de telles configurations sont délicates. En effet, la propagation de fissure de clivage étant relativement instable (voir Chapitre VI), la hauteur des ligaments varie d'une éprouvette à l'autre. Idéalement, il faut effectuer les mêmes mesures sur plusieurs éprouvettes de même géométrie, testées à la même température pour conclure sur la tendance de l'évolution des ligaments pour une configuration. Cependant, nous ne disposons pas de suffisamment d'éprouvettes pour chaque catégorie (géométrie, température). Les différentes méthodes de mesure de la hauteur des ligaments (h) et le recouvrement des fissures (R) ont donc été mises en place et validées sur les éprouvettes disponibles. L'étude des origines de ces dispersions pourra être une perspective à ce travail en appliquant les méthodes mises en place à plusieurs éprouvettes d'une même catégorie (géométrie, température). Avec toutes les données disponibles, nous pouvons néanmoins trouver sur la Figure 4-22 que :

- Les résultats des deux types de mesure : sur le faciès de rupture et sur les coupes transversales, sont cohérents car les points sont globalement superposés.
- La hauteur des ligaments (a) augmente avec la distance de l'arrêt (x), avec la vitesse de propagation (V) et avec la vitesse de déformation à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$).

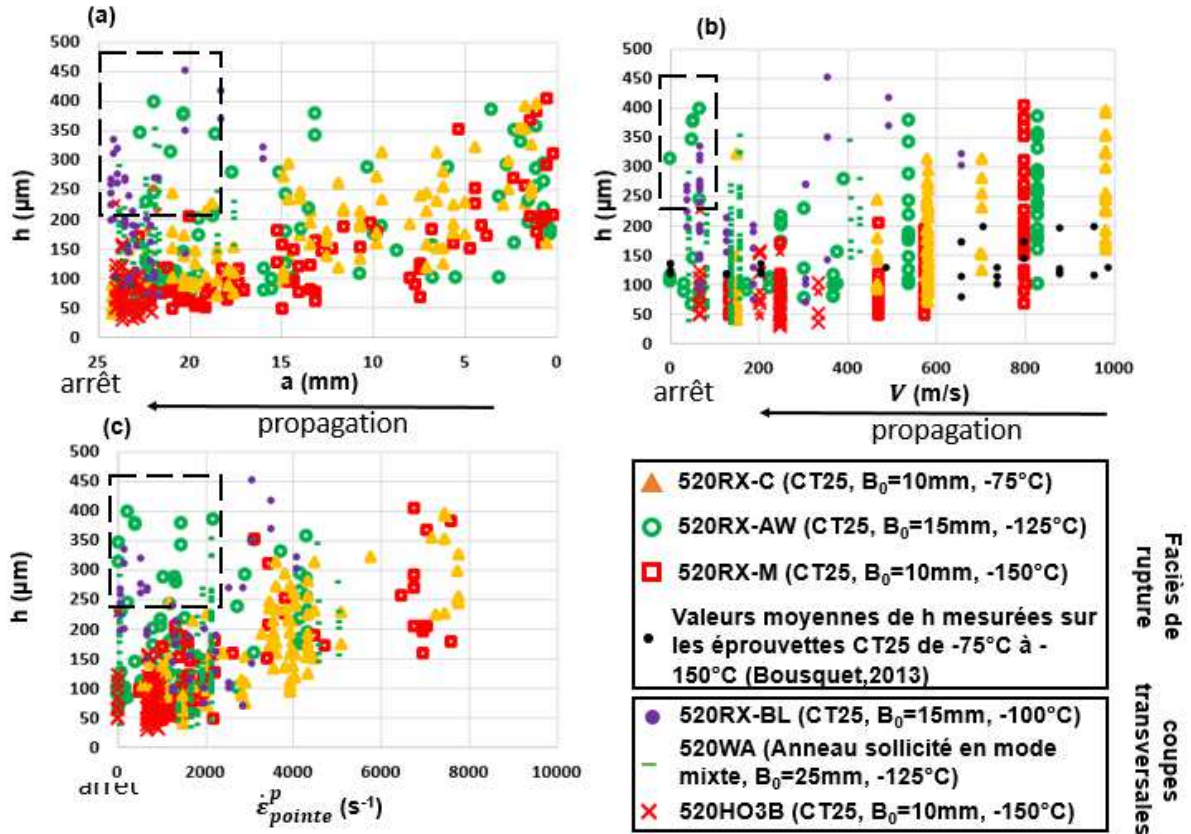


Figure 4-22 : Evolution de la hauteur des ligaments en fonction de l'avancée de fissure (a), de la vitesse de propagation (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) pour six éprouvettes : 520RX-C (-75°C), 520RX-BL (-100°C), 520WA et 520RX-AW (-125°C), 520HO3B et 520RX-M (-150°C).

La Figure 4-23 se concentre sur l'évolution de la hauteur des ligaments (h) avec la vitesse de déformation à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Malgré la dispersion des points, nous proposons de tracer trois courbes de tendance qui représentent respectivement les courbes enveloppe maximale (1), moyenne (2) et enveloppe minimale (3) des points. Ces courbes peuvent être décrites par l'Équation 4-3 : la forme de l'équation ressemble à celle de notre critère. Dans la Figure 4-23, les différentes couleurs représentent les essais à différentes températures, nous remarquons que les points de différentes couleurs sont superposés, la température n'a pas l'air d'avoir une influence significative sur la hauteur des ligaments, au moins à partir des données actuelles.

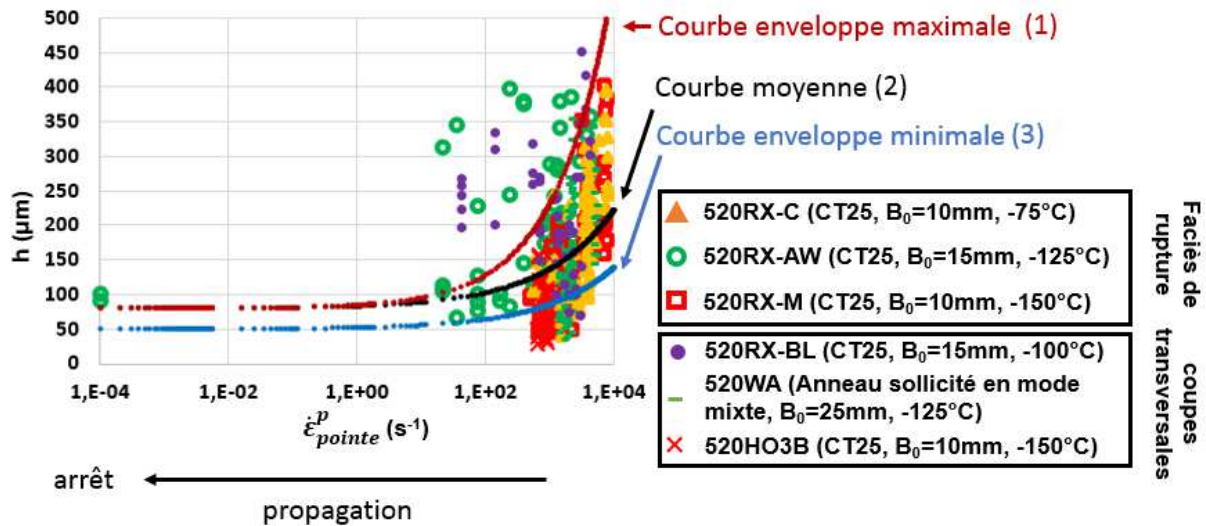


Figure 4-23 : Evolution de la hauteur des ligaments en fonction de l'avancée de fissure (a), de la vitesse de propagation (V) et de la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{\text{pointe}}^p$) pour six éprouvettes : 520RX-C (-75°C), 520RX-BL (-100°C), 520WA et 520RX-AW (-125°C), 520HO3B et 520RX-M (-150°C).

$$h = \tilde{h} [1 + a(\dot{\epsilon}_{\text{pointe}}^p)^b]$$

- | | | | | |
|-----|---------------------------------------|---------------|-----------|--------------|
| (1) | $\tilde{h} = 80.10^{-3} \text{ mm}$, | $a = 0.060$, | $b = 0,5$ | Équation 4-3 |
| (2) | $\tilde{h} = 80.10^{-3} \text{ mm}$, | $a = 0.045$, | $b = 0,4$ | |
| (3) | $\tilde{h} = 50.10^{-3} \text{ mm}$, | $a = 0.045$, | $b = 0,4$ | |

4.2.3 Scénario pendant la propagation et l'arrêt de fissure

A partir de l'évolution des hauteurs des ligaments et des longueurs de recouvrement (R), nous pouvons déduire un scénario du développement des ligaments pendant la propagation de fissure. La fissure principale est formée par plusieurs petites fissures sur différents plans de propagation. La différence entre deux plans adjacents forme un ligament de hauteur h , et de recouvrement de longueur R . Pendant la propagation, la fissure se propage sous forme de « doigts » comme illustré dans la Figure 4-24. Nous avons déjà constaté ce phénomène sur le front d'arrêt d'un anneau testé à -150°C (Figure 4-25) dans le Chapitre III. Les petites fissures se développent dans deux sens simultanément : dans le sens de la propagation macroscopique pour « allonger » la fissure, et dans le sens perpendiculaire (suivant l'axe y) dans le même plan ce qui tend à « élargir » la fissure des deux côtés et à augmenter le recouvrement (R). La longueur de recouvrement (R) est négative sur le front et sur une distance d_1 en arrière du front, puis elle devient positive pour $x > d_1$.

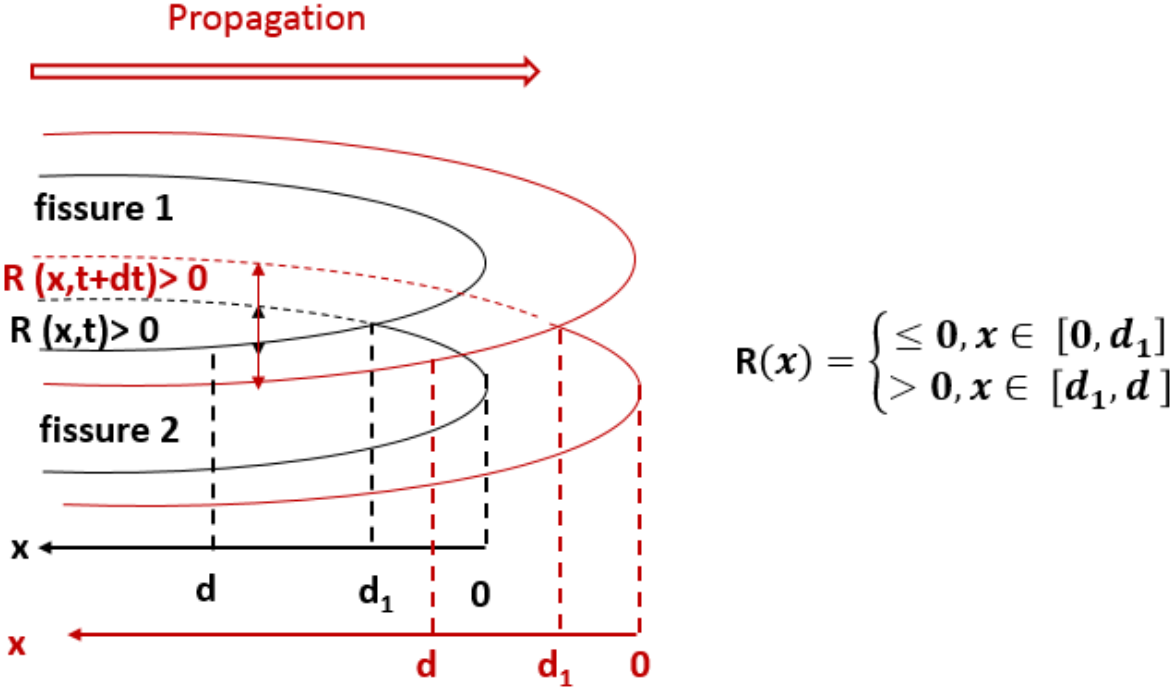


Figure 4-24 : Schéma de l'évolution de la longueur de recouvrement (R) pendant la propagation de fissure.

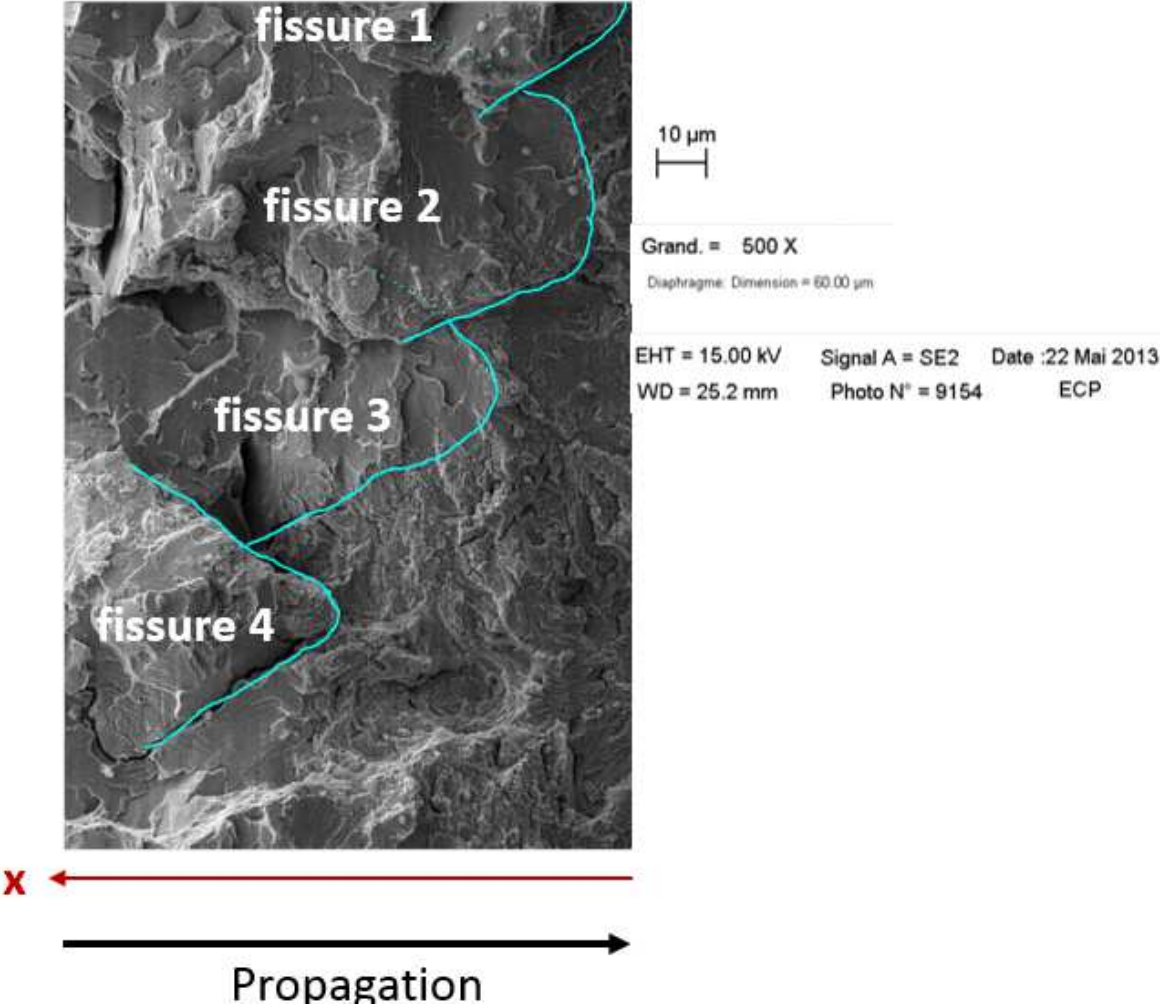


Figure 4-25 : Front d'arrêt de l'éprouvette 520WE (-150°C, anneaux sollicité en mode mixte)

Dans la Figure 4-24, d représente la distance en arrière du front de fissure sur laquelle se répartissent les ligaments non rompus. En effet, un ligament entre deux fissures est déformé et rompu à cause du déplacement des lèvres de la fissure. Un ligament de grande hauteur h résiste mieux à la rupture car il nécessite un déplacement des lèvres plus important pour rompre. C'est pourquoi nous trouvons, sur l'éprouvette 520RX-BL (CT25, -75°C), deux grands ligaments à 7,5 mm du front d'arrêt. Or, sur l'éprouvette 520HO3B (CT25, -150°C) (présenté dans annexe H), les ligaments sont moins hauts (petit h), ils sont rompus à 2,4mm du front d'arrêt. Nous pouvons donc en déduire que la distance (d) dépend la hauteur (h) des ligaments. Dans la partie suivante, nous allons utiliser la modélisation numérique pour quantifier cette relation et calculer la valeur de la distance (d). Nous allons aussi quantifier l'effort exercé par ces ligaments en arrière de la pointe de fissure au cours de la propagation de fissure.

4.3 Modélisation 2D des profils d'ouverture et des contraintes sur les lèvres de la fissure par X-FEM

4.3.1 Calcul des profils d'ouverture au cours de la propagation de fissure

L'objectif de cette partie du mémoire est, à partir de la simulation d'un essai sur éprouvette CT25, de tracer le profil d'ouverture et de calculer les grandeurs suivantes :

- La distance (d) en arrière de la pointe de fissure sur laquelle se répartissent les ligaments non rompus ;
- La vitesse de déformation plastique sur les ligaments en arrière du front d'arrêt ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$). Elle permet ensuite d'établir une relation entre $\dot{\epsilon}_{liga}^p$ et la vitesse de déformation plastique calculée à 100 μm en avant de la pointe de fissure $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$ qui est aussi la valeur de vitesse utilisée dans le critère identifié dans le Chapitre II.

4.3.1.1 Démarche

Afin de calculer les profils d'ouverture au cours de la propagation de fissure, nous pouvons modéliser en 2D la propagation et l'arrêt de fissure sur une éprouvette CT25. En effet, par rapport à l'anneau isotherme chargé en mode mixte ou à l'anneau pour l'essai de choc thermique, le trajet de fissure et le chargement pour les éprouvettes CT25 sont plus simples à modéliser. Le profil d'ouverture est donc plus facile à obtenir. La démarche pour calculer les profils d'ouverture pour un essai sur CT25 est la suivante :

- Modéliser la mise en charge en statique. La fin de mise en charge correspond à l'amorçage expérimental de l'éprouvette.
- Imposer la vitesse de propagation. Différents types de vitesses peuvent être imposés :
 - ✓ Vitesse constante : ceci permet d'évaluer l'influence de la vitesse de propagation sur le profil d'ouverture. Trois vitesses différentes sont imposées : 30 m/s, 300m/s et 600 m/s, représentatives des gammes de vitesse expérimentales à l'arrêt et dans le régime établi.
 - ✓ Vitesse expérimentale : ceci permet d'obtenir, dans une vraie situation, la relation entre la vitesse de déformation plastique sur les ligaments $\dot{\epsilon}_{liga}^p$ et celle à la pointe de fissure $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$.

Prenons un essai sur CT25 testé à -150°C (520RXI, $B = 10\text{mm}$). Les modélisations sont effectuées en 2D par la méthode X-FEM. Nous rappelons ici le maillage et les conditions aux limites utilisés pour modéliser un essai isotherme sur CT25. Le maillage utilisé est montré dans

la Figure 4-26. La fissure se propage dans le plan de symétrie de l'éprouvette (L_{ref1}). La taille d'un élément X-FEM autour du trajet de fissure (en couleur rouge dans la figure) est de $50\mu m \times 50\mu m$. Un quart de goupille est modélisé pour effectuer le chargement. Une barre élastique simule la ligne d'amarrage. Ceci permet de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation de fissure. L'une de ses extrémités est attachée à la goupille, nous imposons le déplacement sur l'autre extrémité (P_{charge}). L'ouverture d'éprouvette est mesurée sur le point P_{COD} .

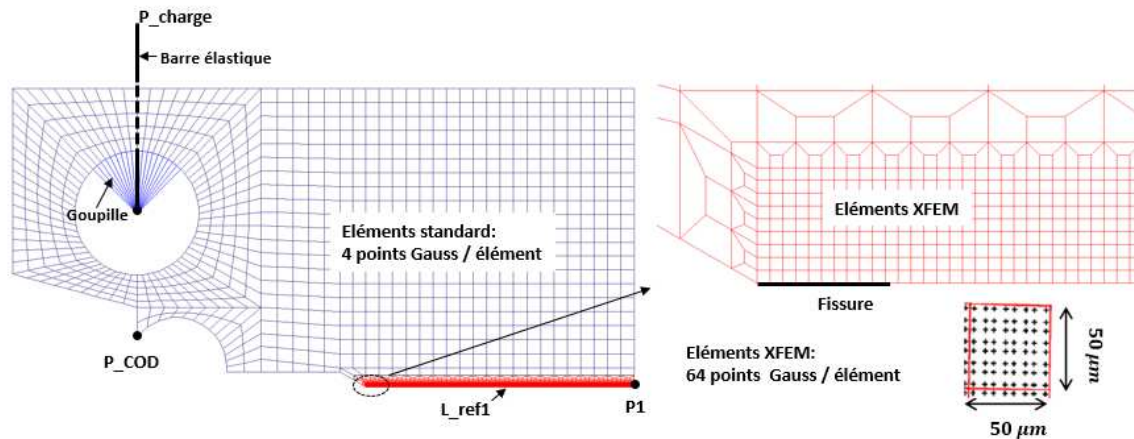


Figure 4-26 : Maillage 2D de la $\frac{1}{2}$ section d'une éprouvette CT

Afin de modéliser les conditions de symétrie, les conditions mécaniques aux limites sont les suivantes pour les modélisations en 2D :

- Pour la ligne (L_{ref1}) sur le plan de symétrie qui est maillée avec des éléments X-FEM, l'approximation du champ de déplacement comporte non seulement les inconnues traditionnelles (U_X , U_Y), mais aussi les inconnues correspondant aux fonctions supplémentaires introduites pour la méthode X-FEM : la fonction saut (H) et la base de fonctions singulières (F). Les deux relations suivantes doivent être vérifiées pour tous les nœuds situés sur (L_{ref1}) :
 - ✓ $U_X(+\theta) = U_X(-\theta)$
 - ✓ $U_Y(+\theta) = -U_Y(-\theta)$
- Le chargement de l'éprouvette CT25 est effectué en imposant le déplacement U_Y au point P_{charge} de l'extrémité de la barre élastique.
- Pour empêcher un mouvement d'ensemble, le déplacement suivant U_X est bloqué sur un point quelconque de l'éprouvette CT25 ($P1$ dans nos calculs).

Les calculs en 2D sont effectués en dynamique sous les hypothèses des Déformations Planes (DP) et des Petites Déformations, Petits Déplacements (PDPD). Nous utilisons la loi de comportement élastoviscoplastique de type Cowper-Symonds pour les modélisations. Ceci permet de prendre en compte la viscosité du matériau pendant la propagation de fissure.

La modélisation de la mise en charge est effectuée en statique et à déplacement imposé. Le comportement du matériau est élasto-plastique. La fin de mise en charge est contrôlée par l'ouverture expérimentale de fissure. La modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure est effectuée en dynamique. Le comportement du matériau est viscoplastique. Le déplacement à l'amorçage est imposé pendant cette phase du calcul. Nous imposons ensuite la vitesse de propagation.

Il existe deux méthodes de discrétisation : l'avancée de fissure (da) imposée ou l'incrément du temps (dt) imposé. Nous avons déjà vu dans le Chapitre II que ces deux méthodes sont équivalentes. Dans ce chapitre, nous adoptons la première méthode : l'avancée de fissure imposée, $da = 100\mu\text{m}$ à chaque pas du calcul. Nous pouvons ensuite obtenir :

- Le déplacement de tous les nœuds sur la ligne de symétrie (L_{ref1}). Ceci nous permet de tracer le profil d'ouverture à chaque pas du calcul.
- La vitesse de déformation à la distance critique ($r_c = 100\mu\text{m}$) devant la pointe de fissure (notée ε_{pointe}^p).

4.3.1.2 Résultats : profil d'ouverture

La Figure 4-27 montre les profils d'ouverture au cours de la propagation. Dans cette figure, la pointe de fissure se trouve sur l'ouverture égale à zéro. La figure donne les profils d'ouverture pour quatre avancées de fissure (de a_1 à a_4). Les courbes sont obtenues en imposant une vitesse de propagation constante pour chaque modélisation. A une avancée de fissure donnée (a_i), les profils d'ouverture sont comparés pour les trois vitesses de propagation différentes: 30 m/s, 300 m/s et 600 m/s.

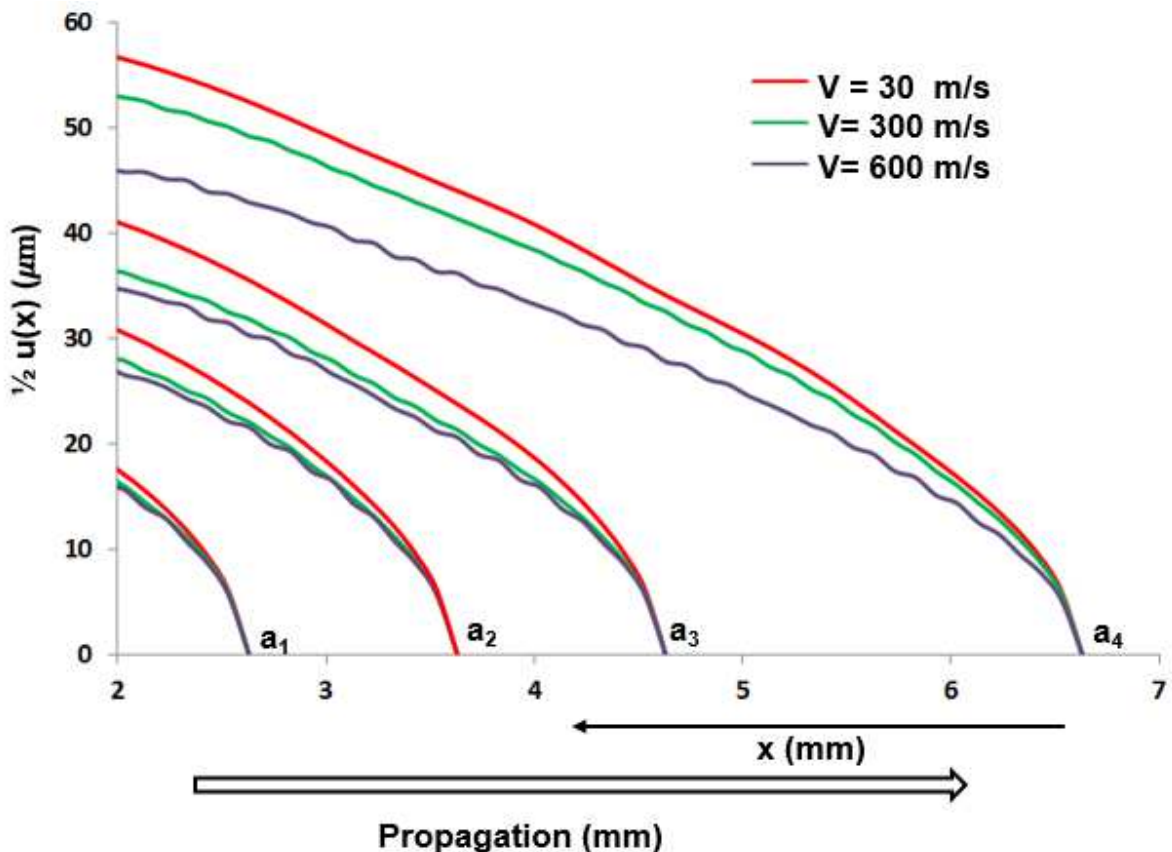


Figure 4-27 : Profils d'ouverture au cours de la propagation pour trois vitesses de propagation imposées constantes : 30 m/s, 300 m/s et 600 m/s. Modélisation sur un essai CT25 testé à -150°C (520RXI, $B = 10\text{mm}$).

Nous remarquons que la vitesse de propagation a une influence sur le profil d'ouverture : la fissure s'ouvre moins quand la vitesse de propagation est élevée. La différence entre les profils est faible tant que l'on se situe à une faible distance (x) en arrière de la pointe de fissure ($x < 1 \text{ mm}$), elle augmente quand le point observé s'éloigne de la pointe de fissure. En effet, d'après le champ singulier, le déplacement des lèvres de fissure est proportionnel à \sqrt{r} (r est la distance de la pointe de fissure). Dans cette zone singulière, l'influence de la vitesse de propagation sur

le champ de déplacement est faible. En revanche, en dehors de la zone singulière, l'influence de la vitesse de propagation sur le profil d'ouverture n'est pas négligeable.

Nous avons besoin de connaître le profil d'ouverture sur la distance d en arrière du front de fissure, sur laquelle se trouvent des ligaments résistants. Or cette distance avait été évaluée par Bousquet (2013) à environ 1,8 mm, distance sur laquelle l'effet de vitesse reste peu important. Nous proposons donc une approximation de l'ouverture (u) en fonction de la distance en arrière de la pointe de fissure indépendante de la vitesse de propagation pour $x \leq 2\text{mm}$. Sur cette distance de 2 mm de la pointe de fissure, le déplacement des lèvres de fissure peut être décrit par Équation 4-4 :

$$u(x) = C_1 \sqrt{x} \tag{Équation 4-4}$$

avec $C_1 = 34 \cdot 10^{-3} \sqrt{\text{mm}}$

C_1 peut être calculé à partir de la courbe de tendance des simulations correspondant à une avancée de fissure (a) donnée. La Figure 4-28 présente les profils de demi-ouverture de fissure à différentes vitesses de propagation pour une avancée de fissure $a = 15\text{ mm}$ ($a_{total} \approx 25\text{ mm}$).

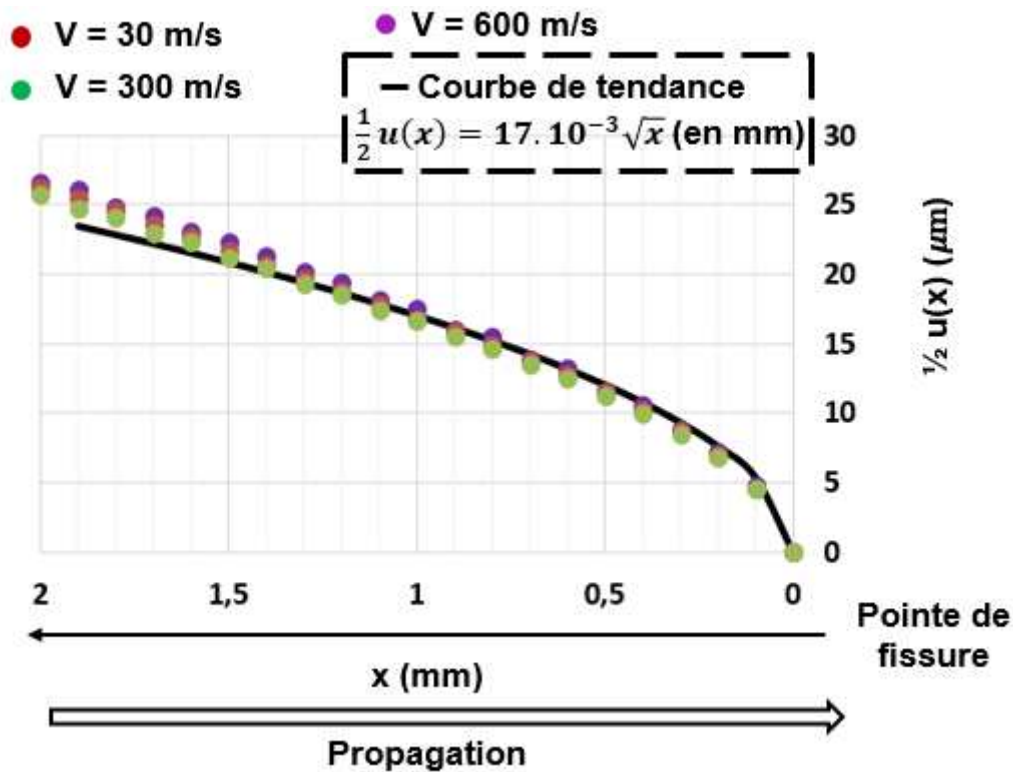


Figure 4-28 : Approximation du déplacement de la lèvre de fissure sur une distance $x = 2\text{mm}$ en arrière de la pointe de fissure, à partir des simulations correspondant à une avancée de $a = 15\text{ mm}$.

4.3.1.3 Résultats : déformation du ligament (ε_{liga}^p) et distance critique (d) pour la rupture des ligaments

L'objectif de cette partie de thèse est de calculer la distance (d) en arrière de la pointe de fissure sur laquelle se trouvent les ligaments résistants. Ceci est effectué en supposant qu'un ligament est à une déformation critique (ε_{liga}^{rup}).

En effet, une fois que le profil d'ouverture au cours de propagation de fissure est obtenu, nous pouvons en déduire la déformation sur les ligaments de la manière suivante :

- Les ligaments sont considérés comme des mini-éprouvettes en traction. La hauteur initiale des ligaments peut être mesurée sur l'éprouvette après l'essai. Comme nous l'avons déjà vu dans 4.2.2, la hauteur des ligaments n'est pas une constante, elle peut être décrite par une relation dépendante de ε_{pointe}^p (Équation 4-3).
- La déformation totale des ligaments est le rapport entre l'ouverture de fissure (u(x)) et la hauteur des ligaments (h) (l'Équation 4-5) :

$$\varepsilon_{liga}^{total}(x) = \frac{u(x)}{h} \quad \text{Équation 4-5}$$

Vue que la déformation élastique des ligaments est faible par rapport à la déformation plastique, nous pouvons considérer que :

$$\varepsilon_{liga}^p(x) \cong \varepsilon_{liga}^{total}(x) = \frac{u(x)}{h} \quad \text{Équation 4-6}$$

- $\varepsilon_{liga}^p(x)$ augmente avec la distance en arrière de la pointe de fissure (x). Un ligament rompt à ($x = d$) où la déformation du ligament atteint sa valeur critique (ε_{liga}^{rup}). Comme nous l'avons déjà vu dans le Chapitre I, ε_{liga}^{rup} varie peu avec la température et avec la vitesse de propagation de fissure. A partir des essais de traction sur les éprouvettes axisymétriques en 16MND5, la valeur de ε_{liga}^{rup} peut atteindre d'environ 30%. Comme nous l'avons déjà vu dans Figure 4-23, la hauteur des ligaments (h) évolue avec la vitesse de déformation plastique à $r_c = 100\mu m$ en avant de la pointe de fissure (ε_{pointe}^p). Pour la hauteur des ligaments en statique (\tilde{h}), nous pouvons calculer la distance en arrière de la pointe de fissure \tilde{d} correspondant, sur laquelle se trouvent des ligaments non rompus, à partir de l'Équation 4-7:

$$\varepsilon_{liga}^{rup} = \frac{C_1 \sqrt{\tilde{d}}}{\tilde{h}} \quad \text{Équation 4-7}$$

$$\tilde{d} = \left(\frac{\tilde{h}}{C_1} \varepsilon_{liga}^{rup} \right)^2 \quad \text{Équation 4-8}$$

En injectant dans l'Équation 4-8, $C_1 = 34 \cdot 10^{-3} \sqrt{mm}$ (Équation 4-4), $\varepsilon_{liga}^{rup} = 30\%$ et les valeurs de \tilde{h} obtenues dans l'Équation 4-3, nous avons l'Équation 4-9 :

$$\tilde{d} = \left(\frac{\tilde{h}}{C_1} \varepsilon_{liga}^{rup} \right)^2 = \begin{cases} 0,49 \text{ mm}, & \tilde{h} = 80\mu m \\ 0,2 \text{ mm}, & \tilde{h} \geq 50\mu m \end{cases} \quad \text{Équation 4-9}$$

En effet, il existe une relation entre d et h . Quand h est grand, il faut un déplacement $u(x)$ plus important pour atteindre la déformation de rupture (ε_{liga}^{rup}), la valeur de d est donc plus élevée. Cette relation est décrite par l'Équation 4-10 :

$$\varepsilon_{liga}^{rup} = \frac{C_1 \sqrt{\tilde{d}}}{\tilde{h}} = \frac{C_1 \sqrt{d}}{h} \quad \text{Équation 4-10}$$

avec

$$\frac{d}{\tilde{d}} = \left(\frac{h}{\tilde{h}}\right)^2$$

$$h = \tilde{h} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b] \quad \text{(voir la Figure 4-23)} \quad \text{Équation 4-11}$$

Nous avons donc l'Équation 4-12 :

avec

$$d = \tilde{d} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^2 \quad \text{Équation 4-12}$$

a, b définis dans l'Équation 4-2.

La distance d , sur laquelle se trouvent les ligaments non rompus évolue, comme la hauteur des ligaments (h), avec la vitesse de déformation plastique en pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$). Pour les faibles valeurs de h (quand h tend vers \tilde{h}) et à faible vitesse ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$ tend vers 0), cette distance d tend vers 0,49 mm si $\tilde{h} = 80\mu\text{m}$, et elle tend vers 0,2 mm si $\tilde{h} = 50\mu\text{m}$.

4.3.1.4 Résultats : relation entre $\dot{\varepsilon}_{liga}^p$ et $\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$

Comme nous l'avons déjà vu dans la partie 4.3.1.3, nous pouvons calculer la déformation plastique du ligament (ε_{liga}^p) à partir du profil d'ouverture des lèvres de fissure. Par le même principe que celui illustré dans la Figure 4-29, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{ligament}^p$) : quand une fissure se propage de a_1 à a_2 pendant un incrément de temps Δt , l'ouverture de la lèvre passe de $u_1(x)$ à $u_2(x)$, la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) peut être calculée selon l'Équation 4-13.

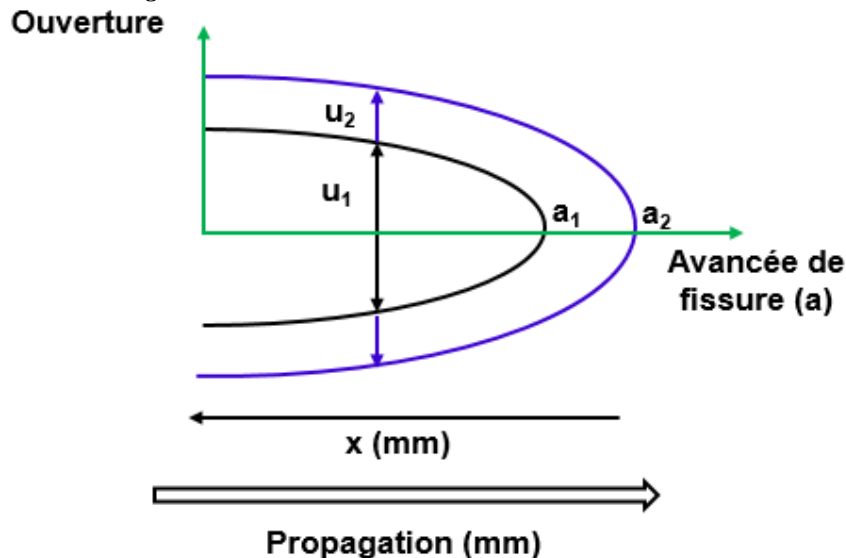


Figure 4-29 : Principe pour calculer la vitesse de déformation plastique du ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$)

$$\dot{\varepsilon}_{liga}^p(x, t) \cong \dot{\varepsilon}_{liga}^{total}(x, t) = \frac{d(\varepsilon_{liga}^p(x, t))}{dt} = \frac{u_2(x, t) - u_1(x, t)}{\Delta t h} \quad \text{Équation 4-13}$$

Dans l'Équation 4-13, $u(x)$ peut être calculé à partir du profil de la lèvres obtenu par la modélisation numérique (voir paragraphe 4.3.1.2). La hauteur des ligaments (h) est variable avec la vitesse de propagation, cependant, afin de simplifier les calculs, nous pouvons dans un premier temps considérer h comme une constante, et ensuite faire varier la valeur de h pour déterminer son influence sur $\dot{\varepsilon}_{liga}^p$. Par exemple, nous pouvons prendre $h = 120 \mu m$ dans un premier temps, cette valeur correspond à une valeur moyenne trouvée par Bousquet (2013) et cohérente avec nos mesures.

La Figure 4-30 montre les vitesses de déformation plastique sur le ligament ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) et à la pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$) pour l'essai 520RX-I testé à $-150^\circ C$ à l'avancée de fissure (a) = 12 mm. La méthode de calcul est déjà présentée dans 4.3.1.1 : nous imposons, dans la modélisation par X-FEM, le chargement expérimental à l'amorçage et puis, la vitesse de propagation expérimentale. A chaque incrément du temps, nous pouvons calculer $\dot{\varepsilon}_{pointe}^p(a, t)$ à la pointe fissure et $u(x, t)$ à partir duquel nous pouvons déduire $\dot{\varepsilon}_{liga}^p(x, t)$. A $a = 12 mm$, nous avons $\dot{\varepsilon}_{pointe}^p(a = 12 mm) = 1200 s^{-1}$, la vitesse de déformation plastique des ligaments $\dot{\varepsilon}_{liga}^p(x)$ augmente quand nous approchons de la pointe de fissure ($x \rightarrow 0$), sa valeur varie entre $3,3 \cdot 10^5 s^{-1}$ et $8,2 \cdot 10^4 s^{-1}$ quand x varie de 2 mm à 0,2 mm pour $h = 120 \mu m$, le rapport entre ces deux vitesses de déformation est alors :

$$\frac{\dot{\varepsilon}_{liga}^p}{\dot{\varepsilon}_{pointe}^p} = C_2 \quad \text{Équation 4-14}$$

avec $C_2 = 27,5 \text{ à } 68 ; \text{ pour } h = 120 \mu m$

Les valeurs de ce rapport sont cohérentes avec le résultat de Bousquet (2013), l'auteur a trouvé un rapport de 40 entre ces deux vitesses de déformation plastique.

La valeur de $\dot{\varepsilon}_{liga}^p$ varie linéairement avec $1/h$. A partir des mesures de la hauteur des ligaments (h) sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales, nous trouvons que h varie entre $50 \mu m$ et $300 \mu m$, le rapport entre ces deux vitesses de déformation varie alors :

$$\begin{aligned} h = 50 \mu m : \quad & 11,45 = \frac{27,5}{120/h} < \frac{\dot{\varepsilon}_{liga}^p}{\dot{\varepsilon}_{pointe}^p} < \frac{68}{120/h} = 28 \\ h = 300 \mu m : \quad & 68,75 = \frac{27,5}{120/h} < \frac{\dot{\varepsilon}_{liga}^p}{\dot{\varepsilon}_{pointe}^p} < \frac{68}{120/h} = 170 \\ 50 \mu m < h < 300 \mu m \quad & 11,45 < C_2 < 170 ; \end{aligned} \quad \text{Équation 4-15}$$

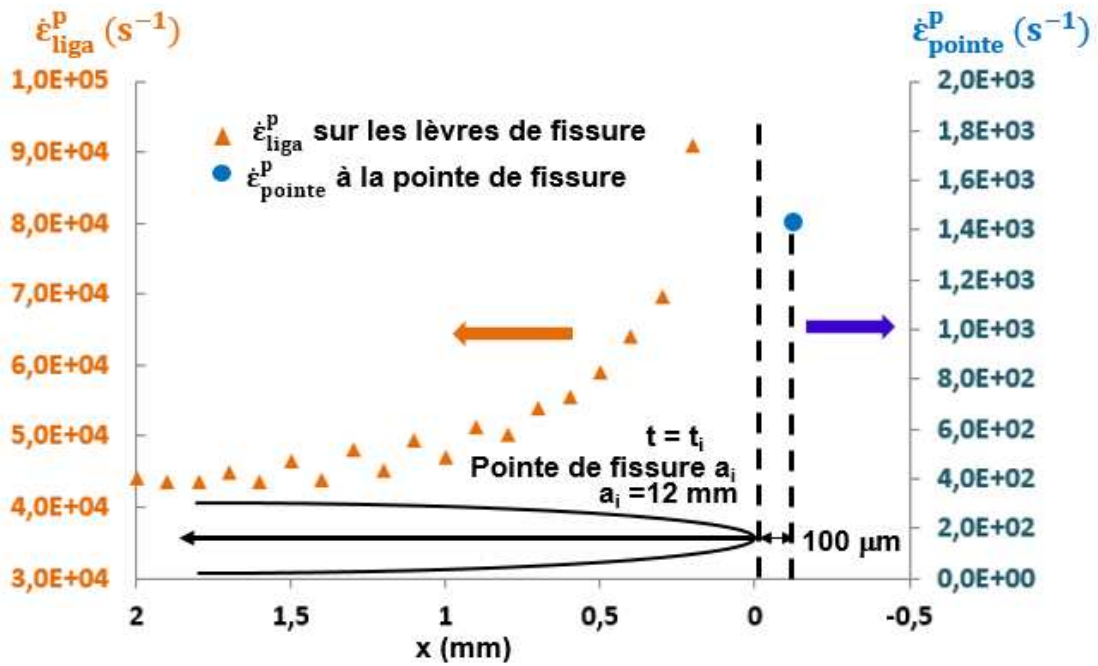


Figure 4-30 : Vitesses des déformations plastique sur les ligaments ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$) et à 100 μm devant le pointe de fissure $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$, $h = 120 \mu\text{m}$.

La Figure 4-31 montre les vitesses de déformation plastique sur le ligament ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$) et à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) pour l'essai 520RX-I testé à -150°C au cours de la propagation de fissure. Nous trouvons la même conclusion que sur la Figure 4-30.

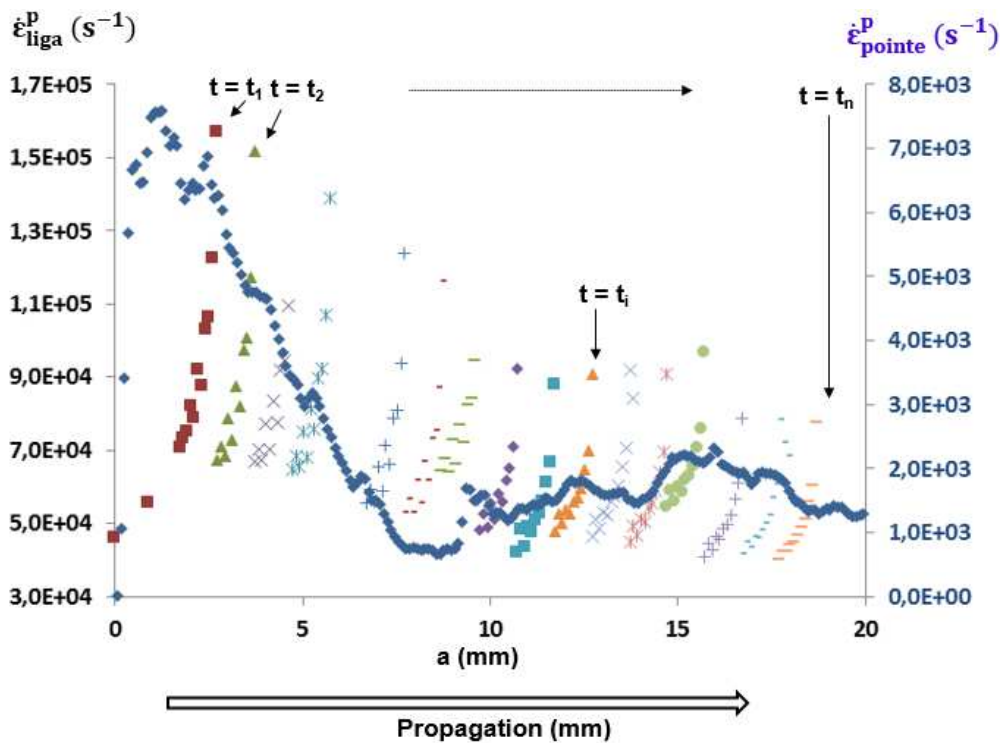


Figure 4-31 : Relation entre $\dot{\epsilon}_{liga}^p$ et $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$ pour l'essai sur 520RX-I (-150°C , 10 mm), $h = 120 \mu\text{m}$.

4.3.2 Modélisation de l'écoulement de la contrainte moyenne sur les lèvres de la fissure lors du recouvrement progressif entre microfissures

Connaissant la distance totale (d) en arrière de la pointe de fissure, sur laquelle se trouvent des ligaments résistants, nous allons estimer la contrainte exercée par ces ligaments résistant à l'ouverture de la fissure au cours de la propagation de fissure. L'évaluation de cette contrainte est effectuée en statique dans un premier temps. La prise en compte des effets dynamiques sera effectuée à la partie 4.4.

Comme nous l'avons déjà vu dans 4.2.2, les microfissures ne se recouvrent pas sur une zone proche de la pointe de fissure ($R < 0$), ces microfissures se développent simultanément dans deux sens au cours de la propagation : sens de la propagation macroscopique et sens latéral pour se recouvrir. La Figure 4-32 (a) montre une image au MEB du front arrêté d'un anneau sollicité en mode mixte (520WE, -150°C). Nous pouvons donc schématiser la forme du front de fissure principale au cours de la propagation par la Figure 4-32 (b). Les ligaments se répartissent sur une distance d , cette distance peut être divisée en deux parties :

- $0 < x \leq d_1$: cette partie est proche de la pointe de fissure, la longueur du recouvrement est négative ($R < 0$) ;
- $d_1 < x \leq d$: cette partie est plus éloignée de la pointe de fissure, la longueur du recouvrement est positive ($R > 0$) .

Dans cette partie du mémoire, nous allons analyser la contrainte moyenne statique du ligament $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ sur chacune des deux parties, car le fait que les fissures se recouvrent ($R > 0$) ou non ($R \leq 0$) entraînent des états de contrainte différents qui doivent être traités séparément.

D'après la Figure 4-32 (a), la forme du front est irrégulière. A partir de cette seule donnée disponible pour cette thèse, nous pouvons néanmoins estimer à partir des observations MEB que la distance d_1 est de l'ordre de $80\mu\text{m}$. Afin de simplifier les calculs, nous pouvons prendre dans un premier temps pour cette étude :

$$d_1 = 100 \mu\text{m} \quad \text{Équation 4-16}$$

La valeur de d est déduite de l'Équation 4-12.

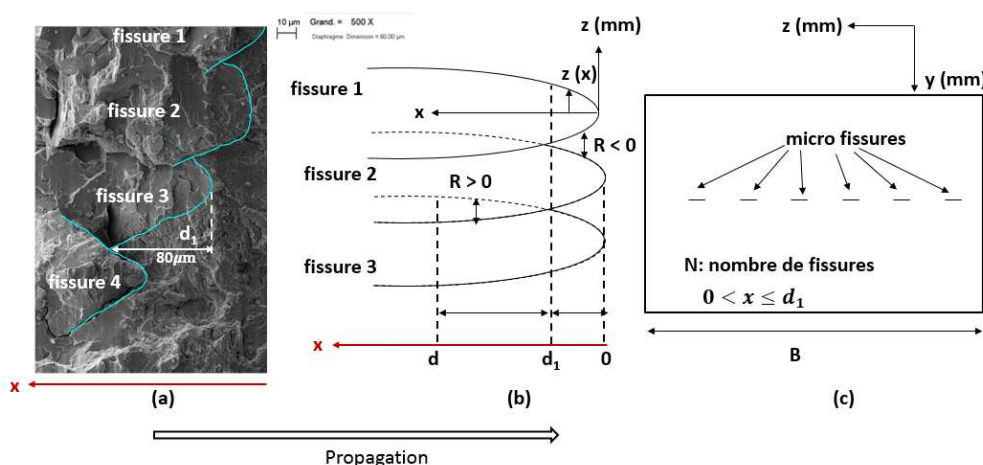


Figure 4-32 : (a) Observation au MEB d'un front d'arrêt de fissure sur l'anneau sollicité en mode mixte (520WE, -150°C) ; (b) Schématisation de la fissure principale au cours de la propagation ; (c) Schématisation d'une coupe transversale proche de la pointe de fissure ($x \leq d_1$).

4.3.2.1 $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ proche de la pointe de fissure pour $0 < x \leq d_1$

Cette partie est dédiée à l'évaluation de la contrainte moyenne exercée par les ligaments sur les lèvres de la fissure proche de la pointe de fissure (de 0 à d_1).

La Figure 4-32 (c) montre un schéma d'une coupe transversale proche de la pointe de fissure ($x \leq d_1$) : sur l'épaisseur (B), il y a N microfissures de largeur $2z$, la longueur totale des ligaments est noté L_{liga} .

Nous avons donc la relation suivante :

$$B = L_{liga}(x) + 2Nz(x) \quad \text{Équation 4-17}$$

Comme nous l'avons déjà constaté sur la Figure 4-32 (a), la forme des microfissures ressemble à une parabole, nous pouvons donc la décrire pour la simplicité des calculs par l'Équation 4-18:

$$z(x) = C_3\sqrt{x} \quad \text{Équation 4-18}$$

où $z(x)$ est la demi largeur de fissure, x est la distance en arrière de la pointe de fissure, C_3 est une constante à définir. Nous avons $C_3 = \sqrt{10^{-3}} \sqrt{mm}$ si nous supposons que la forme des microfissures est une parabole. L'Équation 4-17 devient donc:

$$B = L_{liga}(x) + 2NC_3\sqrt{x} \quad \text{Équation 4-19}$$

En divisant les termes par B, nous obtenons la fraction surfacique des ligaments:

$$\frac{L_{liga}(x)}{B} = 1 - \frac{2N}{B} C_3\sqrt{x} \quad \text{Équation 4-20}$$

A $x = d_1$, les fissures se recouvrent, nous avons donc $L_{liga}(d_1) = 0$ et :

$$1 - \frac{2N}{B} C_3\sqrt{d_1} = 0 \quad \text{Équation 4-21}$$

et

$$\sqrt{d_1} = \frac{B}{2NC_3} \quad \text{Équation 4-22}$$

Dans l'Équation 4-22, B/N est la distance entre deux microfissures, nous pouvons estimer sa valeur suivant Équation 4-23 en prenant $d_1 = 100\mu m$:

$$\frac{B}{N} = 2C_3\sqrt{d_1} = 20\mu m \quad \text{Équation 4-23}$$

La valeur de B/N est cohérente avec les observations (Figure 4-32).

La contrainte est forte sur les ligaments proches de la pointe de fissure, sa valeur dépend aussi du mode de chargement. La Figure 4-33 montre le mode du chargement du ligament dans deux conditions différentes : (a) le ligament est purement en traction si $h = 0$; (b) le ligament est purement en cisaillement si $h \gg 0$.

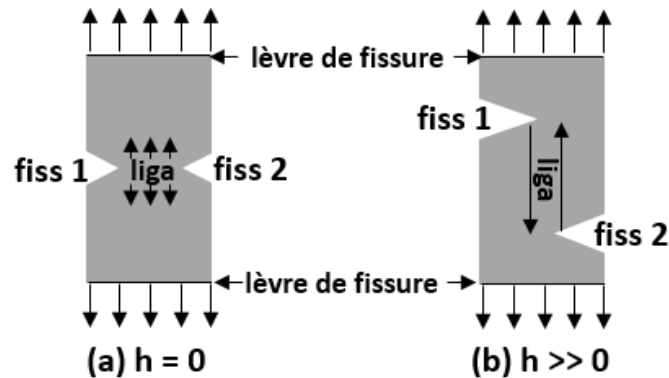


Figure 4-33 : (a) Chargement du ligament en traction quand $h = 0$ (b) Chargement du ligament en cisaillement quand $h \gg 0$.

Dans ces deux conditions, les valeurs de la contrainte sont :

Si $h = 0$, traction,	$\sigma_{liga}^{stat} = \sigma_Y$	Équation 4-24
Si $h \gg 0$, cisaillement	$\sigma_{liga}^{stat} = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{3}}$	Équation 4-25

où σ_Y est la contrainte d'écoulement.

Au cours de la propagation de fissure, les ligaments sont sollicités en mode mixte (traction et cisaillement). Il est difficile de déterminer la valeur exacte de la contrainte du ligament, nous pouvons néanmoins, dans un premier temps, prendre une valeur intermédiaire entre la contrainte de traction et la contrainte de cisaillement :

$$\sigma_{liga}^{stat} = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \quad \text{Équation 4-26}$$

Dans cette étude, nous n'avons pas eu temps de tester l'influence de cette hypothèse sur la formulation analytique de la contrainte critique (σ_{IC}) en pointe de fissure, nécessaire au cours de la propagation de fissure, qui sera développé dans la suite de ce travail. Il pourra être une perspective de ce travail.

La contrainte moyenne sur une coupe transversale à une distance x de la pointe de fissure en présence des microfissures non recouvrantes peut être décrite par l'Équation 4-27 :

pour $0 < x < d_1$:

$$\sigma_{liga}^{stat}(x) = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} * \frac{L_{liga}(x)}{B} \quad \text{Équation 4-27}$$

En introduisant l'Équation 4-20 dans l'Équation 4-27, nous avons

pour $0 < x \leq d_1$:

$$\sigma_{liga}^{stat}(x) = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{2N}{B} C_3 \sqrt{x} \right) \quad \text{Équation 4-28}$$

où $\frac{B}{2NC_3} = \sqrt{d_1}$ (Équation 4-22), nous avons donc l'expression de $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ pour $0 < x \leq d_1$:

$$\sigma_{liga}^{stat}(x) = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{d_1}} \right) \quad \text{Équation 4-29}$$

4.3.2.2 $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ sur les lèvres de fissure pour $d_1 < x \leq d$

Cette partie est dédiée à l'évaluation de la contrainte moyenne exercée par les ligaments sur les lèvres de la fissure quand la longueur du recouvrement devient positive ($R > 0$).

Afin de quantifier l'effort exercé par les ligaments dans cette partie, nous pouvons, dans un premier temps, réaliser des modélisations simplifiées sur une coupe transversale. La Figure 4-34 montre une coupe transversale d'une éprouvette CT25 testée à -150°C (520HO3B, $B_0 = 10$ mm). Nous remarquons que, sur l'épaisseur de l'éprouvette, les petites fissures sont réparties de manière répétitive pour former la fissure principale. La longueur de ces petites fissures est de l'ordre de $500\mu\text{m}$. Nous prenons donc cette valeur pour modéliser les fissures sur une coupe transversale.

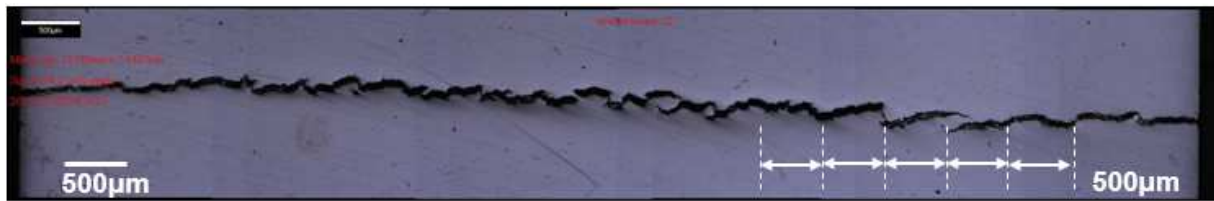


Figure 4-34 : Image d'une coupe transversale de l'éprouvette 520HO3B (-150°C), à $x=2,2\text{mm}$ du front d'arrêt.

Le maillage d'une coupe transversale (d'épaisseur dx) est montré dans la Figure 4-35. Deux types d'éléments sont utilisés dans le maillage :

- Éléments X-FEM linéaires pour la partie qui contient des fissures.
- Éléments finis standards pour le reste. Il s'agit d'éléments linéaires à 4 nœuds.

La zone maillée avec les éléments X-FEM a une largeur $w_0 = 2$ mm, elle permet de mettre 4 fissures identiques dedans. La hauteur de cette zone est de 1 mm, soit 2,5 fois la hauteur maximale mesurée sur les éprouvettes ($h_{\max} = 350 \mu\text{m}$). Le maillage possède une hauteur totale de 10 mm, soit 10 fois de la hauteur de la zone X-FEM, ceci permet d'éviter les problèmes d'effet de bord. La taille de maille dans la zone qui contient les fissures est de $(10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m})$, elle correspond à 1/5 de la hauteur de ligament minimale ($50\mu\text{m}$). Ceci permet d'avoir une solution plus précise.

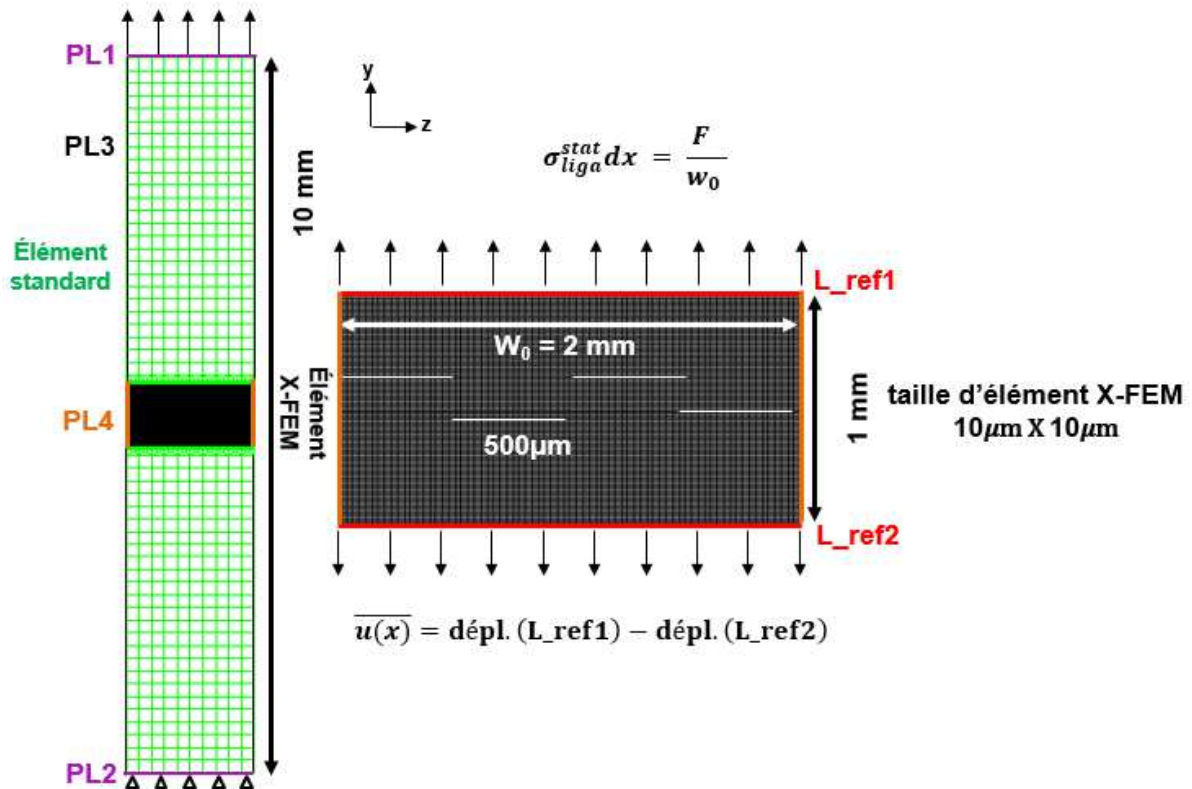


Figure 4-35 : Modélisation des multi-fissures pour évaluer $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ pour $d_1 < x \leq d$

Pour simplifier le calcul, nous supposons que les quatre fissures sont identiques et réparties de manière répétitive. Comme nous l'avons déjà vu, la hauteur (h) et le recouvrement (R) du ligament évoluent avec la distance (x) de la pointe de fissure. Afin de prendre en compte leur influence sur la contrainte moyenne ($\sigma_{liga}^{stat}(x)$), nous réalisons 14 calculs pour faire varier ces deux grandeurs (Tableau 4-3) :

h (μm)	R (μm)			
	50	100	150	200
50	1			
100	2	3		
150	4	5	6	
200	7	8	9	10
300	11	12	13	14

Tableau 4-3 : Calculs pour les modélisations des multi-fissures sur une coupe transversale

Nous faisons varier la hauteur des ligaments (h) de 50 μm à 300 μm , ceci correspond à la plage des valeurs mesurées sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales des éprouvettes. La longueur du recouvrement (R) varie de 50 μm à 200 μm , ceci vérifie deux conditions :

- R > 0,
- R < z (1/2 largeur de fissure). Cette condition doit être vérifiée pour éviter d'avoir deux fissures de la même hauteur qui se rejoignent.

En faisant varier les valeurs de h et de d simultanément, la longueur de fissure (2z) varie légèrement mais elle reste de l'ordre de 2z = 500 μm .

Nous avons remarqué dans le Tableau 4-3 que $h \geq R$ pour chaque calcul. En effet, à partir des observations sur les coupes transversales, nous ne trouvons pas de ligament avec en même temps une petite hauteur (h) et un grand recouvrement (R). En effet, un ligament de faible hauteur (h) est plus facile à rompre, il disparaît rapidement au cours de la propagation de fissure avec la coalescence des petites fissures, ces petites fissures se rejoignent avant que le recouvrement ne devienne important.

Le chargement et les conditions mécaniques aux limites sont les suivants :

- Les déplacements suivant U_Y et U_Z sont bloqués pour la ligne PL2.
- Le chargement est effectué en imposant le déplacement U_Y à la ligne PL1.
- Les conditions de symétrie sont imposées sur les bords du maillage (PL3 et PL4) afin de modéliser la répétitivité des fissures :
 - ✓ Pour la ligne PL3 sur la partie modélisée avec les éléments standards, le déplacement est bloqué suivant U_Z .
 - ✓ Pour la ligne PL4 sur la partie modélisée avec les éléments X-FEM, l'approximation du champ de déplacement comporte non seulement l'inconnue traditionnelle (U_Z), mais aussi l'inconnue correspondant aux fonctions supplémentaires introduites pour la méthode X-FEM : la fonction saut (H) et la base de fonctions singulières (F_k). La relation suivante doit être vérifiée pour tous les nœuds situés sur PL4:
 - $U_Z(+\theta) = U_Z(-\theta)$.

Les calculs sont effectués en 2D, en statique et sous l'hypothèse des déformations planes et des Petites Déformations et Petits Déplacements (PDPD). Le comportement du matériau utilisé est élastoplastique, identifié à -125°C .

Supposons que la fissure se propage perpendiculairement à la contrainte principale maximale (σ_I), la Figure 4-36(a) montre la direction de cette contrainte $\theta(\sigma_I)$ sur les différentes coupes transversales avec différents couples de (h , R). Pour une valeur de h donnée, l'augmentation de R signifie que la coupe transversale modélisée s'éloigne de la pointe de fissure car R augmente avec x (Figure 4-20). Nous regardons donc, à h fixe, l'évolution du recouvrement entre deux fissures lorsque la pointe de fissure se propage. Nous pouvons remarquer le changement de la direction sur cette fissure. La direction latérale de la propagation de fissure peut être illustrée par la Figure 4-36 (b) : proche de la pointe de fissure, les fissures ne se recouvrent pas ($R = 100\mu\text{m}$ par exemple), la direction de la contrainte principale maximale $\theta(\sigma_I)$ est plutôt perpendiculaire à chaque fissure, ceci incite la fissure à se propager latéralement, et la longueur du recouvrement devient non nulle. Quand les fissures se recouvrent ($R = 100\mu\text{m}$ par exemple), la direction $\theta(\sigma_I)$ évolue aussi, elle incite les fissures à tourner comme illustré par la Figure 4-36(c). Ceci correspond à ce que nous avons observé sur les coupes transversales. Par exemple la Figure 4-36 (d) montre deux fissures sur une coupe transversale à $x = 2,2$ mm en arrière de la pointe de fissure d'une CT25 (520HO3A, -150°C), nous trouvons que les fissures tournent comme ce qui est prédit par la modélisation. En effet, le grand ligament entre les fissures a tendance à tourner au lieu de se cisailier avec le déplacement des lèvres de fissure, ceci permet de minimiser l'énergie consommée. Ceci explique pourquoi nous trouvons des grands ligaments non complètement rompus loin de la pointe de fissure.

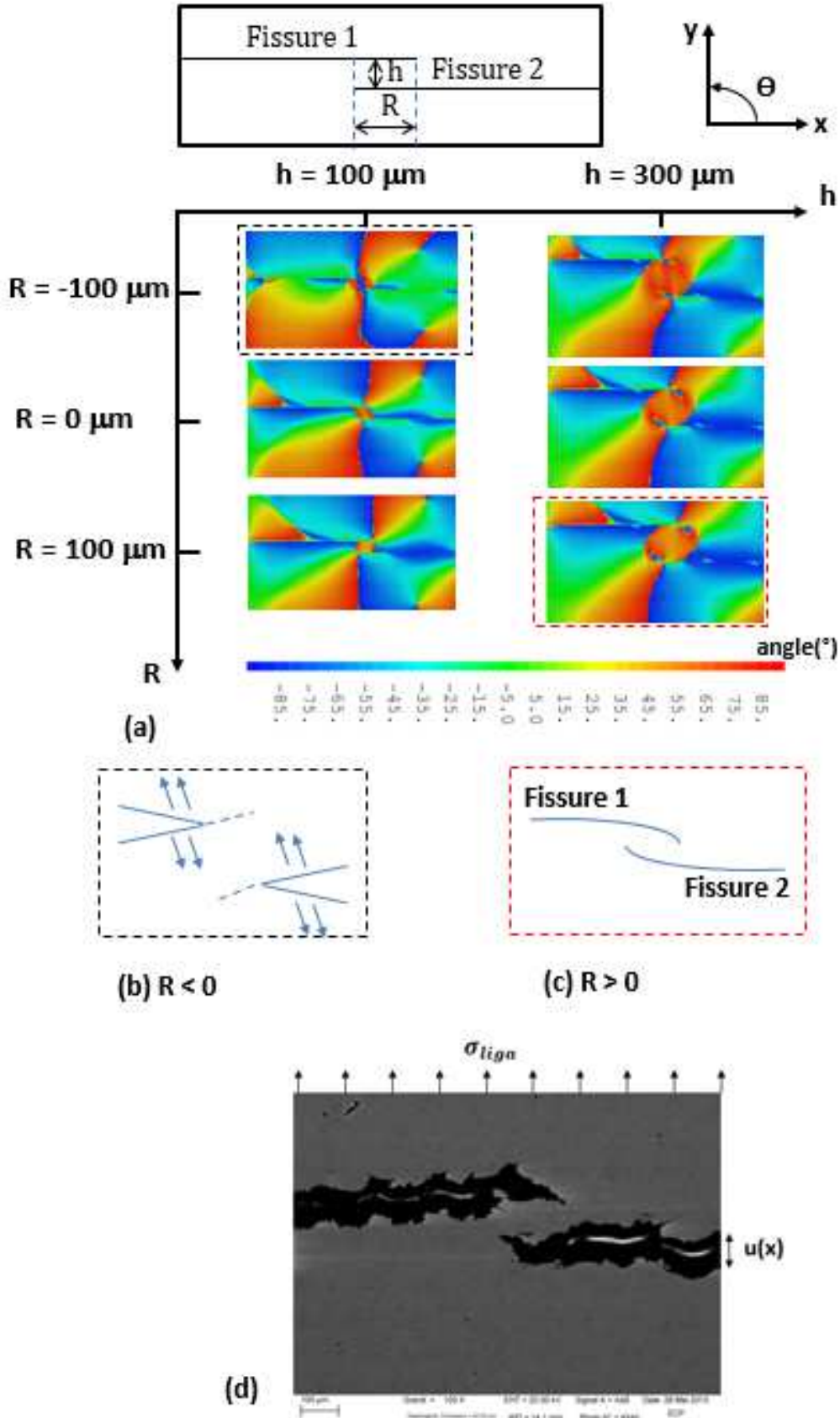


Figure 4-36 : (a) Direction de la contrainte principale $\theta(\sigma_I)$ sur une demi-coupe transversale (deux fissures ouvertes sur un maillage déformé). (b) et (c) Schématisation du développement des microfissures au cours de la propagation. (d) Microfissures sur une coupe transversale (520HO3A, -150°C) correspondant au cas (c) avec $R > 0$

Avec les modélisations, nous avons la contrainte moyenne (σ_{liga}^{stat}) sur chaque coupe transversale totale à partir de la force au bord supérieur du maillage suivant l'Équation 4-30 :

$$\sigma_{liga}^{stat} dx = \frac{F}{w_0} \quad \text{Équation 4-30}$$

Nous pouvons aussi calculer l'ouverture de fissure (ouv) à partir du déplacement des lèvres (L_{ref1} et L_{ref2} dans la Figure 4-35) suivant l'Équation 4-31 :

$$ouv = depl(L_{ref1}) - depl(L_{ref2}) \quad \text{Équation 4-31}$$

Comme nous l'avons déjà vu dans la partie 4.3.1, il existe une relation entre l'ouverture fissure (u) et la distance de la pointe de fissure (x) : $u(x) = C_1 \sqrt{x}$ (Équation 4-4). Pour chaque ouverture u(x) donnée, nous pouvons d'une part trouver $\sigma_{liga}^{stat} dx$ à partir de la modélisation, et d'autre part l'approximation de la distance (x) en arrière de la pointe de fissure. Nous pouvons donc relier la contrainte σ_{liga}^{stat} à la distance (x) de la pointe de fissure, et donc obtenir $\sigma_{liga}^{stat}(x)dx$.

Nous trouvons que la valeur de la contrainte moyenne (σ_{liga}^{stat}) dépend fortement de la hauteur des ligaments (h). Nous pouvons normaliser la contrainte moyenne par la hauteur des ligaments (σ_{liga}^{stat}/h) afin d'évaluer l'influence de la longueur du recouvrement (R).

La Figure 4-37 montre l'évolution de la contrainte moyenne normalisée par la hauteur des ligaments (σ_{liga}^{stat}/h) en fonction de la distance en arrière de la pointe de fissure (x). Nous remarquons que, malgré une faible dispersion résiduelle, la valeur de σ_{liga}^{stat}/h diminue quand la longueur du recouvrement (R) augmente. Cette faible dispersion résiduelle, sur les courbes à une valeur de R donnée est due au fait que les ligaments ne sont pas purement en cisaillement. Nous pouvons dans un premier temps négliger cette dispersion, et tracer les courbes de tendance de $\sigma_{liga}^{stat}/h(x)$ pour chaque valeur de recouvrement R (Figure 4-38).

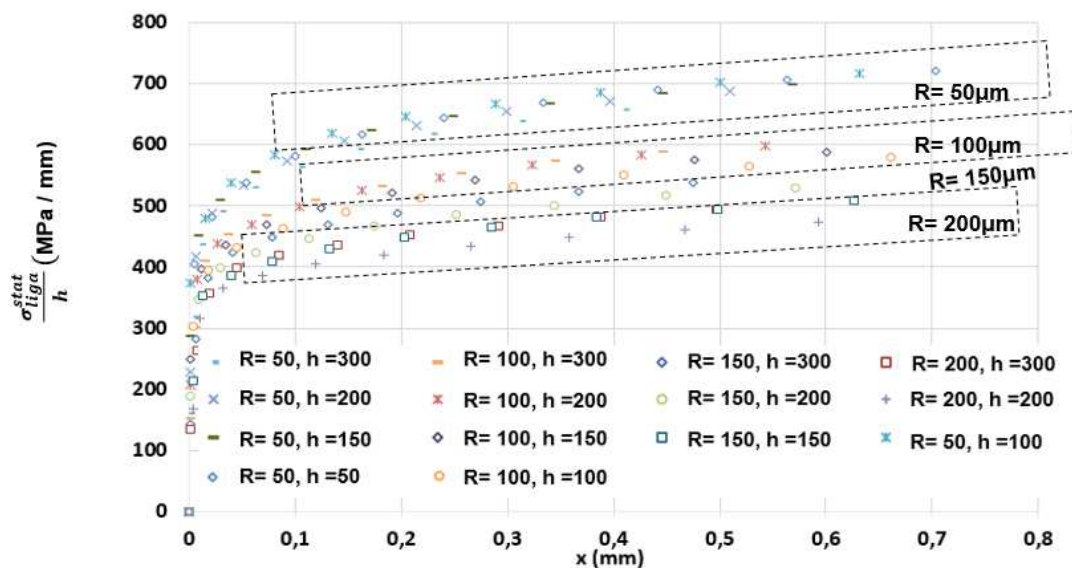


Figure 4-37 : Evolution de la contrainte moyenne normalisée par h (σ_{liga}^{stat}/h) en fonction de la distance de la pointe de fissure (x).

Comme nous l'avons déjà vu sur la Figure 4-20, à partir des mesures sur les coupes transversales des éprouvettes, nous trouvons que la longueur du recouvrement (R) augmente linéairement avec la distance de la pointe de fissure (x). Nous avons donc des relations de $R(x)$ (Équation 4-2) pour les différentes éprouvettes testées à différentes températures.

Avec $\sigma_{liga}^{stat}/h(R, x)$ obtenue par les modélisations et $R(x)$ obtenue par la mesure expérimentale, nous pouvons tracer le profil de $\sigma_{liga}^{stat}/h(x)$ sur les lèvres de fissure pour $d_1 < x \leq d$ comme montré sur la Figure 4-38. Nous remarquons que la contrainte normalisée σ_{liga}^{stat}/h diminue quasi-linéairement avec la distance de la pointe de fissure (x), ceci est lié au fait que la longueur du recouvrement (R) augmente au cours de la propagation de fissure. La contrainte exercée par les ligaments devient faible quand le ligament s'éloigne de la pointe de fissure, mais cette contrainte ne peut pas être négative car ceci n'a pas de sens physique.

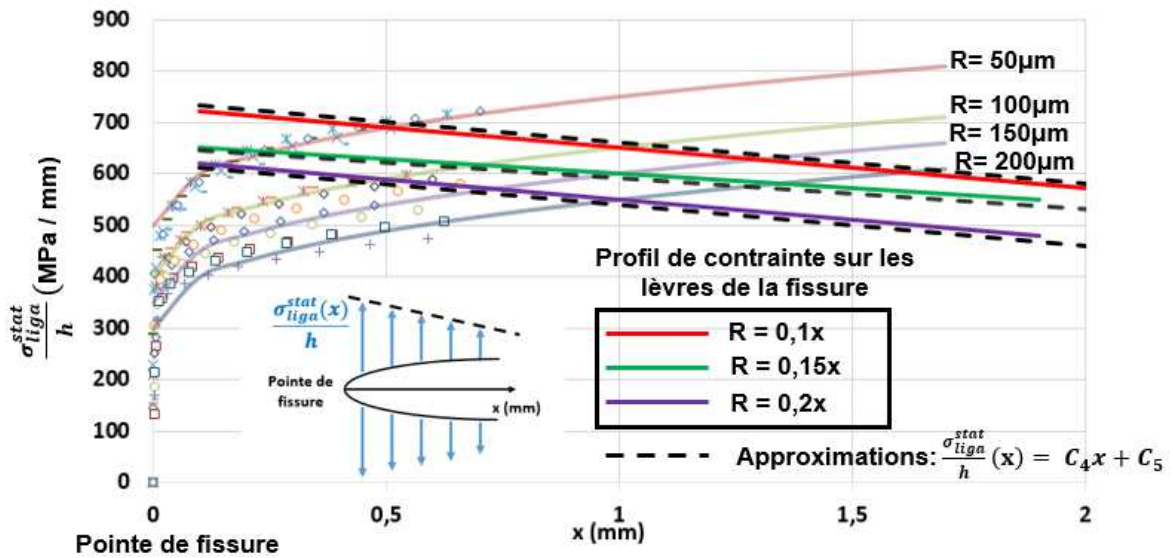


Figure 4-38 : Profil de contrainte normalisée $\sigma_{liga}^{stat}/h(R, x)$ sur les lèvres de fissure pour $x > d_1$

Le profil de contrainte normalisé $\sigma_{liga}^{stat}/h(x)$ pour $d_1 < x \leq d$ peut être décrite par Équation 4-32 :

$$\frac{\sigma_{liga}^{stat}}{h}(x) = \begin{cases} C_4 x + C_5, & x < -\frac{C_5}{C_4} \\ 0, & x \geq -\frac{C_5}{C_4} \end{cases}$$

pour $R = 0,1x$
(en mm)

$$C_4 = -80 \frac{MPa}{mm^2} \text{ et } C_5 = 740 \frac{MPa}{mm}$$

Équation
4-32

pour $R = 0,15x$
(en mm)

$$C_4 = -60 \frac{MPa}{mm^2} \text{ et } C_5 = 650 \frac{MPa}{mm}$$

pour $R = 0,2x$
(en mm)

$$C_4 = -80 \frac{MPa}{mm^2} \text{ et } C_5 = 620 \frac{MPa}{mm}$$

Pour résumé, la contrainte sur les lèvres de fissure est :

$$0 < x \leq d_1 :$$

$$\sigma_{liga}^{stat}(x) = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{d_1}} \sqrt{x} \right)$$

$$d_1 < x \leq d :$$

$$\frac{\sigma_{liga}^{stat}}{h}(x) = \begin{cases} C_4 x + C_5, & x < -\frac{C_5}{C_4} \\ 0, & x \geq -\frac{C_5}{C_4} \end{cases}$$

Nous avons déduit le profil de contrainte sur les lèvres de la fissure selon deux modèles différents. Cependant, ce profil possède une discontinuité à $x = d_1$, ceci n'est pas physique. Cependant, dans cette étude, nous n'avons pas eu temps faire des améliorations sur ce point. Il pourra être une perspective à ce travail.

4.4 Justification du critère de propagation et d'arrêt de fissure par une approche en contrainte

Cette partie de la thèse est dédiée au développement d'une formulation analytique pour évaluer la contrainte critique (σ_{IC}) à une distance ($r_c = 100\mu m$) en avant de la pointe de fissure en tenant en compte de l'effort exercé par les ligaments en arrière de la pointe de fissure.

En statique, pour une configuration illustrée dans la Figure 4-40 : une fissure de longueur $2a$ dans un milieu infini élastique isotrope chargée de façon arbitraire $p(x)$, le chargement est en mode I, le facteur d'intensité des contraintes à la pointe de fissure (K_I^{stat}) s'écrit (Anderson, 2005) :

$$K_I^{stat}(x = 0) = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \int_0^{2a} p(x) \sqrt{\frac{2a-x}{x}} dx$$

$$K_I^{stat}(x = 2a) = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \int_0^{2a} p(x) \sqrt{\frac{x}{2a-x}} dx$$

Équation 4-33

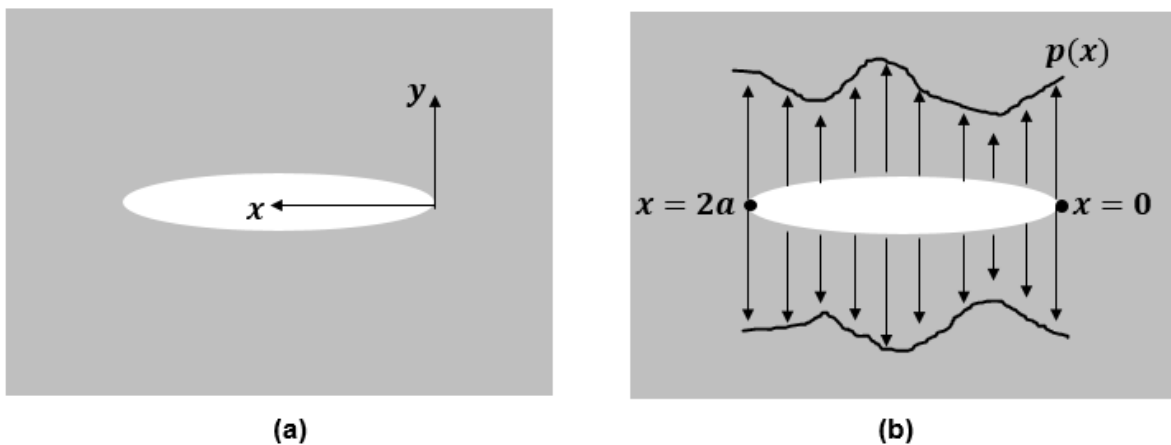


Figure 4-39 : Configuraion d'une fissure dans un milieu infini: (a) définition de coordonnées des axes et (b) traction arbitraire appliquée sur les lèvres de fissure (Anderson 2005).

Nous nous intéressons uniquement au facteur d'intensité des contraintes à $x = 0$ ($K_I^{stat}(x=0)$). La contrainte $p(x)$ est générée par les ligaments résistant à l'ouverture des lèvres de fissure. Si les ligaments se trouvent sur une distance d faible devant la longueur de fissure, l'Équation 4-33 devient :

$$K_I^{stat}(x = 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^d \frac{p(x)}{\sqrt{x}} dx \quad (\text{pour } x \ll 2a) \quad \text{Équation 4-34}$$

En dynamique, il existe une relation entre K_I^{stat} et K_I^{dyn} :

$$K_I^{dyn} = \kappa(V) K_I^{stat} \quad \text{Équation 4-35}$$

Où $\kappa(V)$ est une constante universelle adimensionnelle, nous allons la présenter dans la partie suivante.

De même, pour confirmer ce formalisme, nous pouvons faire référence aux travaux de Freund (1990) pour une fissure semi-infinie qui se propage à une vitesse constante (V) dans un milieu infini élastique isotrope. La configuration de fissure est illustrée dans la Figure 4-40 : à $t = 0$, la pointe de fissure commence à se propager à une vitesse constante (V) selon l'axe x^* , il laisse en arrière un couple de force $p(x^*)$ (force par unité de longueur dans la direction z) qui a tendance à séparer les lèvres de fissure. Au cours de la propagation de fissure, un champ élasto-dynamique est généré à la pointe de fissure.

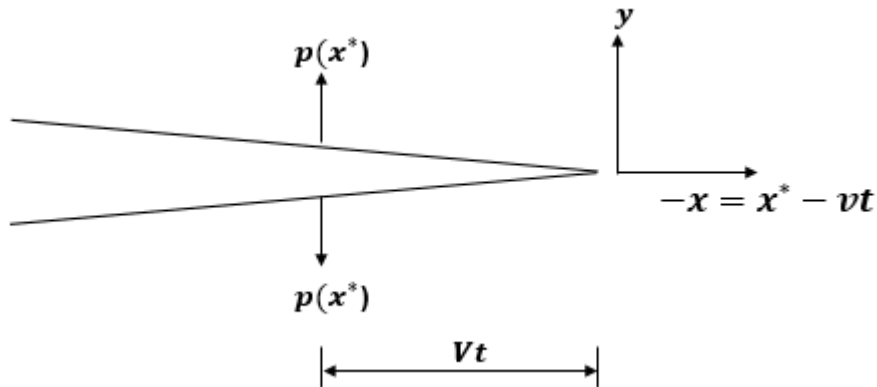


Figure 4-40 : Paramètres du problème de Freund (1990)

Freund(1990) a démontré que le facteur d'intensité des contraintes à la pointe de fissure est de la forme décrite par l'Équation 4-36 :

$$K_I^{dyn}(Vt, V) = \kappa(V) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{vt} \frac{p(x^*)}{\sqrt{vt - x^*}} dx^* \quad \text{Équation 4-36}$$

Dans cette thèse, x est défini comme la distance de la pointe de fissure, avec un changement de repère, nous obtenons :

$$x = vt - x^* \quad \text{Équation 4-37}$$

L'Équation 4-36 devient :

$$K_I^{dyn}(Vt, V) = \kappa(V) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{vt} \frac{p(x)}{\sqrt{x}} dx \quad \text{Équation 4-38}$$

Où $\kappa(v)$ est une constante universelle adimensionnelle, L'évolution de κ avec la vitesse est représentée sur la Figure 4-41. c_r est la vitesse des ondes de Reyleigh, pour l'acier $c_r = 2993m/s$. Pour nos essais, la vitesse moyenne de la fissure de clivage dans une éprouvette CT est d'environ 600 m/s. Nous avons donc :

$$\frac{V}{c_r} = \frac{600}{2993} = 0,2 \quad \text{Équation 4-39}$$

$$\kappa(0,2) \approx 0,9 \quad \text{Équation 4-40}$$

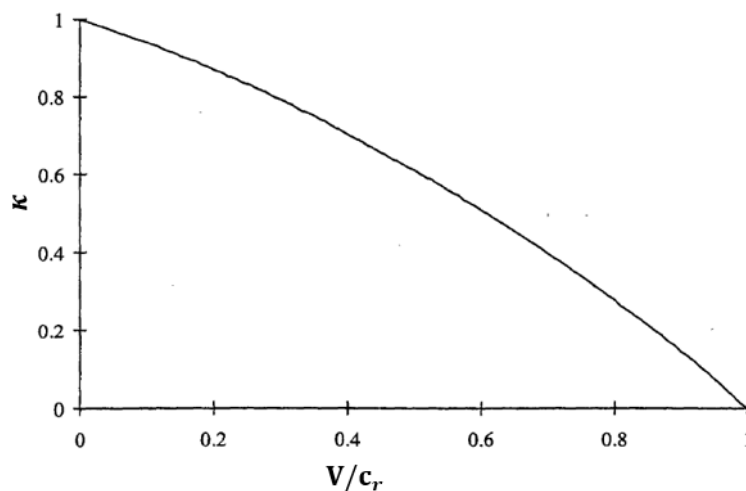


Figure 4-41 : Evolution de κ avec c_r (Freund 1990).

Nous pouvons appliquer la solution analytique de Freund (1990) dans notre cas (Figure 4-42) : au cours de la propagation, la pointe de fissure se trouve à $x = 0$, l'effort ($p(x) = \sigma_{liga}^{dyn}(x)$) est généré par les ligaments non rompus sur une distance $vt = d$ en arrière de la pointe de fissure.

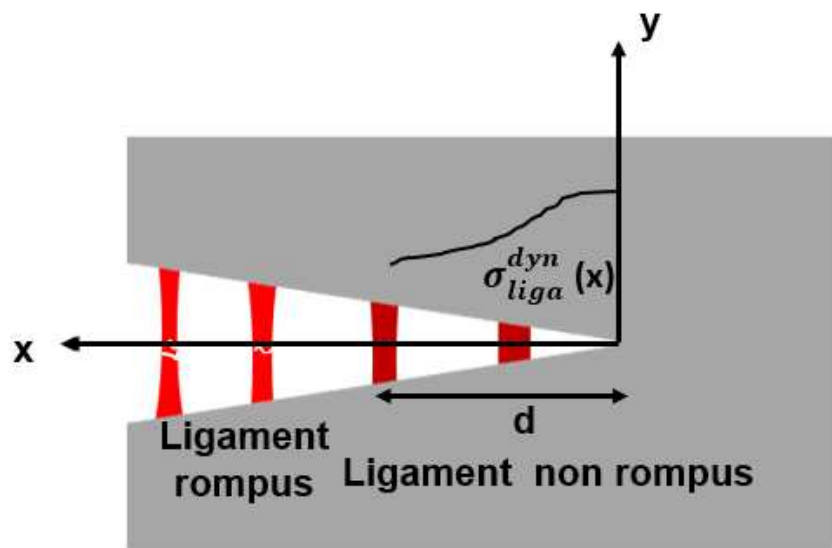


Figure 4-42 : Schéma de la contrainte du ligament sur les lèvres de fissure au cours de la propagation de fissure.

Le facteur d'intensité des contraintes en dynamique devient donc :

$$K_{I_liga}^{dyn} = \kappa(V) K_{I_liga}^{stat}$$

$$K_{I_liga}^{stat} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^d \frac{\sigma_{liga}^{dyn}(x)}{\sqrt{x}} dx$$

Équation
4-41

Cette équation est bien équivalente à la combinaison de l'Équation 4-34 et de l'Équation 4-35, obtenues par la théorie d'Anderson (2005).

La contrainte dynamique sur les ligaments $\sigma_{liga}^{dyn}(x)$ peut être décrite par la loi de Cowper-Symonds qui prend en compte les effets de la vitesse de déformation plastique (Équation 4-42) : la contrainte dynamique est le produit de la contrainte statique et d'une fonction de puissance de la vitesse de déformation plastique. D et p sont des paramètres de la viscosité du matériau déjà identifié au Chapitre II par les expériences.

$$\sigma_{liga}^{dyn}(x) = \sigma_{liga}^{stat}(x) \left[1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{liga}^p}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right]$$

Équation
4-42

Nous avons proposé la relation $\dot{\varepsilon}_{liga}^p = C_2 \dot{\varepsilon}_{pointe}^p$ (Équation 4-14) avec $\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$ ne dépendant pas de la distance en arrière de la pointe de fissure (x).

Avec l'Équation 4-42, l'Équation 4-41 devient :

$$K_{I_stat}^{liga} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{C_2 \dot{\varepsilon}_{pointe}^p}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \int_0^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx$$

Équation
4-43

Dans la partie 4.3.2, nous avons donné l'expression de $\sigma_{liga}^{stat}(x)$ pour $0 < x \leq d_1$ (Équation 4-29) et pour $d_1 < x \leq d$ (Équation 4-32). L'Équation 4-43 devient donc :

$$K_I^{liga} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{liga}^p}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \left[\int_0^{d_1} \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx + \int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx \right]$$

Équation
4-44

La hauteur du ligament (h) a été mesurée sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales pour six éprouvettes différentes (voir 4.2). Nous avons établi une relation entre la hauteur des ligaments (h) et la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{pointe}^p$) (Équation 4-3):

$$h = \tilde{h} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]$$

\tilde{h} et a et b sont des constantes. Nous avons utilisé trois couples de valeurs (\tilde{h} , a , b) pour représenter la courbe enveloppe maximale, la courbe moyenne et la courbe enveloppe minimale de l'évolution de la hauteur des ligaments (Équation 4-3).

Avec l'Équation 4-29, le terme $\int_0^{d_1} \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx$ dans l'Équation 4-44 s'écrit :

$$\int_0^{d_1} \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx = \int_0^{d_1} \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2x}} \left(1 - \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{d_1}} \right) dx \quad \text{Équation 4-45}$$

$$\int_0^{d_1} \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \left[\int_0^{d_1} \frac{dx}{\sqrt{x}} - \int_0^{d_1} \frac{dx}{\sqrt{d_1}} \right] \quad \text{Équation 4-46}$$

$$\int_0^{d_1} \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{\sqrt{x}} dx = \frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \sqrt{d_1} \quad \text{Équation 4-47}$$

Avec l'Équation 4-32, le terme $\int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx$ dans l'Équation 4-44 s'écrit :

$$\int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx = h \int_{d_1}^d \frac{1}{\sqrt{x}} (C_4 x + C_5) dx \quad \text{Équation 4-48}$$

$$\int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx = h \left(\int_{d_1}^d C_4 \sqrt{x} dx + \int_{d_1}^d \frac{C_5}{\sqrt{x}} dx \right) \quad \text{Équation 4-49}$$

Le terme $\int_{d_1}^d C_4 \sqrt{x} dx$ dans Équation 4-49 s'écrit :

$$\int_{d_1}^d C_4 \sqrt{x} dx = \frac{2}{3} C_4 (\sqrt{d^3} - \sqrt{d_1^3}) \quad \text{Équation 4-50}$$

Et le terme $\int_{d_1}^d \frac{C_5}{\sqrt{x}} dx$ dans Équation 4-49 s'écrit :

$$\int_{d_1}^d \frac{C_5}{\sqrt{x}} dx = 2C_5 (\sqrt{d} - \sqrt{d_1}) \quad \text{Équation 4-51}$$

En injectant $d = \tilde{d}[1 + a(\dot{\epsilon}_{pointe}^p)^b]^2$ (Équation 4-12), l'Équation 4-50 et l'Équation 4-51 deviennent :

$$\int_{d_1}^d C_4 \sqrt{x} dx = \frac{2}{3} C_4 (\sqrt{\tilde{d}^3} [1 + a(\dot{\epsilon}_{pointe}^p)^b]^3 - \sqrt{d_1^3}) \quad \text{Équation 4-52}$$

$$\int_{d_1}^d \frac{C_5}{\sqrt{x}} dx = 2C_5 (\sqrt{\tilde{d}} [1 + a(\dot{\epsilon}_{pointe}^p)^b] - \sqrt{d_1}) \quad \text{Équation 4-53}$$

Avec l'Équation 4-52 et l'Équation 4-53, l'Équation 4-49 devient :

$$\begin{aligned} \int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx &= h \left\{ \frac{2}{3} C_4 \left(\sqrt{\tilde{d}^3} [1 + a(\dot{\epsilon}_{pointe}^p)^b]^3 - \sqrt{d_1^3} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2C_5 \left(\sqrt{\tilde{d}} [1 + a(\dot{\epsilon}_{pointe}^p)^b] - \sqrt{d_1} \right) \right\} \end{aligned} \quad \text{Équation 4-54}$$

En injectant $h = \tilde{h} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]$ (Équation 4-3), l'Équation 4-54 devient :

$$\int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx = \tilde{h} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b] \left\{ \frac{2}{3} C_4 \left(\sqrt{\tilde{d}^3} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^3 - \sqrt{d_1^3} \right) + 2C_5 \left(\sqrt{\tilde{d}} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b] - \sqrt{d_1} \right) \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Équati} \\ \text{on} \\ 4-55 \end{array}$$

et

$$\int_{d_1}^d \frac{\sigma_{liga}^{stat}(x)}{h\sqrt{x}} h dx = 2\tilde{h} \sqrt{\tilde{d}} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^2 \left\{ \frac{1}{3} C_4 \tilde{d} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^2 + C_5 \right\} - 2\tilde{h} \sqrt{d_1} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b] \left\{ \frac{1}{3} C_4 d_1 + C_5 \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Équati} \\ \text{on} \\ 4-56 \end{array}$$

L'expression du facteur d'intensité des contraintes en statique dû à l'effort des ligaments en arrière de la pointe de fissure (Équation 4-44) s'écrit finalement :

$$K_{I_liga}^{stat} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \left[1 + \left(\frac{C_2 \dot{\varepsilon}_{pointe}^p}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \left[\frac{\sigma_Y}{\sqrt{2}} \sqrt{d_1} + 2\tilde{h} \sqrt{\tilde{d}} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^2 \left\{ \frac{1}{3} C_4 \tilde{d} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b]^2 + C_5 \right\} - 2\tilde{h} \sqrt{d_1} [1 + a(\dot{\varepsilon}_{pointe}^p)^b] \left\{ \frac{1}{3} C_4 d_1 + C_5 \right\} \right] \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 4-57 \end{array}$$

Avec l'expression du facteur d'intensité des contraintes décrite par l'Équation 4-57, nous pouvons calculer la contrainte à la pointe de fissure, à la distance critique ($r_c = 100\mu m$), dû à l'effort des ligaments en arrière de la pointe de fissure :

$$\sigma_{liga} = \frac{K_{I_liga}^{stat}}{\sqrt{2\pi r_c}} \kappa(V) \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 4-58 \end{array}$$

Comme nous l'avons rappelé en introduction (Équation 1-1), Bousquet (2013), suite à la proposition de Bouyne (1999), considère que la contrainte totale à une distance $r_c = 100\mu m$ de la pointe de fissure est la somme de la contrainte de clivage (σ_{cliv}) et la contrainte exercée par les ligaments (σ_{liga}) que nous venons de définir dans l'Équation 4-58. Cette contrainte correspond à la contrainte critique (σ_{IC}) du critère de propagation et d'arrêt identifié dans le Chapitre II et elle peut alors s'écrire :

$$\sigma_{IC} = \sigma_{cliv} + \sigma_{liga} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ 4-59 \end{array}$$

La contrainte de clivage (σ_{cliv}) est considérée comme une constante, il s'agit de la contrainte macroscopique nécessaire pour séparer les plans de clivage. Chapuliot (2008) montre que, le

clivage ne se déclenche pas en dessous d'une contrainte seuil de 1450MPa pour l'acier 16MND5 de cette thèse, Blouin (2012) et Hausild (2002) donnent une valeur seuil respectivement de 1370 MPa et de 1400 MPa pour le même acier. Yu et al (2006) montre que la contrainte de clivage (σ_{cliv}) varie entre 1250MPa et 1700MPa respectivement à -30°C et à -110°C pour un acier C-Mn. Nous retiendrons pour évaluer la contrainte critique (σ_{IC}), une valeur de σ_{cliv} de 1200 MPa qui nous permet d'obtenir des valeurs de σ_{IC} à basse vitesse de déformation plastique, conformes aux valeurs expérimentales.

Nous pouvons tracer les résultats de la formulation analytique issus de l'Équation 4-59, avec les paramètres fixes suivants:

- (D, p) : paramètres de la loi Cowper-Symonds, correspondent aux valeurs identifiées par Bousquet à -125°C ($D = 31000$, $p = 6$).
- σ_Y : contrainte d'écoulement à -125°C ($\sigma_Y = 700$ MPa).
- d_1 : distance en arrière de la pointe de fissure, sur laquelle le recouvrement des fissures est négative, cette valeur est estimée à $100\mu\text{m}$ (4.3.2.1).

et avec les paramètres variables suivants :

- (\tilde{h} , a, b) : paramètres pour représenter l'évolution de la hauteur des ligaments (h) en fonction de la vitesse de déformation plastique en pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Nous utilisons trois jeux de paramètres qui correspondent respectivement à la courbe enveloppe maximale, la courbe moyenne et la courbe enveloppe minimale de l'évolution de h (Équation 4-3). Ceci permet de tester la sensibilité de l'évolution h sur notre formulation analytique.
- C_2 : rapport entre les vitesses de déformation plastique sur les ligaments et à la pointe de fissure. C_2 varie avec la hauteur des ligaments (h) et la distance de la pointe de fissure (x) (4.3.1.4). Pour la simplicité des calculs, nous prenons $C_2 = \frac{\dot{\epsilon}_{liga}^p}{\dot{\epsilon}_{pointe}^p} = 40$ dans un premier temps, soit la même valeur utilisée par Bousquet (2013). Nous testerons ensuite la sensibilité de la valeur C_2 sur notre formulation analytique.
- C_4, C_5 dans l'Équation 4-32 : coefficients pour caractériser le profil de contrainte sur les lèvres de fissure. Les valeurs de (C_4, C_5) dépendent de l'évolution des recouvrements des fissures (R). Nous utilisons trois jeux des paramètres (C_4, C_5) correspondant à $R = 0,1 x$, $R = 0,15 x$ et $R = 0,2 x$ (Équation 4-32), ceci permet de tester la sensibilité des valeurs de C_4 et C_5 sur notre formulation analytique.

Il faut noter que la formulation analytique est basée sur une hypothèse de la valeur de la contrainte sur les lèvres de proche de à la pointe de fissure ($0 < x \leq d_1$) est de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_Y$, qui est une valeur intermédiaire entre la contrainte de traction pure et la contrainte de cisaillement pur. L'influence de cette hypothèse sur la formulation reste à analyser. Dans cette formulation analytique, le profil de la contrainte est discontinu sur les lèvres de la fissure, en effet, ce profil est obtenu par des calculs sur deux parties par deux différentes méthodes : une partie sur une distance de $0 < x \leq d_1$, une autre partie sur la distance de $d_1 < x \leq d$. Ce point reste à améliorer dans les futures études.

La Figure 4-43 montre les trois courbes données par la formulation analytique en utilisant les trois jeux de paramètres (\tilde{h} , a , b) qui décrivent l'évolution de la hauteur du ligament (h) (Équation 4-3). Les valeurs de C_2 et C_4, C_5 sont les mêmes pour ces trois courbes. Nous remarquons que la courbe moyenne de la formulation analytique (en couleur noire) correspond à la courbe moyenne des résultats des simulations numériques d'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure du Chapitre II. Ceci montre la pertinence de la formulation analytique développée, ainsi que l'importance du rôle des ligaments au cours de la propagation de fissure. A cause de la rupture ductile des ligaments, la contrainte critique (σ_{IC}) nécessaire pour qu'une fissure se propage par clivage, dépend de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$). La différence entre les trois courbes de la formulation analytique montre que la formulation est sensible à l'évolution de la hauteur des ligaments.

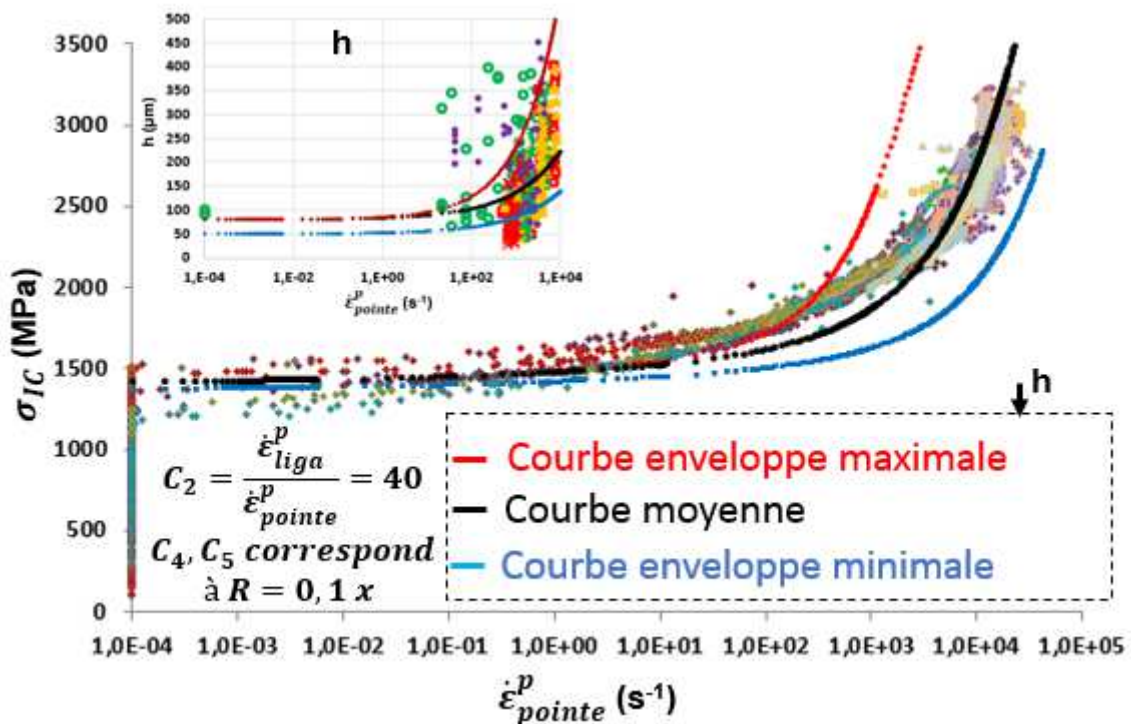


Figure 4-43 : Comparaison de la formulation analytique (-125°C) aux résultats des simulations numériques d'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure. Influence de la hauteur h sur la formulation analytique.

Afin d'analyser la sensibilité de la formulation analytique au ratio entre les vitesses de déformation plastique sur les ligaments et à la pointe de fissure $C_2 = \frac{\dot{\epsilon}_{liga}^p}{\dot{\epsilon}_{pointe}^p}$, nous fixons les autres paramètres de la formulation analytique : les paramètres (\tilde{h}, a, b) correspondant à la courbe moyenne de l'évolution h avec $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$, le paramètre de (C_4, C_5) correspondant à l'évolution de recouvrement des fissure $R = 0,1 x$. Comme nous l'avons déjà vu dans la partie 4.3.1.4, la valeur du rapport C_2 varie entre 11 et 170 (Équation 4-15). La Figure 4-44 montre les courbes de la formulation analytique quand le rapport C_2 varie sur cette page. Nous remarquons que lorsque le rapport C_2 est multiplié par 17 (de 10 à 170), la courbe de la formulation analytique varie peu, c'est-à-dire que notre formulation analytique n'est pas très sensible au rapport des vitesses de déformation entre les ligaments et la pointe de fissure. Dans la partie 0, nous avons vu que ce rapport dépend de la distance de la pointe de fissure ($C_2(x)$), mais vu qu'il n'est pas un facteur important pour notre formulation analytique, nous pouvons le considérer comme une constante afin de simplifier le calcul des termes d'intégrale dans les équations.

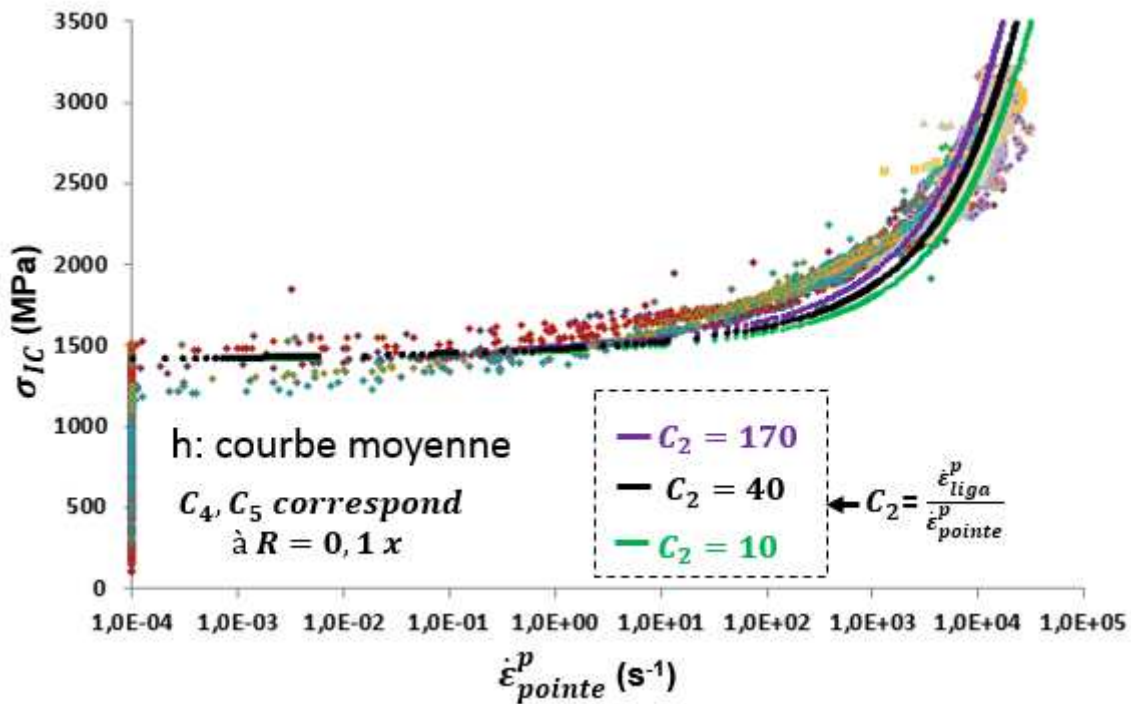


Figure 4-44 : Comparaison de la formulation analytique (-125°C) aux résultats des simulations numériques d'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure. Influence du ratio $\frac{\dot{\epsilon}_{liga}^p}{\dot{\epsilon}_{pointe}^p}$ sur la formulation analytique.

Afin d'analyser la sensibilité de la formulation analytique au profil de contrainte sur les lèvres de la fissure, nous fixons les autres paramètres de la formulation analytique : les paramètres (\tilde{h}, a, b) correspondant à la courbe moyenne de l'évolution h avec $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$, le paramètre du ratio entre les vitesses de déformation plastique sur les ligaments et à la pointe de fissure $C_2 = \frac{\dot{\epsilon}_{liga}^p}{\dot{\epsilon}_{pointe}^p} = 40$. Les coefficients (C_4, C_5) , correspondant à l'évolution du recouvrement des fissure $R(x)$, permettent décrire le profil des contrainte sur les lèvres de fissure. La Figure 4-45 présentent trois courbes correspondant aux trois jeux de (C_4, C_5) . Nous remarquons que la formulation analytique est peu sensible au profil de contrainte sur les lèvres de fissure dans l'intervalle testé.

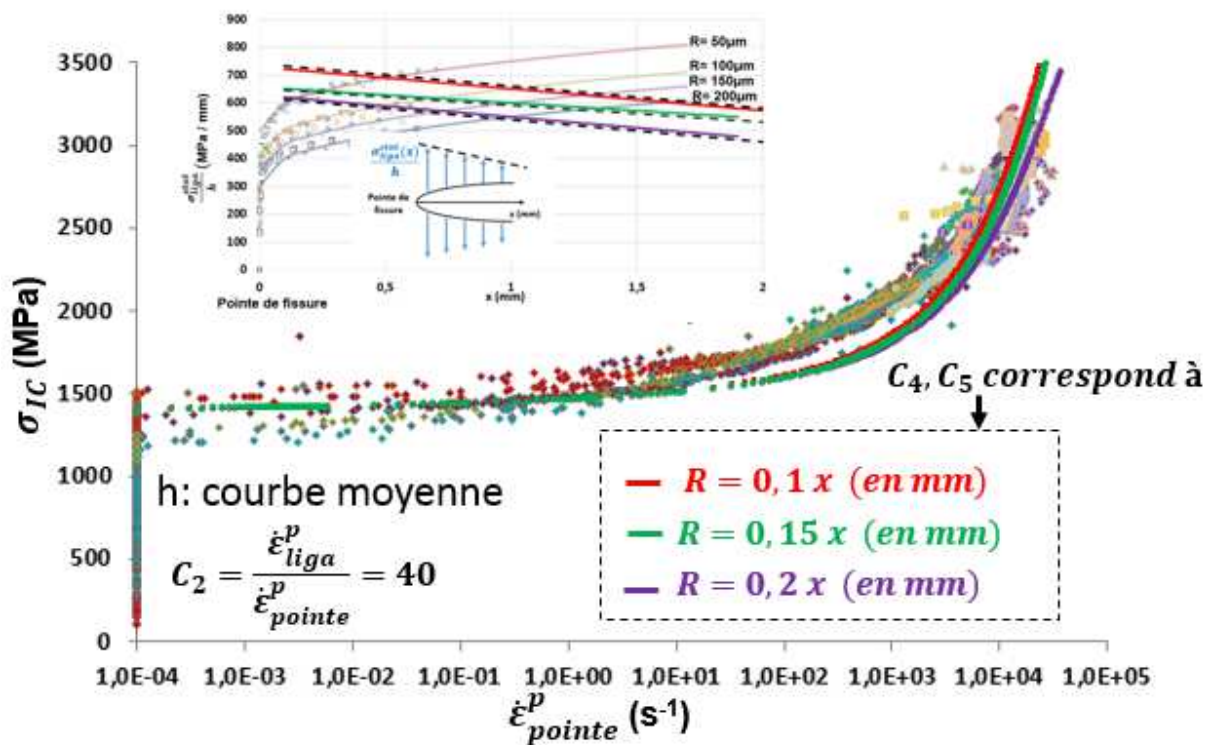


Figure 4-45 : Comparaison de la formulation analytique (-125°C) aux résultats des simulations numériques d'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure. Sensibilité de la formulation analytique au paramètre (C_4, C_5) qui décrit le profil de contrainte sur les lèvres de fissure.

4.5 Conclusion

Ce chapitre avait pour but de consolider et d'approfondir les travaux de Bousquet (2013) sur la justification du critère empirique de propagation et d'arrêt de fissure identifié dans le chapitre II. Comme vu au Chapitre III, la dépendance de la contrainte critique (σ_{IC}) en pointe de fissure utilisée dans le critère avec la vitesse de déformation permet de prédire correctement le trajet, la vitesse et l'arrêt de fissure. Afin de comprendre et justifier cette évolution, une formulation analytique de cette contrainte critique (σ_{IC}) en avant de la pointe de fissure a été proposée. Elle a pour but d'être la plus représentative possible des phénomènes physiques. De ce fait, elle prend en compte les deux mécanismes principaux qui ont été observés au cours de la propagation de fissure par clivage : le clivage en avant du front et la rupture ductile des ligaments en arrière du front. Le principe est de considérer que la contrainte critique (σ_{IC}) à exercer est la somme de la contrainte nécessaire à la propagation en clivage « pur » (σ_{cliv}) et la contrainte de fermeture associée aux ligaments (σ_{liga}). La première est une constante et la dernière, plus difficile à évaluer, évolue avec la vitesse de déformation plastique.

Afin d'évaluer la contrainte associée aux ligaments, nous avons, dans un premier temps, effectué des observations afin de mettre au clair la géométrie et la répartition des ligaments. Nous avons utilisé deux méthodes d'observation : sur les faciès de rupture et sur les coupes transversales des éprouvettes. Ces observations ont été effectuées à l'aide de trois outils : MEB, Microscope Optique et la reconstitution 3D du faciès de rupture.

L'observation au MEB sur le faciès de rupture permet d'identifier le mécanisme de la rupture des ligaments (ou le pont de matière entre deux plans de fissure). Nous avons trouvé que les ligaments sont rompus principalement en cisaillement ductile, cependant à l'amorçage, nous avons trouvé des ligaments rompus avec un mélange de clivage et de rupture ductile. La longueur, le nombre et la répartition des ligaments sont très aléatoires et irréguliers, ceci rend la mesure difficile. Nous avons mesuré la hauteur des ligaments (h) sur trois éprouvettes CT25 testées à différentes températures en utilisant uniquement la reconstitution 3D du faciès de rupture. Pour chaque éprouvette, nous avons la vitesse de propagation expérimentale mesurée par une caméra rapide (Phantom V710) pendant l'essai. En imposant cette vitesse expérimentale dans une simulation X-FEM, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Nous pouvons donc établir une relation entre la hauteur des ligaments (h) et la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Nous trouvons que h augmente avec la vitesse de déformation plastique à la pointe $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$.

Les mesures sur les coupes transversales des éprouvettes permettent aussi de mesurer la hauteur des ligaments (h). A partir des mesures sur trois autres éprouvettes à différentes températures, nous observons la même évolution de la hauteur des ligaments (h) avec la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). En combinant toutes les mesures de la hauteur des ligaments (h), nous proposons trois courbes permettant de décrire la dispersion des valeurs de h en fonction de $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$: courbe enveloppe maximale, courbe moyenne et courbe enveloppe minimale.

Les mesures sur les coupes transversales des éprouvettes permettent aussi de mesurer la longueur de recouvrement entre les fissures (R). Nous trouvons que R augmente avec la distance en arrière de la pointe de fissure (x). A partir de ces observations, nous avons proposé un scénario de la propagation de fissure : une fissure principale est formée par plusieurs petites fissures situées aux différents plans de propagation, ces petites fissures se propageant dans deux

sens simultanément : sens de propagation macroscopique pour augmenter la longueur de fissure, sens latérale pour augmenter la largeur de chaque petite fissure et par conséquent, les petites fissures se recouvrent partiellement au cours de la propagation de fissure.

A partir des mesures sur les coupes transversales, nous avons trouvé que la distance d sur laquelle résistent les ligaments non rompus en arrière de la pointe de fissure n'est pas une constante. Les ligaments de grande hauteur h persistent plus que ceux de petite hauteur. Ceci signifie que la distance d à rupture dépend de la hauteur des ligaments (h).

Après les observations, des simulations par la méthode X-FEM ont été effectuées pour quantifier la contrainte associée aux ligaments lorsqu'ils viennent résister à l'ouverture des lèvres de la fissure au cours de la propagation. Nous avons, dans un premier temps, calculé le profil des lèvres de la fissure à partir de la simulation d'un essai sur une éprouvette CT. En imposant le chargement expérimental à l'amorçage, puis la vitesse de propagation expérimentale, nous avons calculé le profil des lèvres de fissure au cours de la propagation. A partir de ce calcul, nous avons obtenu la déformation et la vitesse de déformation sur les ligaments. Considérant qu'un ligament est rompu pour une déformation critique constante (30%), nous en avons déduit que la distance d augmente avec la hauteur des ligaments (h). La vitesse de déformation des ligaments ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$) dépend aussi de la hauteur des ligaments (h), nous avons trouvé que le ratio entre la vitesse de déformation estimé pour le ligament ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$) et celui calculé à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$) varie, selon la distance de la pointe de fissure (x), entre 11 et 28 pour $h = 50\mu m$, entre 69 et 170 pour $h = 300\mu m$.

Nous avons ensuite évalué le profil de contrainte sur les lèvres de la fissure. Celui-ci est divisé en deux parties : proche de la pointe ($0 < x \leq d_1$) de fissure quand les petites fissures ne se recouvrent pas ($R < 0$), et le reste ($d_1 < x \leq d$) quand les petites fissures se recouvrent. La contrainte est forte à la pointe de fissure, nous avons évalué sa valeur analytiquement en supposant que la contrainte sur chaque ligament est de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_Y$, qui est une valeur intermédiaire entre la contrainte de traction pure et la contrainte de cisaillement pur. Sur la deuxième partie des lèvres de fissure ($R > 0$), nous avons évalué le profil de contrainte par la modélisation des coupes transversales de l'éprouvette. En faisant varier la hauteur (h) et le recouvrement (R), nous avons trouvé que la contrainte moyenne normalisée par la hauteur des ligaments ($\frac{\sigma_{liga}^{stat}}{h}$) diminue quand R augmente. En couplant cette évolution avec les mesures expérimentales de la longueur de recouvrement en fonction de la distance de la pointe de fissure $R(x)$, nous avons obtenu le profil de contrainte normalisée ($\frac{\sigma_{liga}^{stat}}{h}$) en fonction de la distance en arrière de la pointe de fissure (x).

Avec ce profil de contrainte sur les lèvres de la fissure, nous avons proposé une formulation analytique qui permet de calculer la contrainte de fermeture associée aux ligaments (σ_{liga}), et ensuite d'obtenir la contrainte à une distance critique ($r_c = 100\mu m$) en avant de la pointe de fissure, correspondant à la contrainte critique (σ_{IC}) utilisée comme critère de propagation et d'arrêt de fissure au Chapitre II. Les courbes obtenues à partir de la formulation analytique sont en accord avec les valeurs de σ_{IC} calculées à partir des simulations des essais CT25 par la méthode des X-FEM pendant l'identification du critère. Ces résultats montrent la pertinence du critère empirique de propagation et d'arrêt de fissure choisi dans cette étude (Chapitre II). Ils confirment le fait que ce critère prend implicitement en compte les principaux mécanismes physiques ayant lieu au cours de la propagation et de l'arrêt de fissure, ce qui le rend transférable

d'une géométrie d'éprouvette à une autre (dans tous les cas pour celles présentées dans les chapitres précédents).

Pour la simplicité du calcul, plusieurs approximations ont été utilisées dans la formulation analytique proposée, nous supposons, dans un premier temps, que les fissures ne se recouvrent pas proche de la pointe de fissure jusqu'à une distance $d_1 = 100\mu m$ en arrière de la pointe de fissure, que la contrainte sur chaque ligament dans cette zone est de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_Y$. En plus, le profil de contrainte, calculé par en deux parties ($0 < x \leq d_1$ et $d_1 < x \leq d$) par deux modèles différents, possède une discontinuité. Tous ces points restent des perspectives à ce travail.

La formulation analytique proposée est peu sensible au ratio entre la vitesse de déformation estimé pour le ligament ($\dot{\epsilon}_{liga}^p$) et celle calculé à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$), et au profil de contrainte sur les lèvres de fissure. Par contre, la formulation analytique est sensible à l'évolution de la hauteur des ligaments (h) en fonction de $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$. Les mesures de h ont été réalisé sur six éprouvettes de différente catégorie (géométrie de l'éprouvette, température d'essai), les résultats mesurés de h sont dispersés. L'étude des origines de ces dispersions pourra être une perspective à ce travail.

Chapitre V

Choc thermique

Sommaire

5	Choc thermique	203
5.1	Introduction	207
5.2	Essai de choc thermique sur anneau	207
5.2.1	Justification du choix de l'essai de choc thermique	207
5.2.2	Déroulement d'un essai de choc thermique	208
5.2.3	Résultats expérimentaux	212
5.3	Analyse fractographique	217
5.4	Modélisations 2D & 3D	222
5.4.1	Mise en charge thermique	224
5.4.2	Prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure	231
5.5	Conclusion	238

5.1 Introduction

L'essai de choc thermique sur anneau CRITER (Cracked RIng under THERmal shock) a été initialement développé au CEA dans le cadre de l'étude de l'amorçage de fissure dans la zone de transition fragile-ductile de l'acier 16MND5 (Chapuliot 2008). Une campagne d'essais dédiée à cette étude a été réalisée sur cinq anneaux au cours de l'année 2003 à 2006 (Ferry et al, 2003) (Ferry et al, 2004) (Reytier et al, 2004) (Ferry, 2006). Nous reprenons ce type d'essai afin d'étudier l'arrêt de fissure dans ces conditions de chargement. In fine, l'objectif est d'évaluer la pertinence du critère proposé dans le chapitre II pour cette configuration de chargement. Dans ce chapitre du mémoire, nous présenterons tout d'abord l'essai de choc thermique sur anneau réalisé dans le cadre de cette thèse, ensuite l'analyse fractographique. Enfin, nous présenterons les modélisations pour les essais réalisés en 2D et en 3D.

5.2 Essai de choc thermique sur anneau

5.2.1 Intérêts de l'essai de choc thermique

Le dimensionnement de l'éprouvette a été réalisé lors de l'étude de conception de l'essai CRITER (Reytier et al, 2002). La géométrie de l'éprouvette est donnée sur la Figure 5-1. Il s'agit d'un anneau avec un diamètre intérieur de 120 mm et un diamètre extérieur de 270 mm. L'épaisseur de l'anneau (B_0) est de 50 mm, et l'entaille mécanique initiale (a_0) est de 23 mm pour un $W = 75$ mm. Une pré-fissuration par fatigue (Δa) d'environ de 2 à 3 mm est réalisée avant l'essai. L'anneau pré-fissuré est d'abord refroidi à -150°C , cette opération a pour but de simuler la fragilisation du matériau due à l'irradiation de la cuve. Une fois que la température est stabilisée, nous injectons l'eau préchauffée à 90°C au travers des trous situés à proximité du diamètre intérieur. La position des trous a été optimisée de manière à rendre le chargement d'origine thermique maximum. Nous pouvons aussi appliquer un effort de compression sur l'anneau pendant l'essai pour créer un chargement plus complexe : chargement thermique plus chargement mécanique. Le gradient thermique créé ainsi que le chargement mécanique génèrent des contraintes de compression à l'intérieur de l'anneau et des contraintes de traction au niveau de l'entaille. Ces contraintes permettent l'amorçage et la propagation de fissure. La fissure s'arrête car elle rencontre un matériau de plus en plus chaud et donc de plus en plus tenace et une zone en compression (mode I).

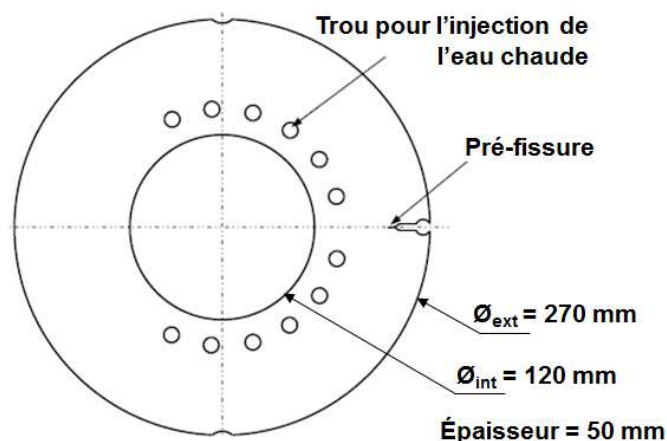


Figure 5-1 : Géométrie de l'anneau pour l'essai de choc thermique

Nous remarquons que dans les essais de la campagne CRITER, la différence de température entre la zone la plus chaude (90°C) et la zone la plus froide (-150°C) est d'environ 240°C sur une distance de 50 mm. Ce gradient est proche de celui observé dans le contexte industriel

(300°C). En effet, dans des conditions accidentelles telles que l'A.P.R.P, la procédure d'arrêt d'urgence prévoit d'injecter dans la cuve des réacteurs de l'eau froide (initialement à environ 10°C). La surface interne de la cuve passe rapidement de 300°C à 10°C lorsque la surface externe reste à 300°C. Cependant pour les essais de choc thermique sur le disque réalisés par Bouyne (1999) et par Hajjaj (2006), cette différence atteint environ 800°C sur une distance de 50 mm, soit -196°C au niveau de l'entaille, et environ 600°C sur la paroi interne du disque. Ce fort gradient de température près de la peau interne du disque génère un « mur thermique » dans le disque, la fissure s'arrête forcément devant ce « mur ». En effet, parmi les 13 essais réalisés par Hajjaj (2006), quelle que soit la longueur initiale de la fissure et l'épaisseur du disque, toutes les fissures s'arrêtent à peu près au même endroit : la longueur finale de la fissure varie entre 41,8 mm et 44,6 mm. Ces essais de choc thermique sur disque ont été réalisés par chauffage de la surface interne du disque avec un inducteur. Cette opération est délicate car il faut assurer un centrage parfait entre l'inducteur et la surface interne du disque. Il devient plus difficile d'assurer le centrage quand l'épaisseur du disque augmente, c'est pourquoi la forme du front d'arrêt est inhabituelle sur les disques avec une épaisseur de 50 mm. Le front d'arrêt présente une forme concave. Berdin et al (2008) indique que ceci est lié à un fort gradient de température d'environ 20°C sur l'épaisseur de l'éprouvette : la température est plus haute au cœur du disque. Par rapport aux essais de choc thermique sur disque (Bouyne, 1999) (Hajjaj, 2006), les avantages de la configuration des essais de la campagne CRITER sont les suivants :

- Le gradient de température est plus faible (environ 250°C) par rapport à celui sur le disque (environ 800°C) (Hajjaj, 2006). Ceci permet d'éviter le problème du « mur thermique », et de mieux évaluer la température à l'arrêt.
- La reproductibilité du chargement thermique : meilleure maîtrise des conditions aux limites (contact entre anneau et eau chaude).
- Les essais de choc thermique sur les anneaux suivant notre configuration permettent d'avoir un chargement plus complexe : chargement thermique plus chargement mécanique.

Pour toutes ces raisons, nous choisissons la configuration des essais CRITER pour l'essai de choc thermique de cette thèse.

5.2.2 Déroulement d'un essai de choc thermique

L'essai de choc thermique sur l'anneau 520LI-A est réalisé sur une machine MTS servo-hydraulique de 2500 kN au LISN. Le dispositif de l'essai est montré sur la Figure 5-2. L'anneau est placé dans une enceinte thermique. Il est maintenu entre les amarrages de la machine par l'intermédiaire de deux rondins, positionnés sur les encoches de l'éprouvette (montage identique aux essais sur les anneaux isothermes (Chapitre III)). Les tuyaux fixés sur les deux faces de l'anneau sont reliés à une pompe qui permet de faire circuler l'eau préchauffée à 90°C dans un chauffe-eau de 500L. La circulation d'eau est telle, que l'entrée se fait par la face avant (face côté porte de l'enceinte), et la sortie par la face arrière (face côté fond d'enceinte). En termes d'acquisition, l'éprouvette est équipée de 12 thermocouples de type K (détails au 5.2.2.2) et un thermocouple de type T à mi épaisseur de l'éprouvette. Nous avons aussi un clip gage (Instron 2670-122 n°224 Base 10 mm) pour la mesure d'ouverture. Enfin, nous utilisons la même caméra rapide (Phantom V710) que dans les essais précédents pour suivre la propagation et l'arrêt de fissure.

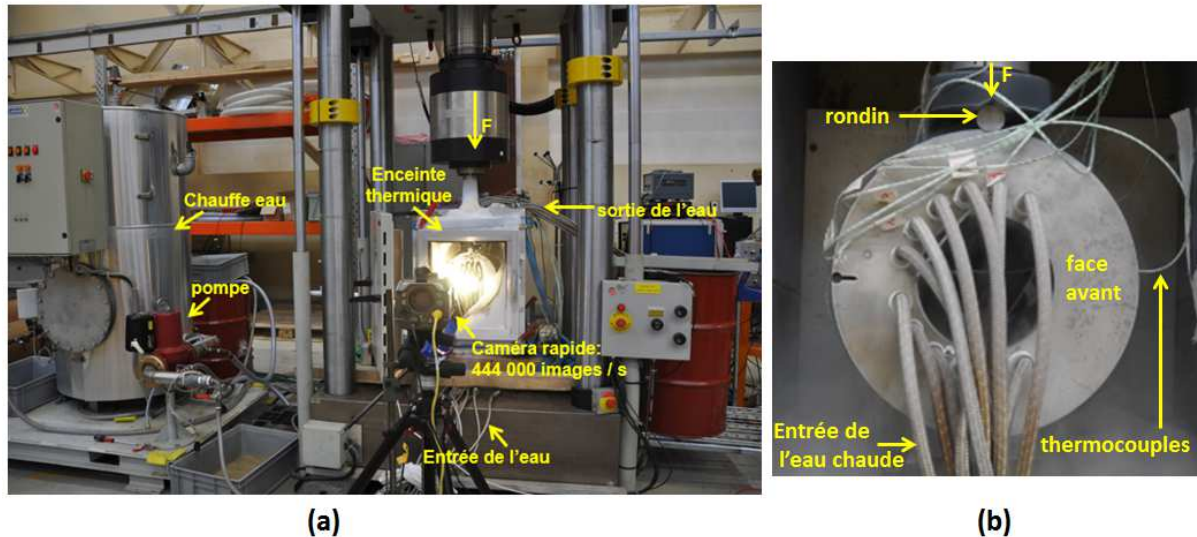


Figure 5-2 : (a) Dispositif de l'essai de choc thermique sur l'anneau 520LI-A. (b) anneau 520LI-A placé dans l'enceinte thermique.

5.2.2.1 Pré fissuration

La pré-fissuration de 2,5 mm est réalisée par fatigue à température ambiante. Cette opération sur l'anneau 520LI-A est faite en trois étapes. Les conditions pour chaque étape sont fournies dans le Tableau 5-1. Cette opération est réalisée en force imposée. L'amplitude de charge ΔK diminue de 25 à 13 MPa. \sqrt{m} pendant la procédure afin de minimiser la plasticité en pointe de fissure.

	ΔK MPa \sqrt{m}	F_{max} (kN)	F_{min} (kN)	Fréquence (Hz)	Nombre de cycles	$\Delta CMOD$ (μm)	Δa (mm)
Etape 1	25	683,71	72,25	0,4	2979	2,36	0,5
Etape 2	16,77	491,34	46,98	0,5	495160	2,47	1
Etape 3	13,26	410	40	0,9	210725	0,85	1

Tableau 5-1 : conditions de pré-fissuration pour l'anneau 520LI-A

Une des difficultés rencontrée lors de l'installation de l'éprouvette est l'alignement du montage. Nous constatons que la pré-fissure par fatigue est plus longue de 0,78mm sur l'un des côtés que sur l'autre. Ceci est lié à un problème d'alignement. En effet, l'anneau est en contact avec le vérin par deux pièces intermédiaires : le rondin et la mordache. Ces deux pièces ne sont pas fixées, la longueur du rondin est de 100 mm, soit deux fois plus grande que l'épaisseur de l'anneau. Pendant l'opération de pré-fissuration, il est difficile de centrer l'anneau sur les rondins car ces derniers peuvent bouger pendant l'oscillation du chargement. Par conséquent, l'effort était plus important sur un côté que sur l'autre. Afin de faciliter l'alignement de l'éprouvette par rapport à l'axe des vérins, nous avons coupé le rondin pour que sa longueur soit la même que l'épaisseur de l'anneau.

5.2.2.2 Mise en froid

Le chargement thermique est mesuré à l'aide de 12 thermocouples placés à différentes distances radiales dans l'éprouvette. Un autre thermocouple est placé sur le clip gage afin de suivre l'évolution de sa température pendant l'essai. L'emplacement des thermocouples dans l'anneau est illustré dans la Figure 5-3. Nous avons trois thermocouples en face avant, huit en face arrière et un à mi épaisseur de l'éprouvette. Ces emplacements de thermocouple ont été optimisés par le calcul au cours d'un stage (Reytier, 2002) de façon à rendre la mesure la plus pertinente

possible sur une base de huit thermocouples. Ils permettent d'évaluer l'évolution de la température sur le trajet de fissure et de détecter la présence d'un gradient de température dans l'épaisseur de l'éprouvette.

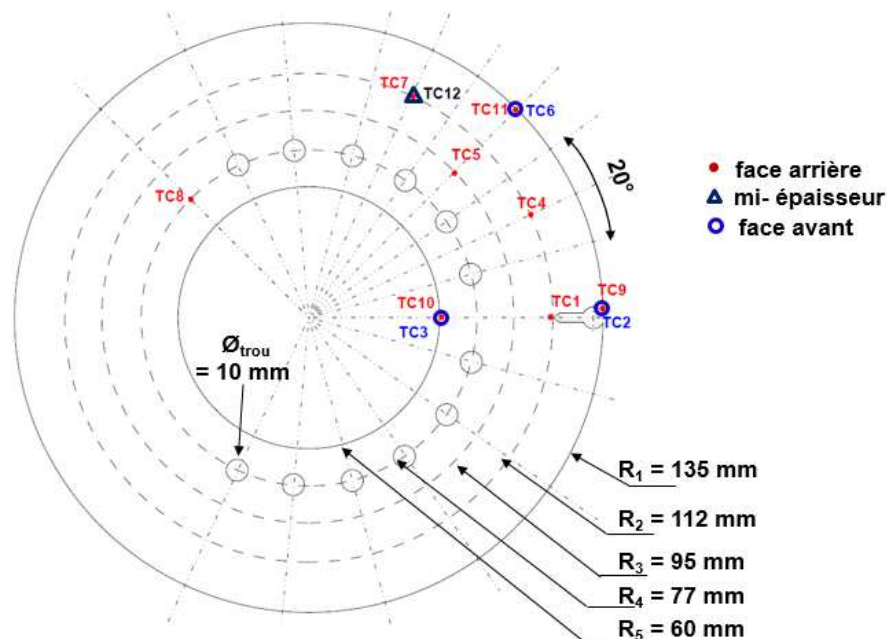


Figure 5-3 : Emplacement des thermocouples dans l'anneau 520LI-A

Les onze thermocouples soudés sur les deux surfaces et le thermocouple sur le clip gage sont de type K (K07 selon la référence LISN). Ce type de thermocouple possède deux fils à souder séparément. Il a l'avantage d'avoir un bon temps de réponse. Cependant, le thermocouple placé à mi-épaisseur (TC12) est de type T car son emplacement ne permet que d'utiliser ce type de thermocouple. Le temps de réponse est plus long sur ce type de thermocouple.

Nous utilisons la même enceinte thermique que pour les essais sur CT25 et sur les essais isothermes sur anneaux, excepté qu'elle contient une nouvelle porte. En effet, la taille de l'anneau pour l'essai de choc thermique est 2,5 fois plus grande que l'anneau mécanique chargé en mode mixte. Nous ne pouvons pas filmer l'avancée de fissure car la fenêtre sur l'ancienne porte est trop petite. Une nouvelle fenêtre en double-vitrage est donc réalisée pour cet essai. L'étanchéité de l'enceinte est importante pour éviter le problème de givre sur l'anneau pour pouvoir filmer l'avancée de fissure. Après la mise en place de l'anneau dans l'enceinte, nous utilisons de la mousse polyuréthane pour colmater toutes les ouvertures de l'enceinte sur la partie inférieure.

L'enceinte thermique est alimentée par une bouteille d'azote liquide de capacité 200 L. Le refroidissement de l'anneau est réalisé par injection d'azote gazeux. Afin de maintenir en place l'anneau pendant la mise en froid, nous imposons une force de compression de 5 kN sur l'éprouvette. La vitesse de refroidissement est réglée à $-3^{\circ}\text{C}/\text{min}$ pour atteindre la température de consigne (-150°C).

Pendant la mise à froid, les évolutions des températures en fonction du temps relevées par les 13 thermocouples (12 sur l'anneau et 1 sur le clip gage) sont enregistrées à une fréquence de 0,1 Hz. Les résultats de ces évolutions sont montrés dans la Figure 5-4. Nous remarquons que les courbes des évolutions de températures dans l'anneau sont confondues. Ceci signifie que l'anneau a une bonne homogénéité thermique pendant la mise en froid. La température sur le

clip gage descend plus vite car l'inertie thermique est plus faible sur le clip. Nous laissons la température se stabiliser pendant plus de 3 heures, une fois que la température de consigne est atteinte.

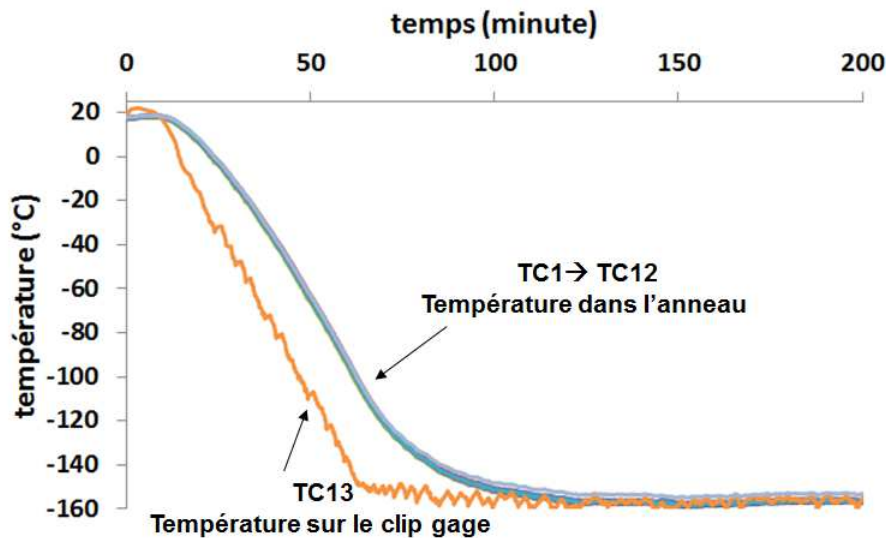


Figure 5-4 : Mise en froid – suivi des thermocouples sur l'anneau 520LI-A

5.2.2.3 Choc thermique

Dans un premier temps, une force de compression est appliquée sur l'anneau 520LI-A à température constante (-155°C). La mise en charge est pilotée à partir du logiciel de MTS. Le chargement augmente à une vitesse de 5 kN/s jusqu'à 750 kN. Nous maintenons ce niveau de chargement jusqu'à la fin de l'essai.

Dans un deuxième temps, nous réalisons le choc thermique, l'eau chaude à environ 90°C est injectée dans l'anneau à l'aide d'une pompe (UPE Series 2000) montée sur un ballon d'eau chaude. Avant cette opération, nous nous assurons que la pompe atteigne son régime maximal (90 m³ /h). Le choc thermique dure 28 secondes jusqu'à l'amorçage de fissure.

L'ouverture de fissure ainsi que le déplacement du vérin et la force sont enregistrés pendant l'essai. La fréquence d'acquisition est de 0,5 Hz. Les évolutions des températures en fonction du temps relevées par les 13 thermocouples (12 sur l'anneau et 1 sur le clip gage) sont enregistrées à une fréquence de 4 Hz.

En fin, l'avancée de fissure est suivie par la caméra rapide (Phantom V710). Le principe est le même que celui utilisé pour les essais sur les CT25 et sur les anneaux mécanique en mode mixte.

5.2.2.4 Post fissuration

La mesure du saut de fissure est effectuée post-mortem. Afin de repérer aisément le front d'arrêt, celui-ci est marqué via une post-fissuration en fatigue à température ambiante. L'arrière de l'anneau est d'abord découpé (Figure 5-5) avant cette opération. Ceci permet d'augmenter la possibilité d'ouverture de la fissure et par conséquent, il facilite le chargement à la pointe de fissure sous des efforts globaux plus faibles (pas de plasticité généralisée).

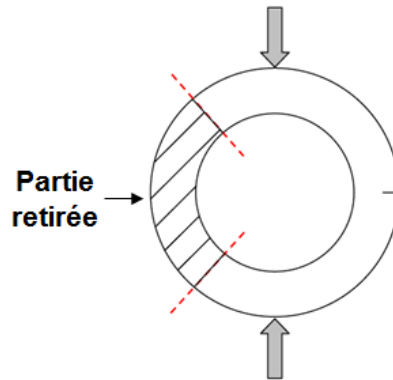


Figure 5-5 : Découpe de l'anneau avant post-fissuration

Les conditions de post-fissuration sont les suivantes : $F_{max} = 30\text{kN}$, $F_{min} = 3\text{kN}$, fréquence = 0,1 Hz, nombre de cycles: 208 000. Après une propagation de la fissure par fatigue d'environ $\Delta a = 7\text{ mm}$, l'anneau est trempé dans l'azote liquide puis ouvert.

5.2.3 Résultats expérimentaux

Dans cette partie du mémoire, nous présenterons les résultats expérimentaux de l'essai 520LI-A réalisé dans le cadre de cette thèse. Ils sont comparés aux résultats des deux autres essais (520UP et 520SG) qui ont été réalisés pendant la campagne d'essai CRITER (Ferry, 2006).

5.2.3.1 Résultats expérimentaux pour l'essai 520LI-A

Pendant l'essai sur l'anneau 520LI-A, l'ouverture de l'éprouvette ainsi que la force exercée par la machine sont enregistrées. Les résultats de ces deux grandeurs sont présentés dans la Figure 5-6. Nous pouvons distinguer les différentes étapes de chargement : l'anneau est d'abord chargé en compression jusqu'à 750kN, l'ouverture de l'anneau atteint 0,1 mm à la fin de la mise en charge mécanique ; la force est ensuite maintenue au même niveau pendant le choc thermique jusqu'à la fin de l'essai ; l'ouverture de l'anneau augmente de 0,1 mm supplémentaires au cours du choc thermique.

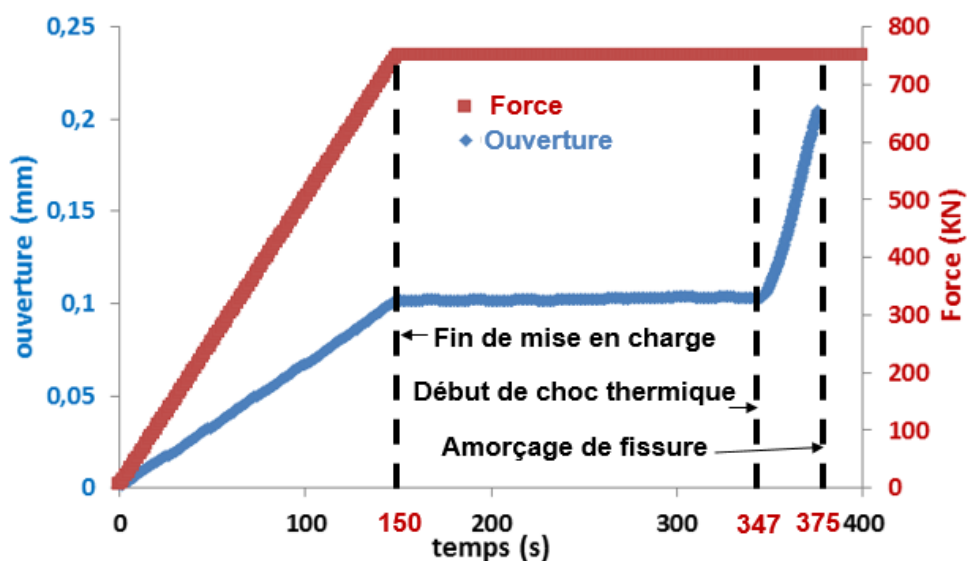


Figure 5-6 : Evolution de la force et de l'ouverture pendant l'essai de choc thermique sur l'anneau 520LI-A

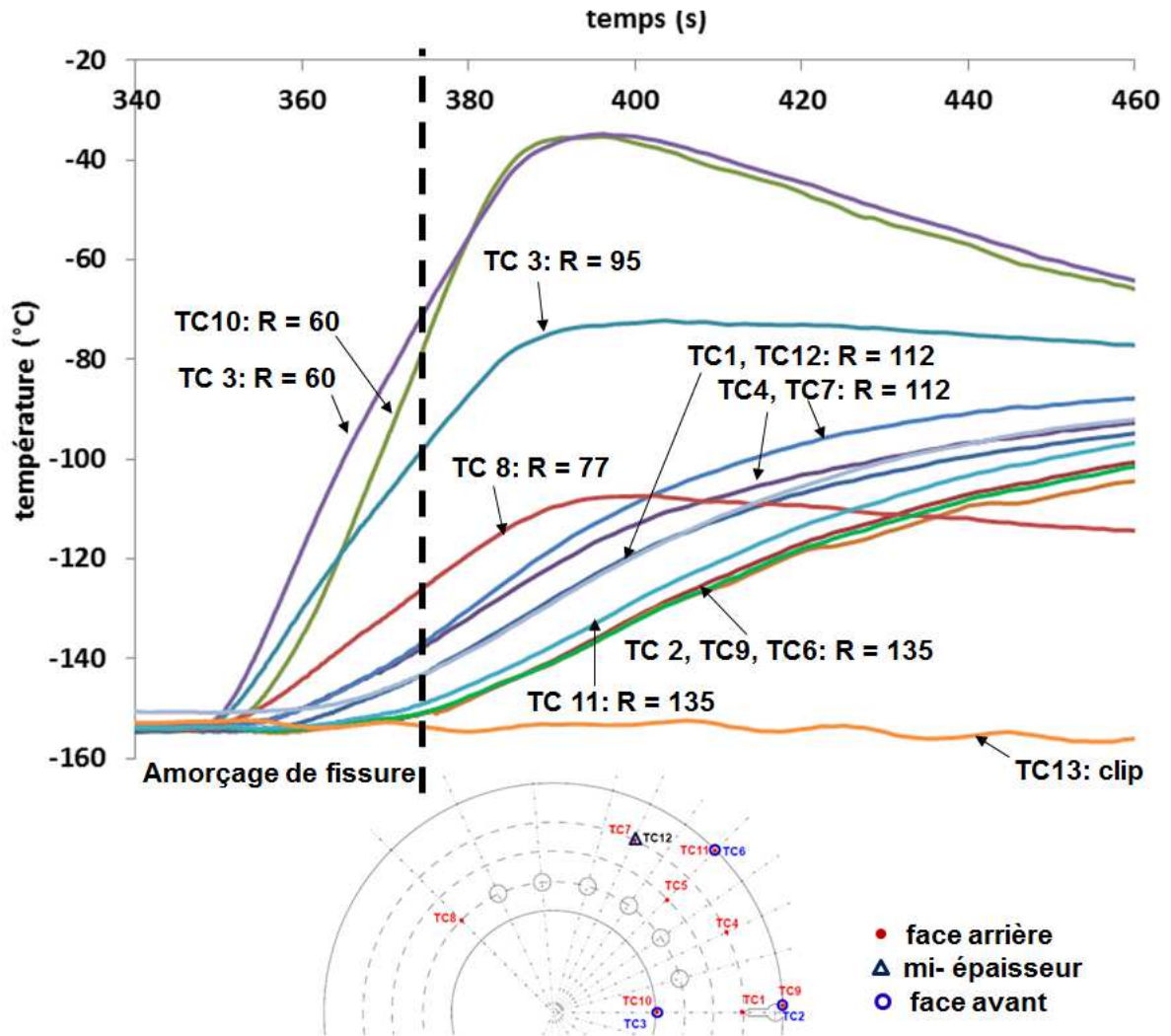


Figure 5-7 : Evolutions des températures au cours du choc thermique-suivi des thermocouples pour l'anneau 520LI-A

La Figure 5-7 présente les évolutions de température relevées par les thermocouples pendant l'essai. Nous remarquons tout d'abord que la température sur le clip (TC13) reste constante pendant l'essai, cela signifie que l'ouverture mesurée par le clip ne sera pas influencée par l'effet de la température.

Nous pouvons voir sur cette figure l'évolution de la température radiale à l'instant de l'amorçage : la température est logiquement plus élevée à la paroi intérieure de l'anneau ($R = 60$ mm), elle descend au fur et à mesure quand nous nous approchons de la paroi extérieure de l'anneau ($R = 135$ mm). Pour la même distance radiale, la différence entre les températures aux différents endroits est faible : $6,2^{\circ}\text{C}$ pour $R = 60$ mm, $5,5^{\circ}\text{C}$ pour $R = 112$ mm et $1,9^{\circ}\text{C}$ pour $R = 135$ mm. Cela signifie que le champ des températures est assez homogène dans l'épaisseur de l'anneau à l'instant d'amorçage.

Nous avons trois couples de thermocouples (TC2, TC9), (TC3, TC10), (TC6, TC11), chaque couple est au même endroit mais sur chacune des faces de l'éprouvette. Cette configuration nous permet d'évaluer la différence des températures entre la face avant et la face arrière de l'anneau. En effet, l'éprouvette est placée dans l'enceinte thermique qui contient un ventilateur au fond de l'enceinte afin de permettre à l'azote de se diffuser. Par conséquent, l'échange thermique

entre l'air et l'anneau est plus important sur la face arrière. Cependant nous remarquons pendant notre essai que cette influence est très faible car la différence de température sur deux faces à l'instant d'amorçage est faible: 0°C entre TC2 et TC9 à $R = 135\text{ mm}$; $1,9^{\circ}\text{C}$ entre TC6 et TC11 à $R = 112\text{ mm}$; $6,2^{\circ}\text{C}$ entre TC3 et TC10 à $R = 60\text{ mm}$.

Les thermocouples TC7 et TC12 sont au même endroit mais à différentes épaisseurs dans l'éprouvette : TC7 est sur la surface arrière et TC12 est à mi épaisseur. Cela nous permet d'évaluer le gradient de température sur l'épaisseur de l'anneau. Nous remarquons une différence de $5,5^{\circ}\text{C}$ entre la surface et le cœur de l'éprouvette à $R = 112\text{ mm}$. Cette différence est faible par rapport aux 20°C pour l'essai réalisé par Hajjaj (2006). Etant donné que l'endroit de mesure est plus proche du rayon extérieur, la température dans cette zone n'évolue pas beaucoup (de -155°C à -136°C pour TC7) pendant l'essai, nous ne pouvons donc pas dire que le gradient de température est faible dans l'épaisseur pour toute l'éprouvette quelle que soit la distance radiale. La multiplication du nombre de thermocouples dans l'épaisseur à différentes distances radiales est nécessaire afin de mieux évaluer le gradient de température dans l'épaisseur.

L'avancée de fissure est suivie par la caméra rapide (V710). Une zone de $51\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ est filmée (entourée en rouge dans la Figure 5-13). La résolution de l'image est de 128×56 pixels et la vitesse d'acquisition est de $444\,000\text{ i/s}$. La fissure se propage environ 25 mm pendant $92\text{ }\mu\text{s}$ pour l'essai de choc thermique sur l'anneau 520LI-A. La Figure 5-9 présente la vitesse de propagation pendant l'essai. Trois phases de vitesse se distinguent: la vitesse est élevée au tout début de propagation avec une valeur moyenne de 900 m/s pour les premiers 6 mm du trajet; elle diminue ensuite progressivement pendant 10 mm , sa valeur moyenne est autour de 600 m/s ; puis la vitesse reste assez constante sur les 10 derniers millimètres du trajet avec une valeur moyenne de 200 m/s . Cette évolution de la vitesse ressemble à celle obtenue sur les CT testées en isotherme. Notre résultat est comparable à celui trouvé par Hajjaj (2006) pour un essai de choc thermique sur le disque en 18MND5. Son essai est uniquement sous chargement thermique, la vitesse moyenne de propagation est de 600 m/s et un ralentissement intervient 5 mm avant l'arrêt de fissure.

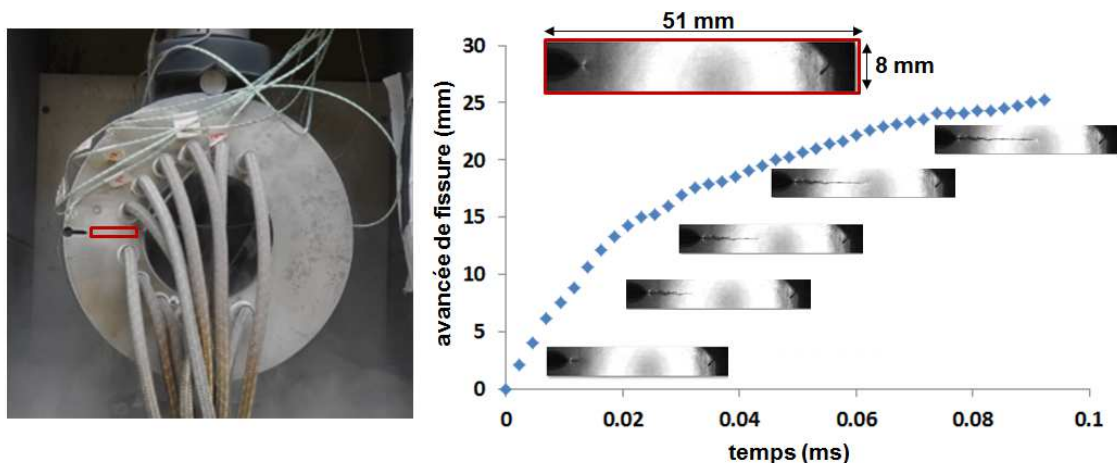


Figure 5-8 : Avancée de fissure mesurée par la caméra rapide pour l'anneau 520LI-A

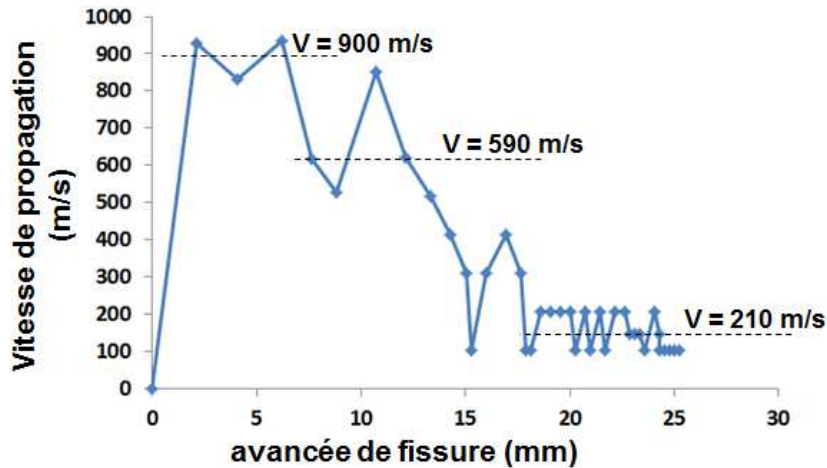
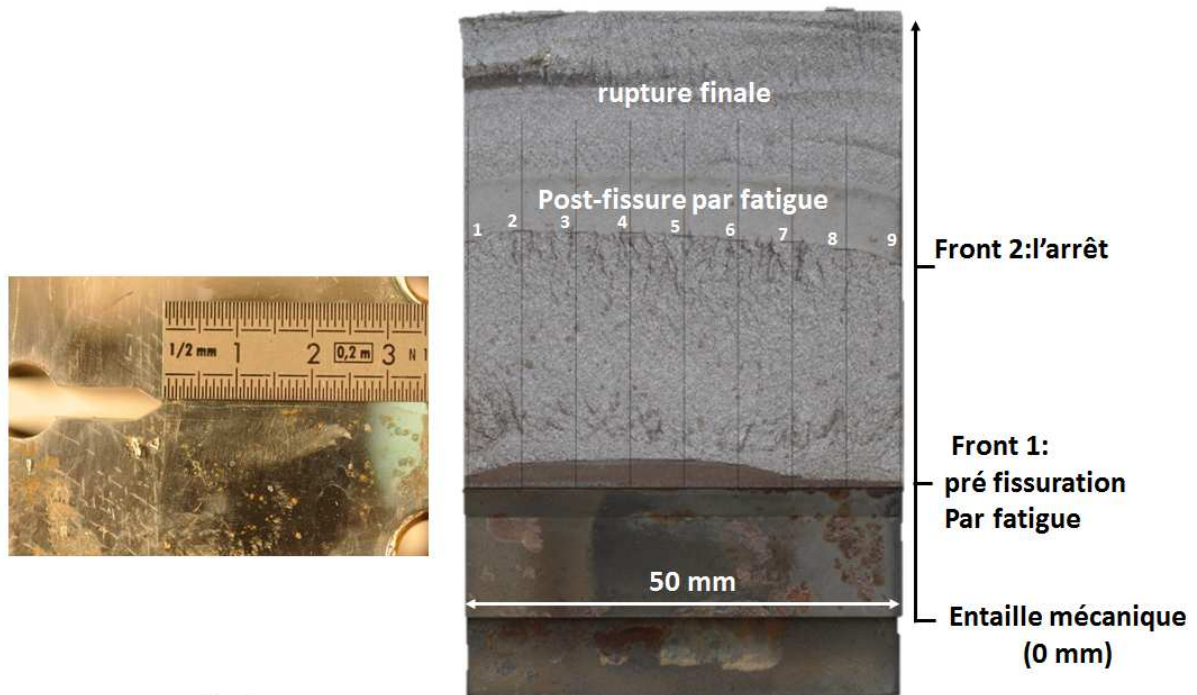


Figure 5-9 : Vitesse de propagation pour l'anneau 520LI-A

Après la post-fissuration, l'anneau est complètement ouvert. La Figure 5-10 présente la macrographie de la surface de rupture de l'anneau 520LI-A. Nous pouvons mesurer la longueur du défaut initial a_0 (entaille + pré-fissure de fatigue) et la longueur de propagation au cours du choc thermique (Δa). D'après cette figure, nous constatons que le front de la pré-fissure de fatigue n'est pas symétrique à cause de la difficulté de l'alignement du montage cité dans 5.2.2.1. Le front d'arrêt est légèrement courbé.



Résultats (mm):

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Δa (moyenne)
Front 1	24.41	25.81	26.12	26.29	26.12	25.62	24.31	23.97	23.63	25.28
Front 2	50.24	51.44	51.23	51.23	50.87	50.32	50.24	49.39	47.79	50.47
Δa (propagation)	25.82	25.63	25.11	24.94	24.75	24.70	25.93	25.42	24.16	25.18

Figure 5-10 : Macrographie de la surface de rupture de l'anneau 520LI-A

Le défaut initial a_0 et la longueur de propagation (Δa) sont mesurés à neuf endroits différents dans l'épaisseur comme illustré sur la Figure 5-10. Leurs valeurs moyennes sont respectivement de $a_0 = 25,28$ mm et $a_0 = 25,18$ mm.

5.2.3.2 Comparaison avec deux autres essais de choc thermique

Sept essais ont été réalisés pendant la campagne CRITER de 2003 à 2006 (Chapuliot 2008). Ces essais avaient pour objectif d'étudier l'amorçage de fissure. Ils n'avaient donc pas été instrumentés pour mesurer la vitesse d'avancée de fissure, mais nous disposons tout de même de la longueur de propagation. Les cinq premiers essais correspondent, en réalité à deux anneaux, testés plusieurs fois car ces anneaux n'ont pas amorcé du premier coup. Pour les deux derniers essais, les anneaux (520SG, 520UP) ont amorcé du premier coup. Nous les reprenons dans cette étude pour tester la transférabilité du critère de propagation et d'arrêt de fissure identifié sur les CT testées en isothermes.

Les conditions d'essais et la longueur de propagation de fissure pour les trois essais analysés sont regroupées dans le Tableau 5-2. Deux anneaux (520LI-A et 520UP) ont subi une combinaison de chargement thermique et mécanique. Un autre anneau (520SG) a uniquement été chargé en thermique. La température initiale est proche pour les trois anneaux. Le temps de choc thermique avant l'amorçage de la fissure est de 14,7s, 16s et 26s pour respectivement 520SG, 520UP et 520LI-A.

	Essais	T ₀ (°C)	F _{méca} (kN)	Temps de choc thermique (s)	a ₀	Δa
520SG	CRITER6	-167	5	14,7	26	32
520UP	CRITER7	-166	750	16	26,2	25,5
520LI-A	LISN14-117	-155	750	26	25,28	25,18

Tableau 5-2 : Conditions d'essai et résultats pour trois anneaux de choc thermique

La longueur de propagation (Δa) est reproductible avec le même niveau de chargement mécanique (520UP et 520LI-A), elle est de l'ordre de 25 mm pour un effort de 750kN. Elle devient logiquement plus grande (32 mm) quand le chargement mécanique est nul. En effet, la fissure s'arrête dans une zone en compression. Cette dernière est plus restreinte sans chargement mécanique. Par conséquent, la fissure peut se propager plus loin dans l'éprouvette. L'essai sur 520SG montre que la configuration d'essais permet d'obtenir la rupture sur l'anneau, dans la zone de transition du 16MND5, due uniquement à un gradient thermique. Par contre, ce n'est pas toujours le cas : parmi les trois essais avec un chargement uniquement thermique (CRITER1, CRITER3, CRITER6), seul un essai (CRITER6) a conduit à une propagation de fissure. La statistique expérimentale est de 33% (1 essai sur 3). Ceci est comparable à la probabilité de rupture de 32% calculée à partir d'un modèle de Beremin (Reytier 2004).

Nous considérons que le champ des températures sur l'anneau n'évolue pas pendant la propagation de fissure. Il reste le même à l'amorçage et à l'arrêt car le temps de propagation de fissure est très court (environ 0,1 ms). Le thermocouple TC10 soudé sur la paroi intérieure de l'anneau est le plus proche de l'arrêt de fissure. Il peut donner une indication de la température à la pointe de fissure à l'arrêt. La comparaison de l'évolution de la température relevée par le thermocouple TC10 pour les anneaux est illustrée dans la Figure 5-11. La différence entre ces évolutions peut être liée à la température et le débit de l'eau chaude injectée. Ceci sera pris en compte par différents coefficients de convection entre l'anneau et l'eau dans les modélisations numériques qui seront présentées dans le paragraphe 5.4.1. A l'instant d'amorçage et à l'arrêt, la température sur la paroi intérieure de l'anneau est de -76°C, -83°C et -102°C pour respectivement 520LI-A, 520SG et 520UP.

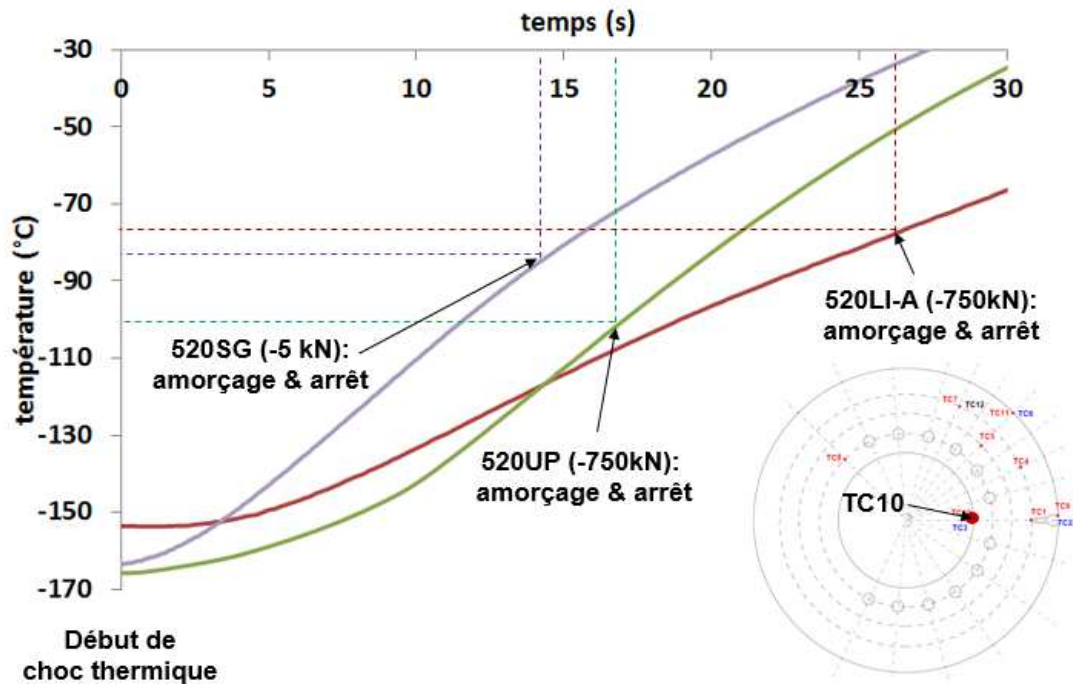


Figure 5-11 : Evolution de la température sur la paroi intérieure de l'anneau (thermocouple TC10) pour trois essais de choc thermique

5.3 Analyse fractographique

Afin de comprendre les mécanismes pendant la propagation et l'arrêt de fissure, une étude fractographique est réalisée sur l'éprouvette 520LI-A. La Figure 5-12 montre une vue globale du faciès de rupture sous microscope optique. Nous retrouvons les trois phases pendant la propagation comme sur pour les éprouvettes CT testées en isotherme :

- Une phase transitoire juste après l'amorçage : la propagation est multidirectionnelle du cœur vers les deux surfaces de l'éprouvette.
- Un régime établi représenté par une zone plate.
- Une phase d'arrêt : le nombre et la hauteur du relief sont plus importants dans cette zone.

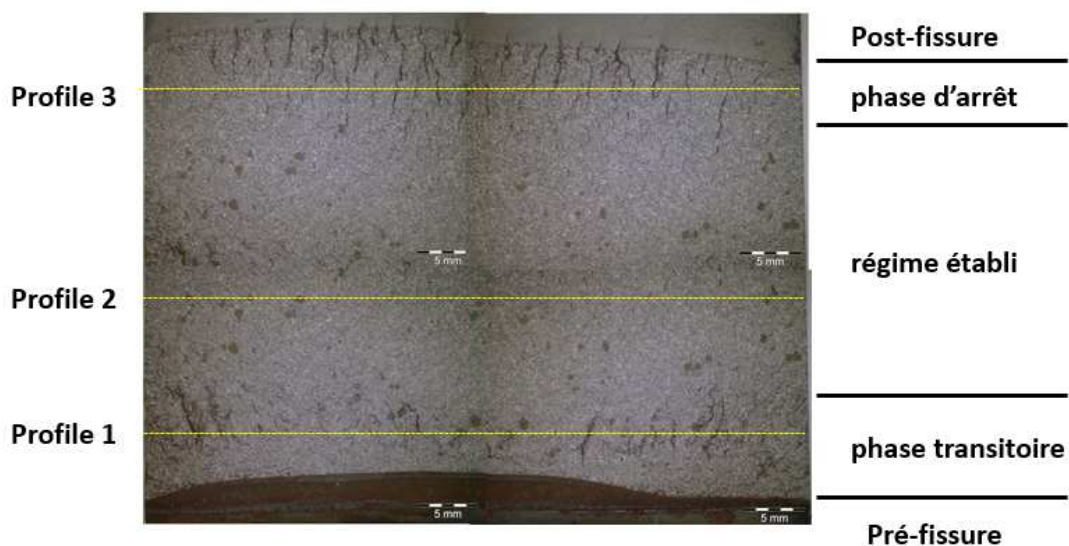


Figure 5-12 : Observation du faciès de rupture au microscope optique (520LI-A)

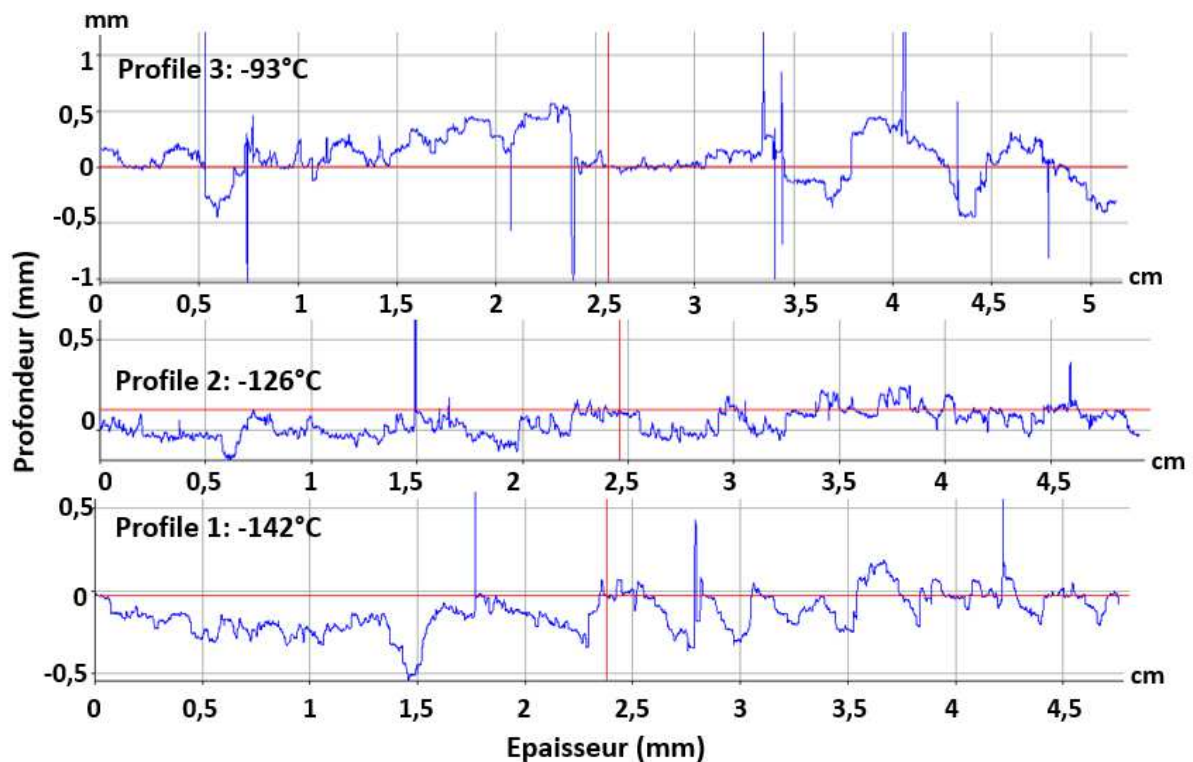


Figure 5-13 : Profils 1, 2 et 3 sur le faciès de rupture dans les trois phases successives : phase transitoire, régime établi et phase d'arrêt (520LI-A)

Une reconstitution du faciès de rupture en 3D sur 520LI-A est réalisée à partir de l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona. Il permet de faire des mesures tridimensionnelles en optique sur la forme et la rugosité de la surface. La Figure 5-13 montre trois profils de surface dans les trois différentes phases de propagation. Nous remarquons que le relief est important dans la phase transitoire juste après l'amorçage (entre 0,2 et 0,4 mm). Il diminue dans la phase de régime établi, il est assez homogène et sa valeur varie entre 0,1 et 0,25 mm. Le relief augmente à nouveau à la phase d'arrêt, les hauteurs maximales atteignent 0,6 mm. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre IV, la hauteur de marche ne dépendant que de la température, elle n'augmente pas dans la phase d'arrêt pour les essais isothermes. Or, pour l'essai de choc thermique, l'augmentation de la hauteur des ligaments dans la phase d'arrêt peut être liée à la température, car cette dernière est plus élevée à l'arrêt.

Le faciès de rupture de l'anneau 520LI-A est ensuite observé sous MEB. Nous trouvons que le clivage est le mode principal de rupture pendant la propagation et l'arrêt de fissure. La Figure 5-14 montre la phase transitoire. La fissure principale se propage dans différents plans. Le mécanisme en jeu entre les deux plans de fissure (plan A et plan B dans la figure) est le clivage. Nous pouvons mesurer la hauteur de ligament entre ces deux plans de fissure par la méthode de mise au point. Nous réalisons la mise au point d'abord sur le plan A et ensuite sur le plan B, le déplacement de l'objectif représente la hauteur de ligament entre ces deux plans. Nous trouvons dans notre cas une hauteur moyenne entre ces deux plans d'environ 200 μm .

Dans le régime établi, nous observons des ligaments allongés parallèles au sens de propagation macroscopique (Figure 5-15). Ils sont situés entre deux différents plans adjacents de propagation. Par la méthode de mise à point citée avant, nous trouvons que la hauteur de ligament en régime établi est aussi de l'ordre de 200 μm comme dans la phase transitoire. Par

contre, le ligament cette fois-ci est rompu principalement en mode ductile d'après les cupules caractéristiques de ce mode de rupture. Dans la figure, une partie du ligament ne présente pas de cupules, elle s'est probablement rompue par clivage, son faciès est ensuite déformée par le mouvement du cisaillement. La Figure 5-16 montre un branchement local de fissure : une fissure se développe sous la fissure principale. La hauteur entre ces deux fissures est de 100 μm , et le ligament entre elles est rompu en mode ductile.

La Figure 5-17 et la Figure 5-18 présentent les ligaments non rompus dans la phase d'arrêt pendant l'essai de choc thermique. Les stries de fatigue entre les facettes de clivage montrent que ces ligaments sont rompus pendant la post-fissuration par fatigue. Cette observation confirme le scénario que nous avons proposé dans le chapitre IV : une fissure principale est formée par plusieurs petites fissures se développant dans les différents plans de propagation, puis s'élargissent latéralement.

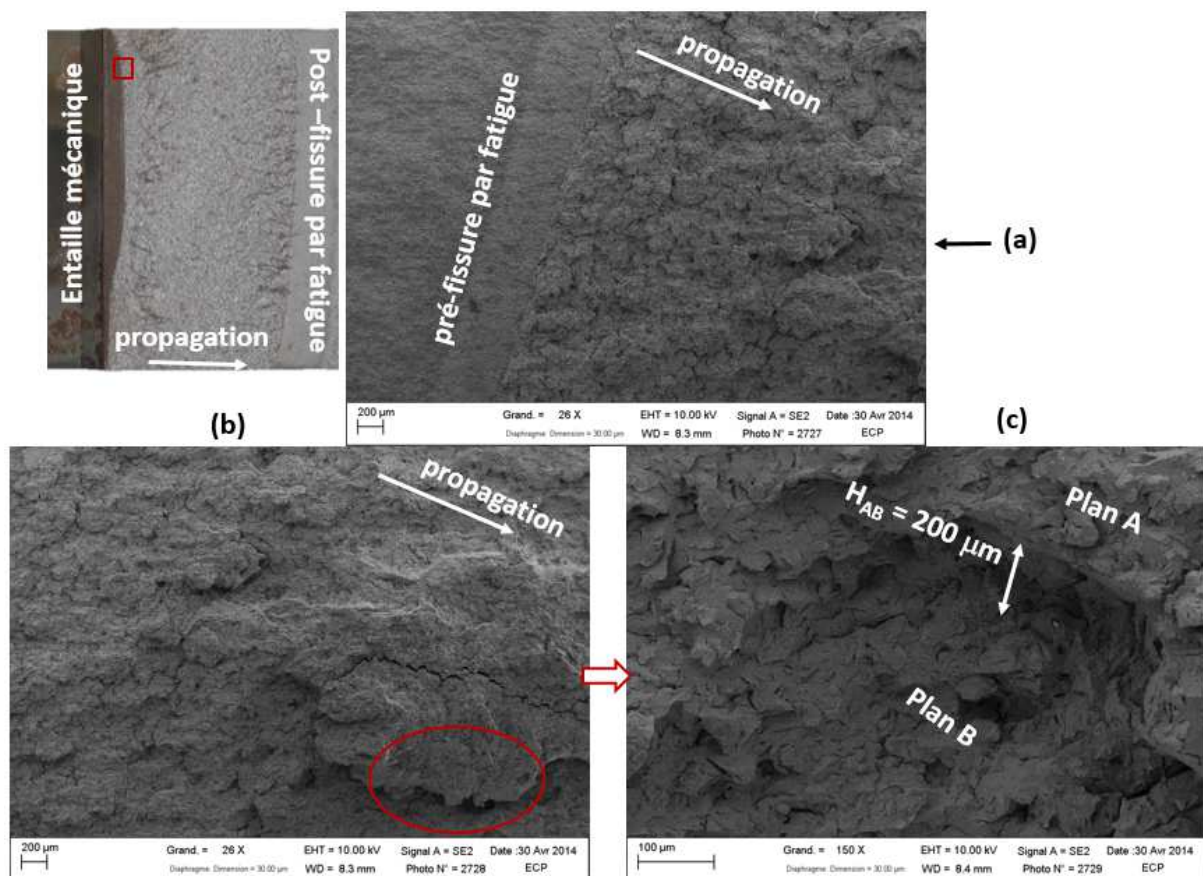


Figure 5-14 : Faciès de rupture dans la phase transitoire, mise en évidence de la hauteur de marche (520LI-A)

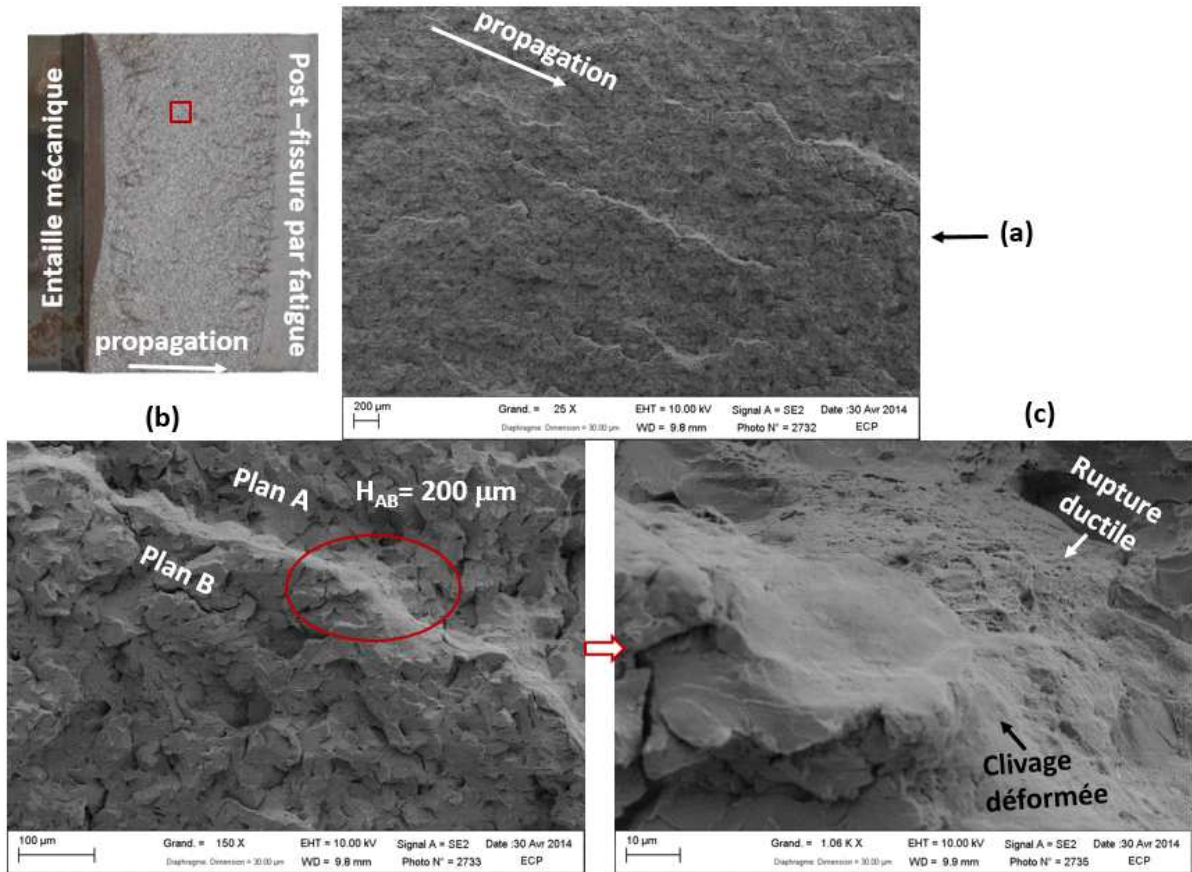


Figure 5-15 : Faciès de rupture en régime établi, mise en évidence des ligaments rompus en mode ductile (520LI-A)

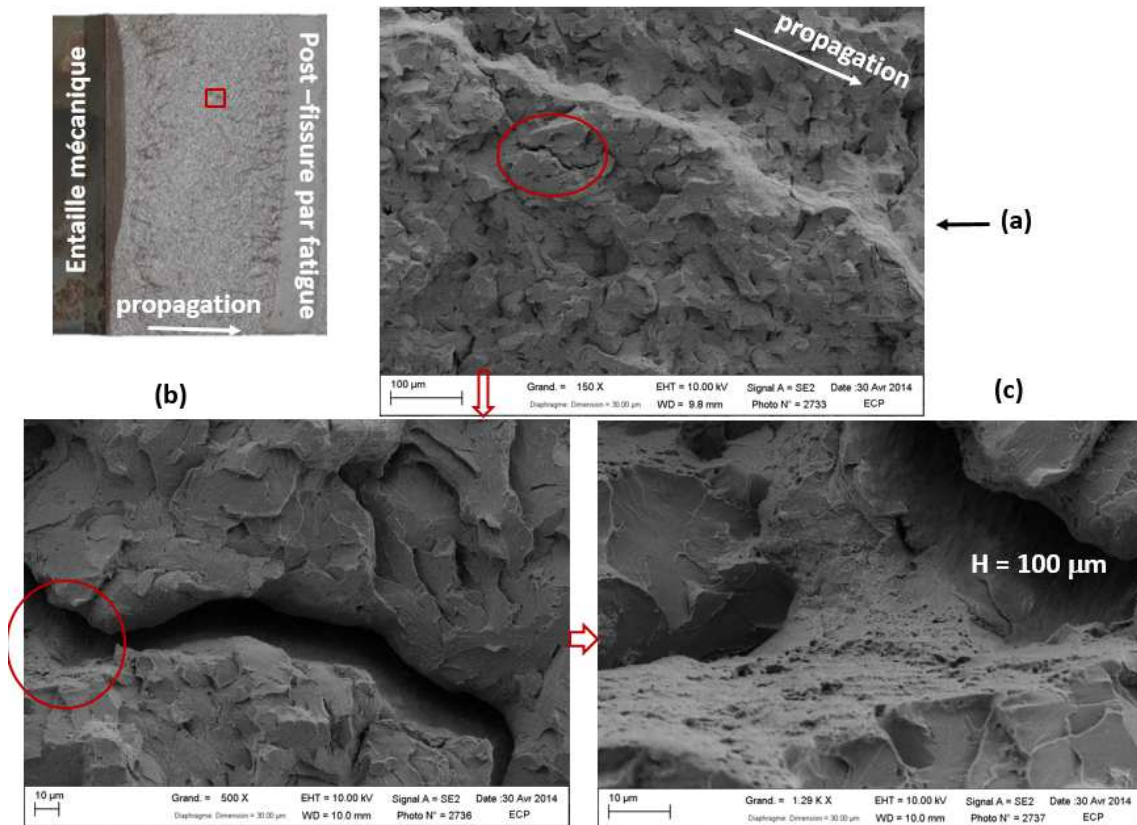


Figure 5-16 : Branchement local de fissure en régime établi (520LI-A)

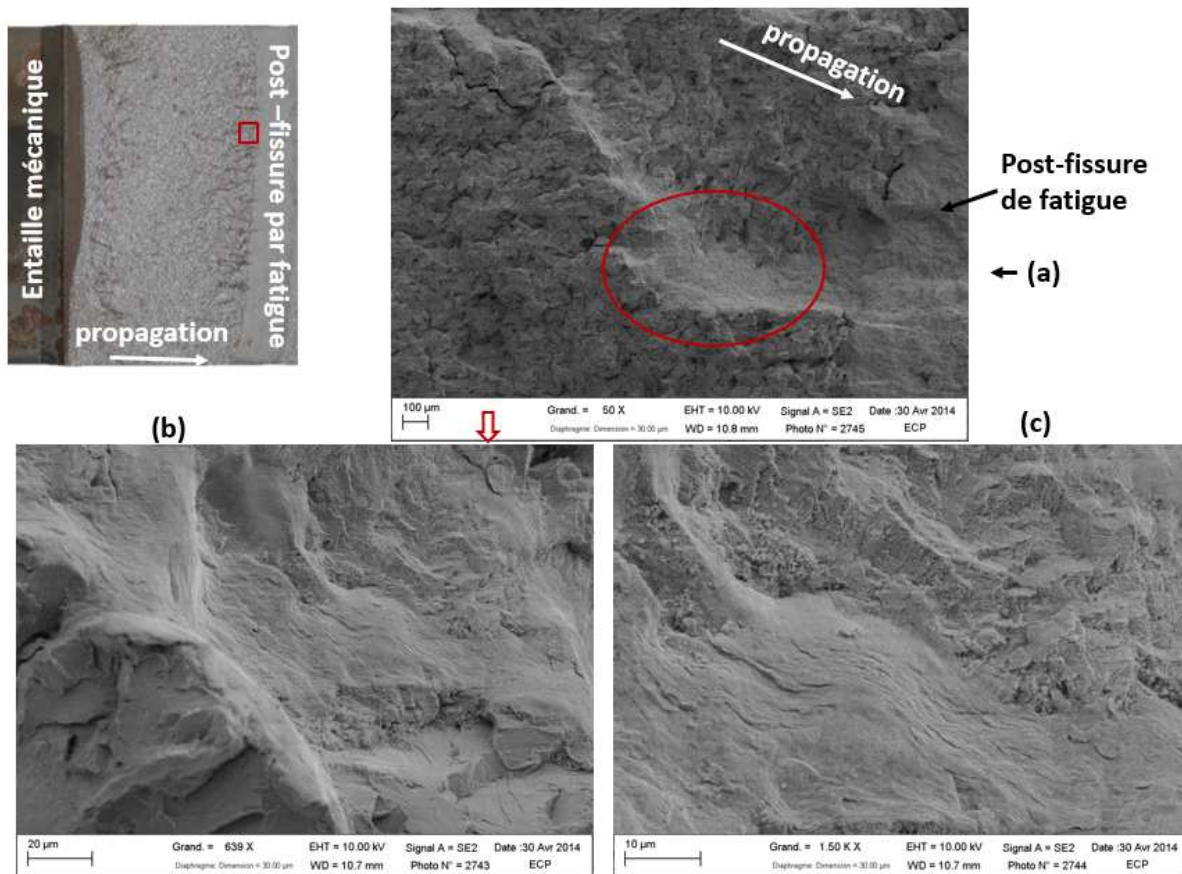


Figure 5-17 : Mise en évidence les ligaments non rompus dans la phase d'arrêt (520LI-A)

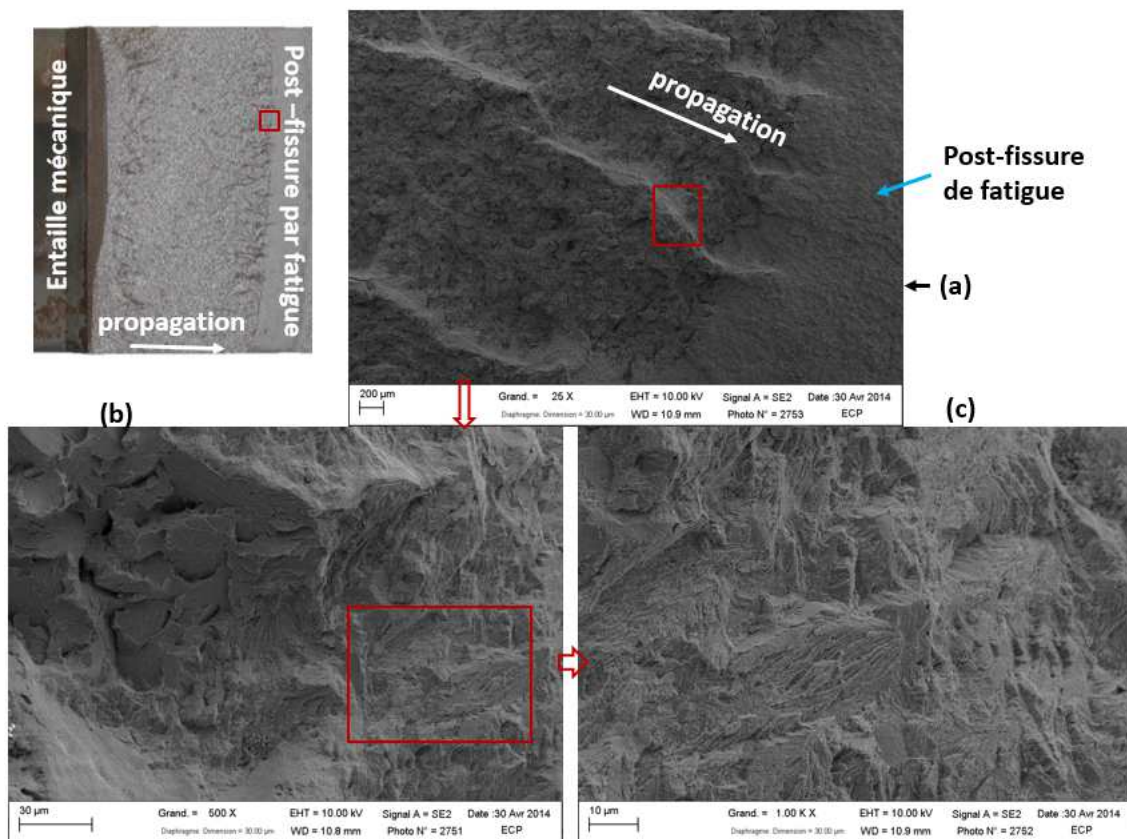


Figure 5-18 : Mise en évidence les ligaments non rompus dans la phase d'arrêt, ces ligaments sont rompus pendant la post-fissuration par fatigue (520LI-A)

5.4 Modélisations 2D & 3D

Les modélisations des trois essais de choc thermique sont effectuées en 2D ainsi qu'en 3D. La Figure 5-19 montre les maillages 2D et 3D pour cette étude. En 2D et 3D, pour des raisons de symétrie par rapport au plan de fissure, seulement un demi-anneau est modélisé. La fissure va se propager dans le plan de symétrie situé du côté droit de l'anneau (en couleur rouge dans la figure). Les modélisations sont effectuées par la méthode X-FEM, les éléments dans la zone en couleur rouge sont enrichis avec 64 points de Gauss dans chaque élément. La taille de maille dans cette zone est fixée à $(50 \times 50)\mu m^2$, soit la même que pour les CT et les anneaux isothermes. Le reste du maillage (en couleur verte dans la figure) est constitué d'éléments standards linéaires à 4 nœuds. $\frac{1}{4}$ de rondin est modélisé pour effectuer le chargement mécanique. Le maillage 3D est obtenu par extrusion, du maillage 2D sur la $\frac{1}{2}$ épaisseur de l'éprouvette (25 mm). Nous avons 3 éléments dans l'épaisseur du maillage 3D. Afin de modéliser les conditions de symétrie, les conditions mécaniques aux limites sont les suivantes pour les modélisations 2D :

- Pour la ligne (L_ref1) sur le plan de symétrie situé du côté gauche de l'anneau, dont ses éléments sont standards, les déplacements U_Y sont bloqués pour tous les nœuds de cette ligne (L_ref1).
- Pour la ligne (L_ref2) sur le plan de symétrie situé du côté droit de l'anneau, qui est maillée avec des éléments XFEM, l'approximation du champ de déplacement comporte non seulement les inconnues traditionnelles (U_X , U_Y), mais aussi les inconnues correspondant aux fonctions supplémentaires introduites pour la méthode X-FEM : la fonction saut (H) et la base de fonctions singulières (F). Les deux relations suivantes doivent être vérifiées pour tous les nœuds situés sur L_ref2 :
 - ✓ $U_X(+\theta) = U_X(-\theta)$
 - ✓ $U_Y(+\theta) = -U_Y(-\theta)$

Le détail des conditions aux limites est fourni dans l'annexe B.

- Le chargement de l'anneau est effectué en imposant le déplacement U_Y au point P_CHAR du rondin. Nous supposons que le rondin est toujours en contact avec l'anneau, et qu'il n'y a pas de décollement entre ces deux composants au cours de l'essai.
- Pour empêcher un mouvement d'ensemble, le déplacement suivant U_X du rondin est bloqué.

Les mêmes conditions aux limites que celles citées ci-dessus sont appliquées aux modélisations 3D, avec en plus une condition suivant U_Z pour le plan de symétrie à mi épaisseur. Ce plan comprend deux parties : une modélisée par des éléments standards (de couleur verte) et une autre modélisée par les éléments XFEM (de couleur rouge). Les déplacements U_Z sont bloqués sur la première, et sur la dernière, la condition $U_Z(+\theta) = U_Z(-\theta)$ doit être vérifiée. L'amarrage de la machine n'est pas modélisé car l'anneau peut être considéré comme une plaque infinie. Le retour des ondes n'intervient pas à la pointe de fissure pendant la propagation et l'arrêt de fissure (Jung, 1999).

Les modélisations pour 520LI-A et 520UP comprennent trois parties: la mise en charge mécanique, la mise en charge thermique et la propagation de fissure. L'anneau 520SG n'a pas subi de chargement mécanique, sa modélisation comprend uniquement les deux dernières parties. Nous imposons les hypothèses :

- des déformations planes pour les calculs en 2D,
- des Petites Déformations Petits Déplacements (PDPD) pour tous les calculs.

Le front de fissure est courbé sur l'éprouvette, mais nous le considérerons comme une droite dans un premier temps afin de faciliter les calculs en 3D. La longueur initiale de fissure est une valeur moyenne mesurée sur le faciès de rupture de l'anneau (Tableau 5-2).

La modélisation de la mise en charge mécanique est effectuée en statique, c'est pourquoi la viscosité du matériau n'intervient pas dans cette partie. Nous utilisons la loi de comportement élastoplastique présentée dans le chapitre I pour cette partie. La $\frac{1}{2}$ ouverture est évaluée au point P_COD. La Figure 5-20 présente les comparaisons des courbes « force-ouverture » expérimentales et simulées (2D & 3D) pour l'anneau 520LI-A et l'anneau 520UP. Nous remarquons une bonne qualité des courbes simulées, surtout pour les modélisations en 3D.

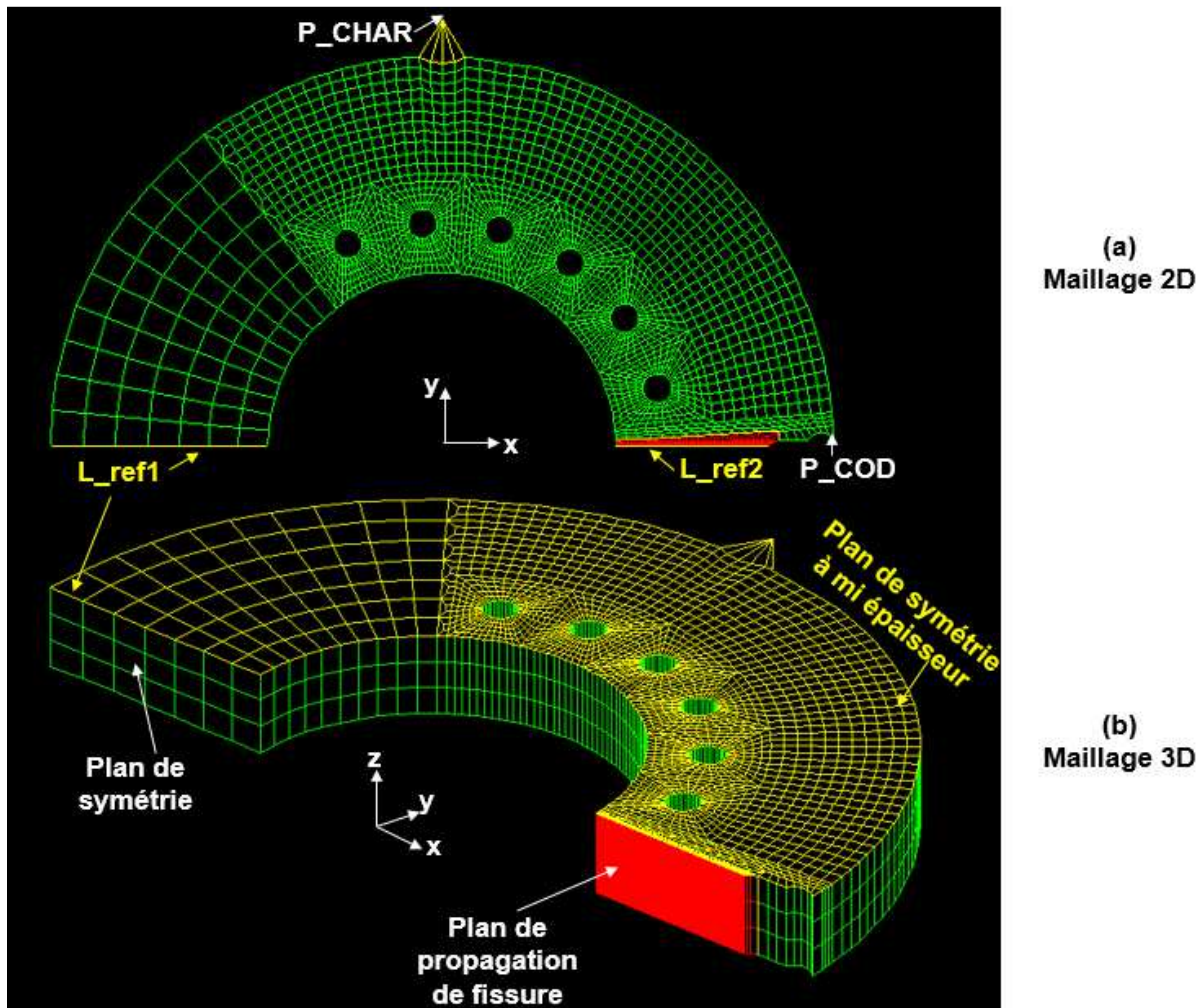


Figure 5-19 : Maillage de l'anneau en 2D (a) et en 3D (b)

v

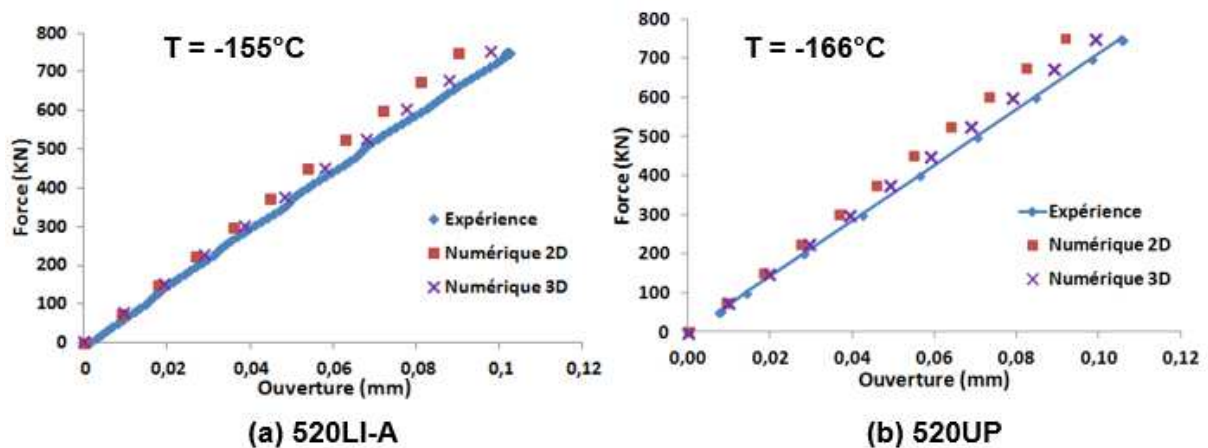


Figure 5-20 : Comparaison avec les expériences de la courbe « force-ouverture » pour l’anneau 520LI-A (a) et l’anneau 520UP(b) au cours de la mise en charge mécanique

5.4.1 Mise en charge thermique

Après la mise en charge mécanique, le même niveau de force est maintenu jusqu’à la fin de l’essai. Nous effectuons un choc thermique par injection d’eau chaude à travers les trous sur l’anneau. La fissure s’amorce sous une combinaison de chargements mécanique et thermique pour les anneaux 520LI-A et 520UP. Par contre, elle s’amorce uniquement sous un chargement thermique pour l’anneau 520SG. Dans cette partie du mémoire, nous allons présenter les modélisations du chargement thermique. L’objectif est de déterminer le champ des températures dans l’anneau en cours d’essai et à l’amorçage pour l’imposer lors du calcul de propagation de fissure.

Les conditions aux limites pour les modélisations thermiques en 2D sont illustrées dans la Figure 5-21 :

- Flux thermique nul sur le contour extérieur de l’anneau ($\Phi_1 = 0$).
- Flux thermique nul sur l’axe de symétrie ($\Phi_2 = 0$, $\Phi_3 = 0$).
- Un échange thermique par convection entre l’eau chaude et l’anneau sur les contours des trous (Φ_{eau}). La température de l’eau chaude est considérée à 90°C. Le coefficient d’échange est noté h_{eau} .
- Un échange thermique par convection entre l’air et l’anneau sur le contour intérieur. En effet, le ventilateur de l’enceinte thermique est situé en face du contour intérieur, l’air circule plus vite à cette endroit, nous supposons donc un échange thermique ici. Le coefficient d’échange est noté h_{air} .

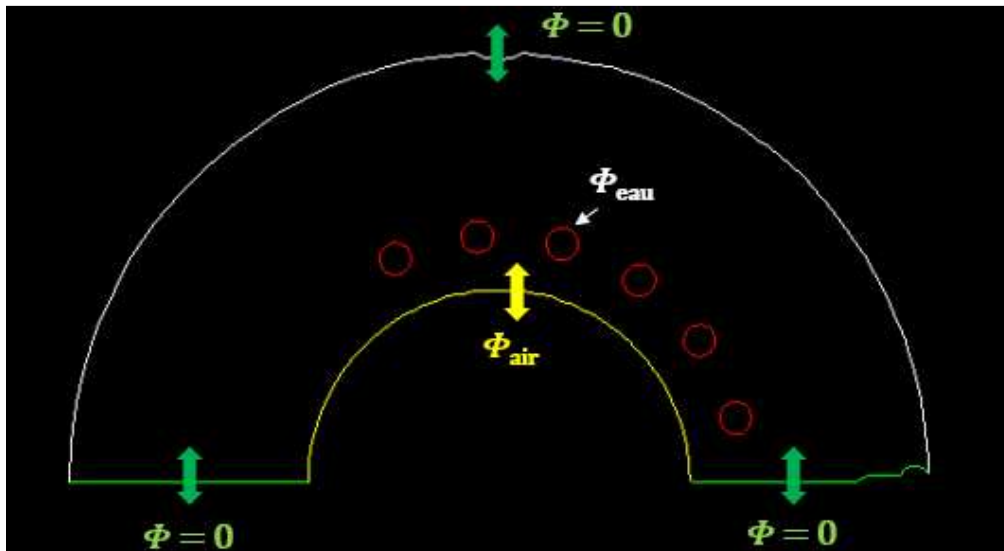


Figure 5-21 : Conditions aux limites pour la modélisation de choc thermique en 2D

Nous avons les mêmes conditions aux limites pour les modélisations en 3D.

Les modélisations sont réalisées en statique sous CASTEM avec le schéma non-linéaire suivant (Yuritzinn 2012) :

$$\left(\theta K + \left(\frac{1}{\Delta t} C \right) \right) T(t + \Delta t) = \left[(\theta - 1)K + \frac{1}{\Delta t} C \right] T(t) + Q(t + \Delta t) \quad \text{Équation 5-1}$$

Où T est la température de l'anneau;

Q est le flux de chaleur entrant;

t est le temps et Δt est l'intervalle de temps de calcul;

K et C sont les matrices respectives de conductivité et de capacité ;

θ est le paramètre de relaxation du schéma ($\theta = 0,5$, valeur correspondant au schéma Nicolson, schéma qui est stable).

Les caractéristiques de l'acier 16MND5 : le comportement statique en traction de -50°C à -175°C , le coefficient de dilatation (α), la conductivité thermique (K) et la capacité calorifique (C_p) dépendent de la température. Nous pouvons trouver le détail de ces caractéristiques utilisées dans cette thèse dans le chapitre I. La masse volumique est fixée à 7800 kg/m^3 . Par contre, les coefficients d'échange par convection avec l'eau (h_{eau}) et avec l'air (h_{air}) dépendent aussi de la température. Ces paramètres ont besoin d'être optimisés afin de mieux reproduire numériquement l'évolution des températures expérimentales.

En effet, le coefficient d'échange avec l'air (h_{air}) est faible devant celui avec l'eau (h_{eau}). Afin de simplifier les calculs, nous supposons que h_{air} reste le même pour tous les anneaux. Sa valeur est la même que celle proposée par Reytier et al. (2006) : $400 \text{ W/m}^2/^{\circ}\text{C}$. Nous optimisons ensuite h_{eau} pour chaque essai. Les résultats pour les trois essais sont synthétisés dans le Tableau 5-3.

	Essais	T ₀ (°C)	F _{méca} (kN)	Temps de choc thermique (s)	h _{eau} (T = -175°C)	h _{eau} (T = +90°C)
520SG	CRITER6	-167	5	14,7	3000	8000
520UP	CRITER7	-166	750	16	1500	4000
520LI-A	LISN2014-117	-155	750	26	1500	3000

Tableau 5-3 : coefficients d'échange par convection entre l'eau et l'anneau (h_{eau}) obtenus après optimisation (W/m²/°C)

Les qualités des modélisations thermiques en 3D sont montrées dans la Figure 5-22, la Figure 5-23 et la Figure 5-24 respectivement 520LI-A, 520UP et 520SG. Nous comparons les résultats des modélisations après optimisation des coefficients d'échange (h_{eau}) avec les évolutions des températures expérimentales relevées par les thermocouples. Nous constatons que les courbes des simulations en 3D reproduisent globalement assez bien les expériences. Pour les anneaux 520LI-A et 520SG, 10 des 12 courbes de simulations et expérimentales sont confondues. Une différence de température se trouve sur TC12 pour 520LI-A. Cette température est relevée par un thermocouple de type T à mi épaisseur de l'éprouvette. La différence de cette température entre la modélisation et l'expérience peut être liée à trois raisons :

- le thermocouple de type T possède un temps de réponse plus long que ceux de type K. Nous n'avons pas observé ce phénomène pendant la mise en froid. En effet, cette dernière est assez lente (environ 1h). Or, le choc thermique est assez rapide, nous pouvons donc constater la différence entre ces deux types de thermocouples.
- sachant que nous avons percé un trou dans l'anneau pour placer ce thermocouple, il peut exister un défaut de contact pendant l'essai car le thermocouple n'est pas fixé. Ceci peut générer un écart de mesure.
- il peut y avoir un gradient de température dans l'épaisseur de l'éprouvette comme celui constaté par Bouyne (1999) et Hajjaj (2006) pendant leurs expériences. Néanmoins, notre modélisation en 3D ne prend pas en compte cet effet à cause du faible nombre d'éléments dans l'épaisseur, et surtout à cause de la symétrie dans les conditions aux limites choisies pour le chargement thermique : elles sont identiques sur la face extérieure qu'à mi-épaisseur. Cependant, comme nous avons déjà vu dans Figure 5-7, la différence de température expérimentale est seulement de 5°C entre la surface (TC7) et la mi-épaisseur (TC12) pendant la propagation de fissure, nous pouvons donc négliger cette différence pour nos modélisations.

Il existe aussi une différence de température sur TC5 entre l'essai et la simulation pour 520SG, vu que ce thermocouple est assez loin du chemin de fissure, nous pouvons considérer que ceci n'est pas gênant pour nos modélisations. Les modélisations thermiques en 2D donnent les mêmes résultats car nous négligeons le gradient de température dans l'épaisseur de l'éprouvette, elles sont fournies dans l'annexe F.

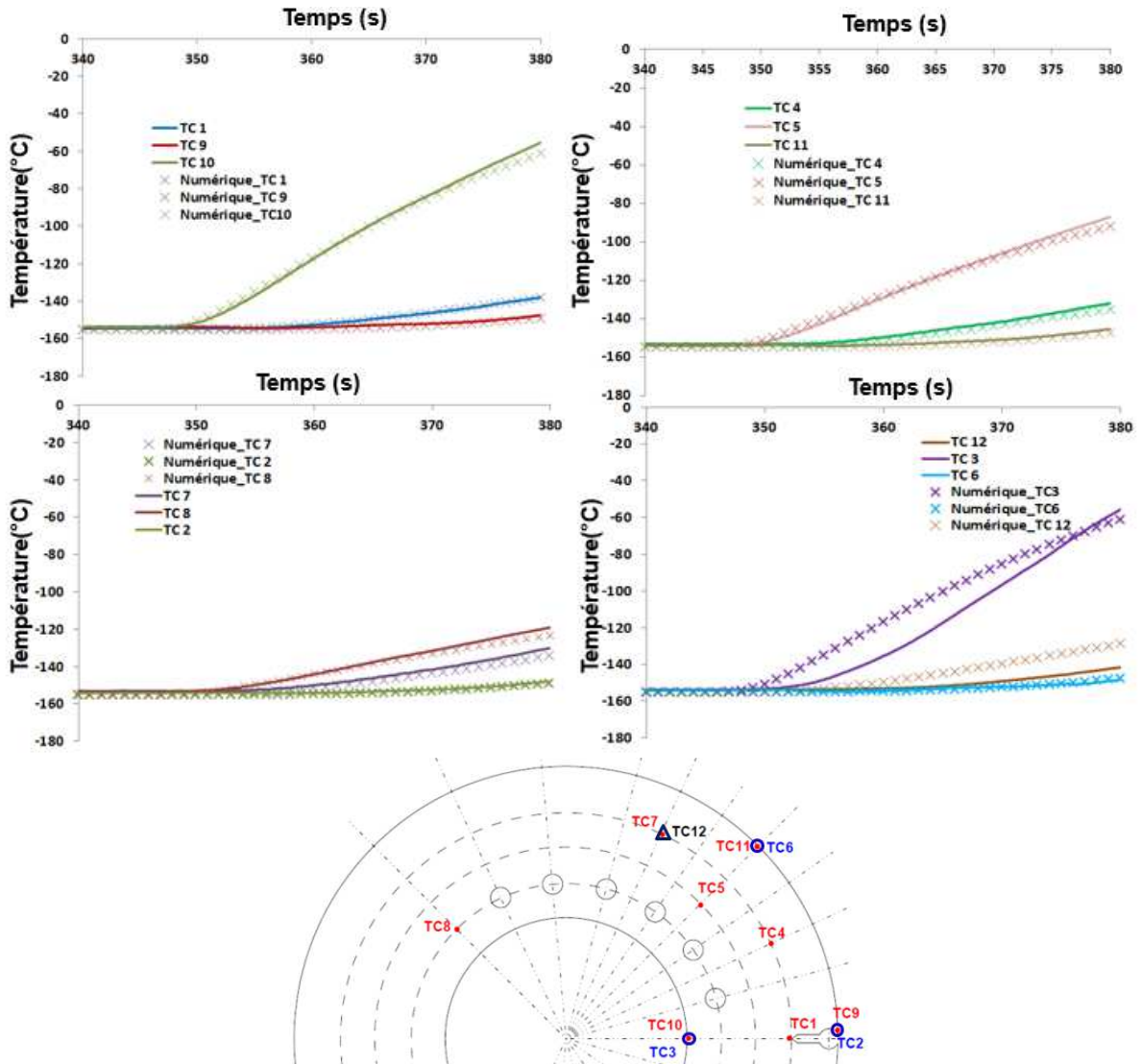


Figure 5-22 : Evolution de la température expérimentale des thermocouples sur l’anneau 520LI-A et comparaison avec la simulation après optimisation du coefficient d’échange avec l’eau (h_{eau})

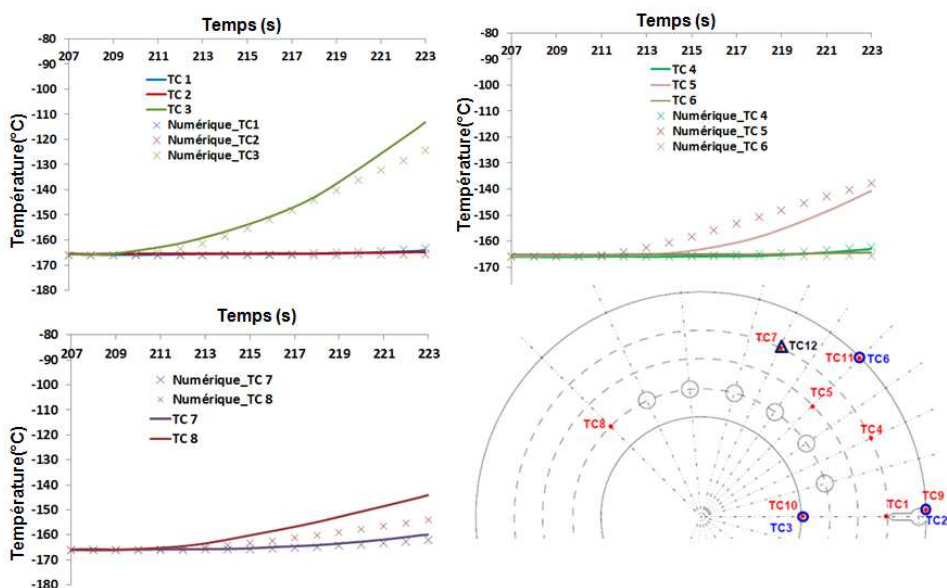


Figure 5-23 : Evolution de la température expérimentale des thermocouples sur l’anneau 520UP et comparaison avec la simulation après optimisation du coefficient d’échange avec l’eau (h_{eau})

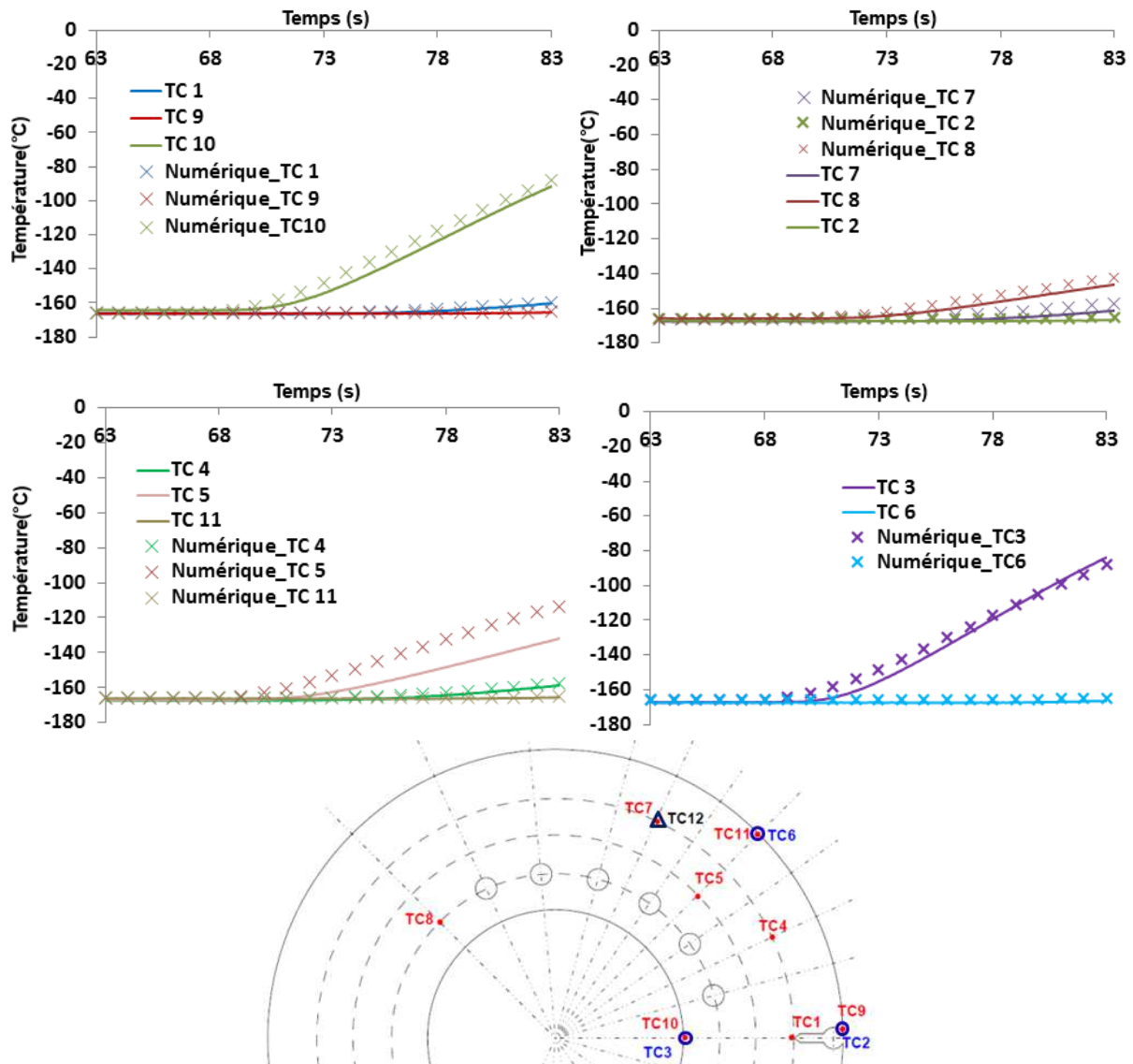


Figure 5-24 : Evolution de la température expérimentale des thermocouples sur l'anneau 520SG et comparaison avec la simulation après optimisation du coefficient d'échange avec l'eau (h_{eau})

Nous nous intéressons particulièrement à la température sur le chemin de fissure pendant la propagation de fissure. Nous considérons que le champ des températures n'évolue pas pendant la propagation de fissure car le temps de la propagation est très court (environ 0,1 ms). Le champ des températures reste donc le même qu'à l'amorçage. La comparaison des températures sur le chemin de fissure à l'instant d'amorçage pour trois anneaux est présentée dans la Figure 5-25. Ces résultats sont obtenus par la modélisation en 2D ou en 3D. En effet, les modélisations en 2D et en 3D sont équivalentes pour les calculs thermiques car elles ont les mêmes conditions aux limites. Les températures sont entre -75°C et -160°C . Elles restent dans la gamme de température dans laquelle nous avons identifié la loi de comportement 16MND5 (de -50°C à -175°C). L'évolution de la température n'est pas la même pour les trois anneaux. Ceci est lié aux conditions expérimentales, par exemple la température initiale de l'eau chaude et le débit d'injection d'eau etc. Par ailleurs, les températures simulées sont en bon accord avec celles données par les thermocouples placés sur le trajet de fissure (TC1, TC3 et TC10).

D'après les modélisations, la température de la pointe de fissure à l'instant d'arrêt est de -93°C , -134°C et -87°C pour respectivement l'anneau 520LI-A, 520UP et 520SG.

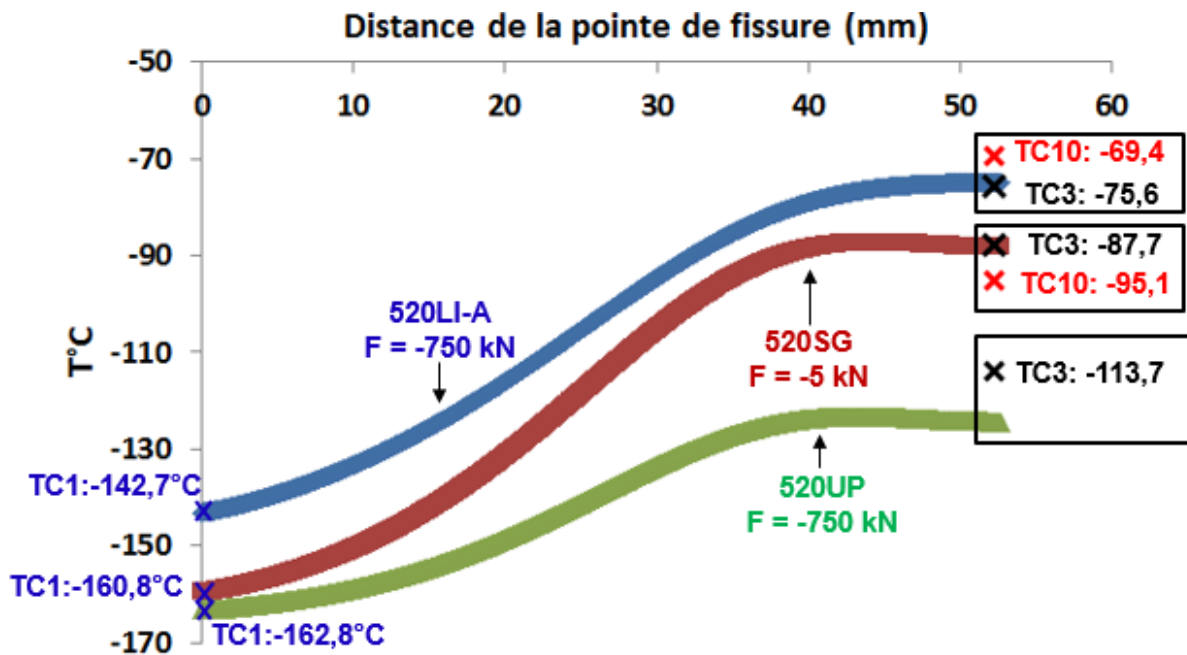


Figure 5-25 : Température simulée sur le trajet de fissure pour les trois anneaux à l'instant d'amorçage, comparée aux mesures des thermocouples placés sur le trajet de fissure (TC1, TC3 et TC10)

Les ouvertures de fissure en fonction du temps sont calculées en 2D et en 3D pour les trois essais. Elles sont comparées aux expériences. Les résultats sont présentés dans la Figure 5-26. Il existe deux augmentations successives de l'ouverture pour l'anneau 520LI-A et 520UP. Elles représentent l'ouverture de l'anneau pendant respectivement, la mise en charge mécanique jusqu'à 750 kN, et le choc thermique. Ce dernier est sous chargement mécanique constant. Les deux anneaux s'ouvrent d'environ 0,1 mm pendant la mise en charge mécanique, et d'environ 0,1 mm de plus pendant le choc thermique. L'anneau 520SG ne subit pas de chargement mécanique, les 0,08 mm d'ouverture de cet anneau sont dus uniquement au choc thermique. La modélisation en 3D reproduit bien l'ouverture expérimentale, surtout pour 520LI-A et 520SG pendant le choc thermique. Cependant la modélisation en 2D surestime à chaque fois l'ouverture. Nous avons observé le même phénomène sur les modélisations sur les anneaux isothermes chargés en mode mixte. Cette différence n'est donc pas liée aux caractéristiques thermiques du matériau. Elle est due à l'hypothèse des déformations planes faite pour les modélisations en 2D.

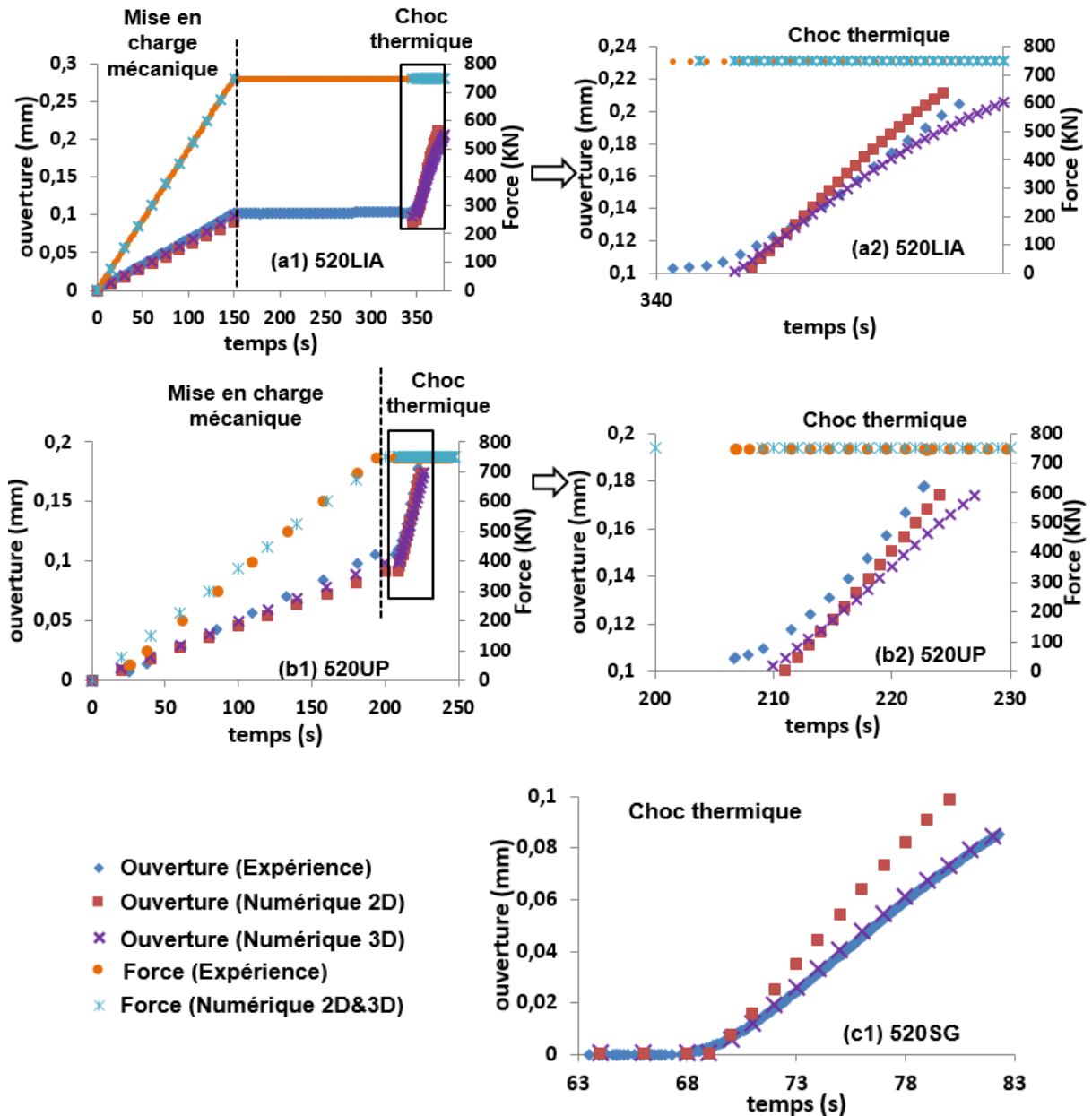


Figure 5-26 : Comparaison avec les expériences de l'ouverture de fissure en fonction du temps calculée en 2D et en 3D

Les isovaleurs de contrainte circonférentielle ($\sigma_{\theta\theta}$) à l'amorçage, issues du calcul élastoplastique pour les trois anneaux sont données sur la Figure 5-27. Sans chargement mécanique (520SG), nous constatons des zones de traction en couronne externe et de compression en couronne interne. Ceci est dû au gradient thermique radial présent dans l'anneau. Le chargement mécanique ajoute une autre zone en compression au niveau de l'appui avec les rondins. Ceci élargit aussi la zone en compression sur le chemin de la fissure. C'est bien pour cette raison que la propagation de fissure est plus longue sur l'anneau 520SG car la fissure s'arrête dans une zone en compression.

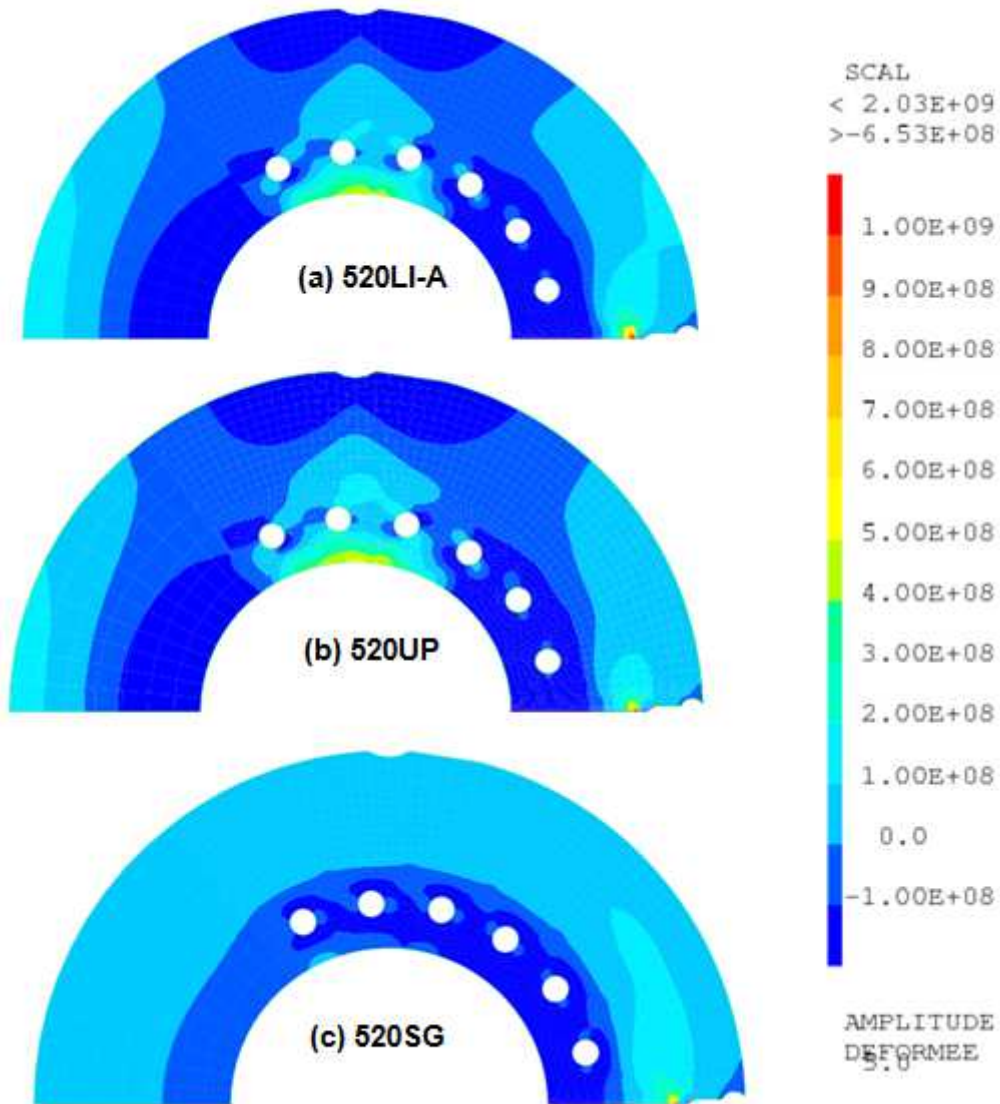


Figure 5-27 : Contrainte circonférentielle à l'instant d'amorçage (en Pa, déformé $\times 5$). Calcul élastoplastique

5.4.2 Prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure

Nous considérons que le champ des températures dans l'anneau n'évolue pas pendant la propagation de fissure. En effet, le temps de la propagation de fissure est très court, il est de l'ordre de 0,1 ms, le champ des températures dans l'anneau évolue peu pendant ce temps. Nous appliquons donc le champ de température calculé précédemment à l'amorçage, pendant tout le calcul de propagation et d'arrêt de fissure. Pour le chargement mécanique, nous maintenons pendant toute la propagation le même niveau de force qu'à l'amorçage sur le centre du rondin (P_CHAR dans la Figure 5-19). Les modélisations de la propagation et de l'arrêt de fissure sont réalisées d'une manière prédictive. Elles sont faites en 2D ainsi qu'en 3D. Ceci permet de déterminer l'influence des bords de l'anneau.

Les simulations en 2D sont réalisées en déformations planes. Nous rappelons ici le principe du calcul prédictif déjà présenté dans le chapitre III (Figure 3-1).

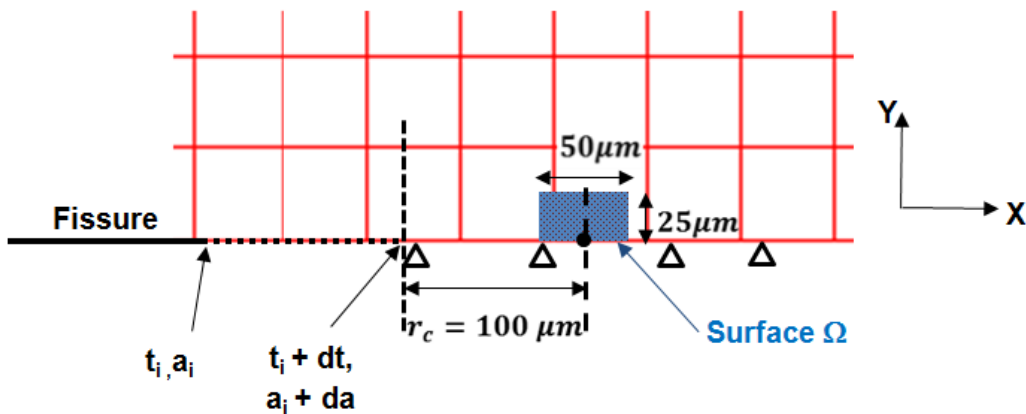


Figure 5-28 : Principe du calcul prédictif

A l'instant t_i , nous avons une longueur de fissure a_i . Nous cherchons pour le prochain pas du calcul un couple (dt, da) permettant de satisfaire le critère de convergence à $100\mu\text{m}$ de la pointe de fissure (Équation 3-1):

$$\frac{|\sigma_I(t_i+dt) - \sigma_{IC}(t_i+dt)|}{\sigma_I(t_i+dt) + \sigma_{IC}(t_i+dt)} < \text{Tolérance} \quad \text{Équation 5-2}$$

La contrainte critique σ_{IC} dépend de la vitesse de déformation plastique, sa forme a été identifiée dans le chapitre II à partir des essais isothermes sur CT25 (Équation 2-11).

$$\sigma_{IC} = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}_{pl})^{0,29}) \quad \text{pour } r_c = 100 \mu\text{m} \quad \text{Équation 5-3}$$

avec $\sigma_{stat} = 1400 \text{ MPa}$

Afin de diminuer l'erreur numérique, la contrainte principale maximale (σ_1) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) sont moyennées sur un domaine Ω ($50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$) à $100\mu\text{m}$ devant la pointe de fissure. L'augmentation de la vitesse de propagation entraîne d'une part une baisse de la contrainte à la pointe de fissure, d'autre part une augmentation de la vitesse de déformation plastique. Par conséquent, la contrainte critique augmente. C'est pour cette raison que la vitesse de propagation se stabilise dans l'éprouvette.

Il existe deux façons pour réaliser les calculs prédictifs :

- L'incrément de temps (dt) fixé, nous cherchons à chaque pas du calcul l'avancée de fissure (da) qui vérifie le critère.
- L'incrément de temps (da) fixé, nous cherchons à chaque pas du calcul l'avancée de fissure (dt) qui vérifie le critère.

Ces deux méthodes sont équivalentes, mais ces deux paramètres doivent être bornés, nous pouvons trouver le détail dans le chapitre II. Dans ce chapitre, nous adoptons la première méthode : $dt = 0,5\mu\text{s}$. La tolérance est fixée à 3%.

Nous utilisons le même principe pour les simulations en 3D. Le maillage est le même que pour le calcul thermique, nous avons trois couches d'éléments dans la demi-épaisseur de l'anneau (25 mm). Seule une couche d'éléments au cœur de l'anneau située sur le chemin de propagation est susceptible de satisfaire le critère. Le front de fissure expérimental est courbé sur l'anneau, mais dans le calcul nous considérons qu'il est représenté par une droite dans un premier temps

afin de simplifier les calculs. L'avancée de fissure est la même au cœur et sur les bords de l'anneau à chaque pas du calcul.

Nous avons à chaque nœud du maillage une loi de comportement statique correspondant à sa température. Pour effectuer les modélisations en dynamique, nous utilisons la loi de comportement viscoplastique de type Symonds & Cowper. Les paramètres de cette loi (D,p) pour le 16MND5 ont été identifiés par Bousquet (2012) à cinq températures différentes : -150°C, -125°C, -100°C, -75°C et -50°C. Les valeurs de son identification sont fournies dans le Chapitre II. Cependant, nous ne pouvons pas les utiliser pour modéliser le choc thermique. En effet, les valeurs des paramètres n'ont pas une évolution monotone avec la température, ce qui est peu physique. Nous ne pouvons donc pas calculer les paramètres (D, p) par interpolation pour les températures intermédiaires. Pour des raisons de simplicité, nous considérons en premier temps que les valeurs des paramètres (D, p) sont constantes pour les températures considérées au cours de l'essai.

Nous utilisons deux méthodes pour déterminer les valeurs des paramètres (D, p) :

- Une première méthode permettant de reproduire aux mieux les courbes expérimentales à différente vitesse de déformation plastique. Ces dernières sont obtenues par les essais sur les barres Hopkinson. L'identification du modèle s'appuie sur les valeurs expérimentales pour des déformations plastiques de 2% et 5%. Ces valeurs correspondent à la plage de la déformation plastique dans nos essais de propagation et d'arrêt de fissure.
- Une seconde méthode permettant de reproduire aux mieux la loi de comportement identifié par Bousquet (2012) à -150°C. En effet, comme nous avons déjà vu dans le Chapitre II, Il existe un écart non négligeable entre la loi de comportement identifiée par Bousquet et les courbes expérimentales à -150°C. Notre critère de propagation et d'arrêt de fissure est basé sur les lois de comportement identifiées par Bousquet. En plus, -150°C est une température prédominante au cours de la propagation de fissure, surtout pour l'anneau 520UP. C'est pourquoi nous cherchons à reproduire aux mieux le modèle de Bousquet à cette température.

Avec la première méthode, nous avons $D = 50\,000\text{ s}^{-1}$ et $p = 6$. La Figure 2-2 nous présente les nouvelles lois de comportement à trois températures différentes : -150°C, -125°C et -100°C. Elles sont comparées avec les expériences sur les barres Hopkinson, et avec celles identifiées par Bousquet. Nous remarquons que le couple des paramètres (D,p) que nous avons choisi permet de reproduire les courbes expérimentales pour une plage de déformation plastique autour de 3% aux trois températures. Les lois de comportement sont proches de celles identifiées par Bousquet à -125°C et à -100°C, mais la différence est non négligeable à -150°C.

Avec la deuxième méthode, nous avons $D = 20\,000\text{ s}^{-1}$ et $p = 3$. Les lois de comportement avec ce couple de paramètres sont présentées dans la Figure 5-30. Elles sont aussi comparées avec les expériences sur les barres Hopkinson, et avec celles identifiées par Bousquet. A -150°C, nos courbes correspondent mieux aux modèles de Bousquet à faible vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p < 1000\text{ s}^{-1}$). A -125°C et -100°C, nos courbes correspondent bien aux modèles de Bousquet à forte vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p > 1000\text{ s}^{-1}$). L'utilisation de ces lois de comportement pour modéliser les essais de choc thermique est raisonnable. En effet, la vitesse de déformation plastique est plutôt faible à basse température (-150°C), et elle augmente avec la température.

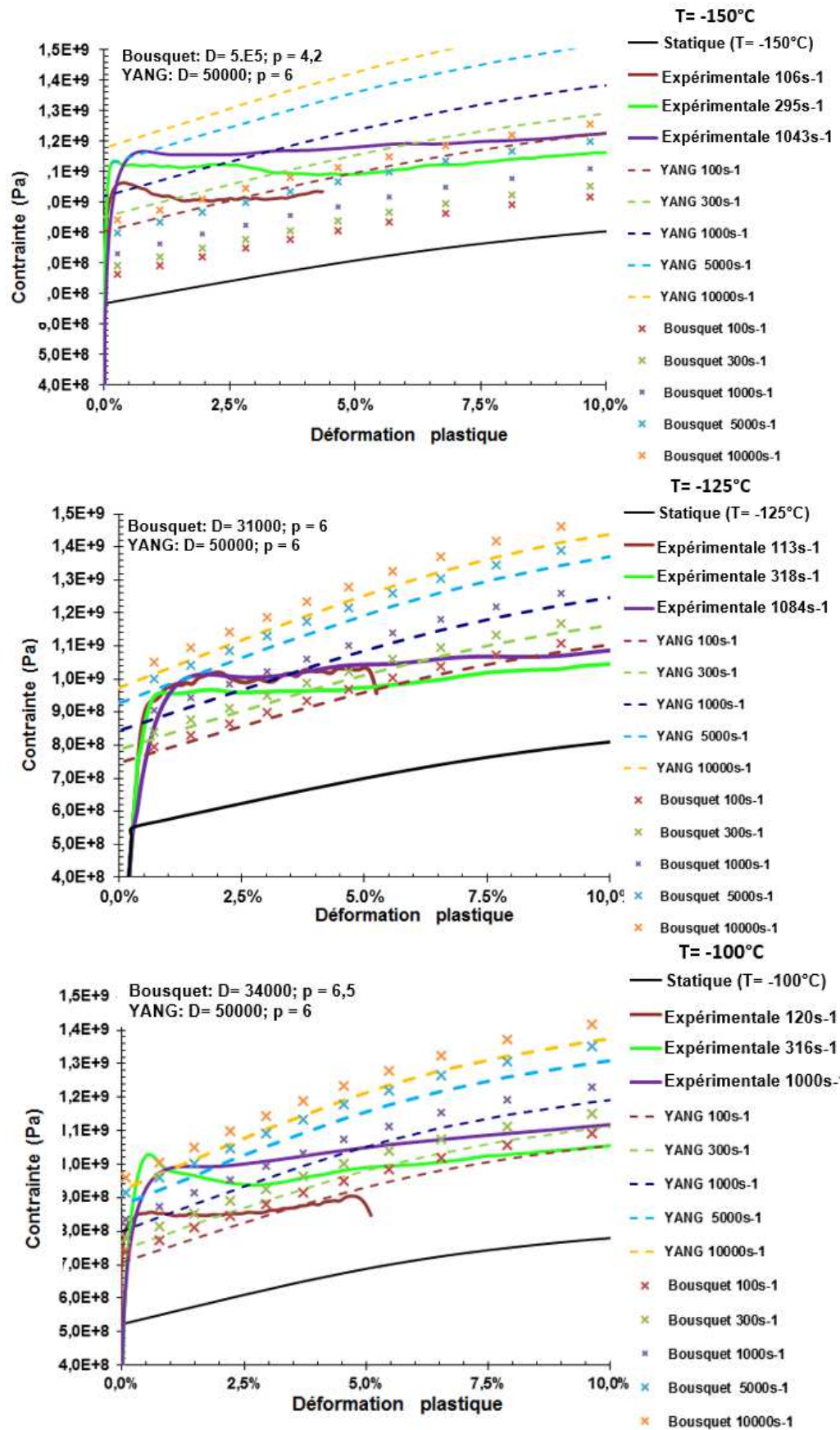


Figure 5-29 : Comparaison avec l'expérience des modèles de Cowper-Symonds identifiés par Bousquet (2013) et par la méthode 1 à -150°C , -125°C et -100°C

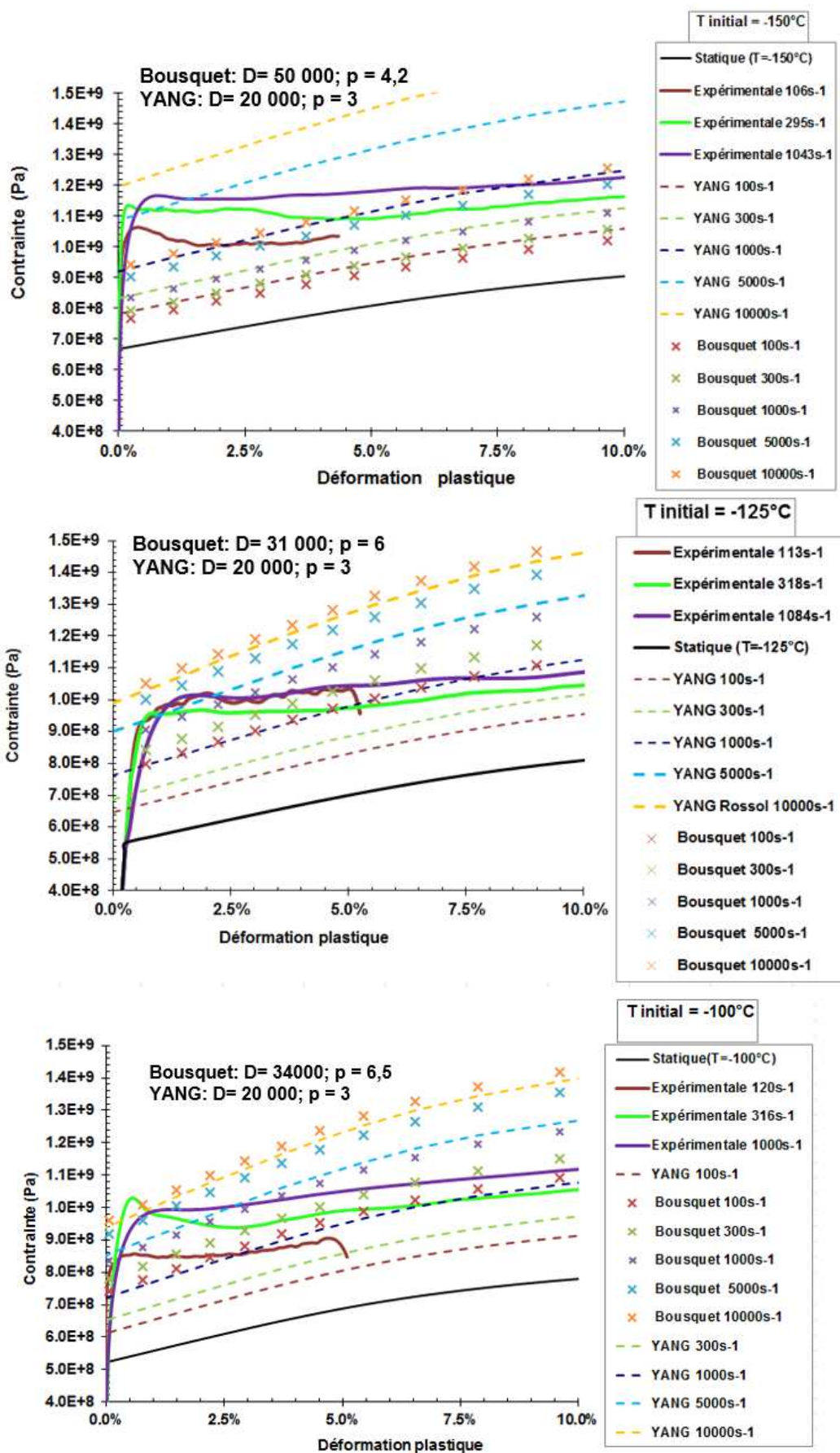


Figure 5-30 : Comparaison avec l'expérience des modèles de Cowper-Symonds identifiés par Bousquet(2013) et par la méthode 2 à -150°C , -125°C et -100°C

Avec $D = 50\,000\text{ s}^{-1}$ et $p = 6$, les avancées de fissure en fonction du temps prédites (2D & 3D) pour les trois essais sont présentées dans la Figure 5-31. Ces résultats sont comparés aux expériences. Nous pouvons prédire le changement de vitesse au cours de la propagation car les courbes de modélisation contiennent au moins deux pentes de vitesse, conformément à l'avancée de fissure expérimentale mesurée par la caméra rapide sur l'anneau 520LI-A. Sur les faciès de rupture nous observons que les longueurs des avancées de fissures sont différentes aux différents points dans l'épaisseur de l'éprouvette. Généralement la fissure se propage plus au cœur qu'aux bords de l'éprouvette (cas 520LI-A et 520SG), sauf pour l'anneau 520UP. L'avancée de fissure sur cet anneau n'est pas symétrique, la longueur de fissure est de 23,7 mm sur un côté, et de 28,3 sur l'autre côté, soit 4,6 mm de différence. Ceci peut être lié à un problème d'alignement entre l'amarrage et l'anneau. De ce fait, la plage de l'arrêt de fissure expérimentale pour chaque anneau est indiquée dans la figure. Nous prédisons bien les longueurs de fissure à l'arrêt de fissure pour les anneaux 520LI-A et 520UP, qui ont subi un chargement mécanique de 750kN en plus du chargement thermique. Nous surestimons l'avancée de fissure pour 520SG qui est uniquement sous un chargement thermique. Les résultats sont conservatifs car nous ne sous-estimons pas l'avancée de fissure. Nous constatons que la modélisation en 3D surestime plus l'avancée de fissure qu'en 2D. Ceci est dû au maillage. En effet, le maillage en 3D est obtenu par extrusion du maillage en 2D. Le nombre de point de Gauss dans chaque élément est le même pour le maillage en 2D et 3D. La taille d'un élément sur le chemin de fissure est de $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ pour le maillage en 2D, et de $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m} \times 8,3\ \text{mm}$ pour le maillage en 3D. La densité de point de Gusse est donc plus faible dans le maillage en 3D. Par conséquent, le calcul en 3D est moins précis. L'objectif du calcul en 3D est d'évaluer l'effet du bord sur la propagation et l'arrêt de fissure. Cependant, cet objectif n'est pas atteint à cause du faible nombre d'éléments dans l'épaisseur, et de l'hypothèse du front de fissure rectiligne dans les modélisations en 3D.

Avec $D = 20\,000\text{ s}^{-1}$ et $p = 3$, les avancées de fissure en fonction du temps prédites (2D & 3D) pour les trois essais sont présentées dans la Figure 5-32. Les résultats sont similaires à ceux avec $D = 50\,000\text{ s}^{-1}$ et $p = 6$. Nous pouvons prédire la longueur de fissure à l'arrêt pour les anneaux 520LI-A et 520UP. En revanche, nous surestimons toujours la longueur de fissure à l'arrêt pour l'anneau 520SG qui subit uniquement un chargement thermique. Les longueurs de fissure à l'arrêt sont proches avec ces deux différents couples de paramètres (D, p), ceci montre que notre critère n'est pas très sensible à ces paramètres.

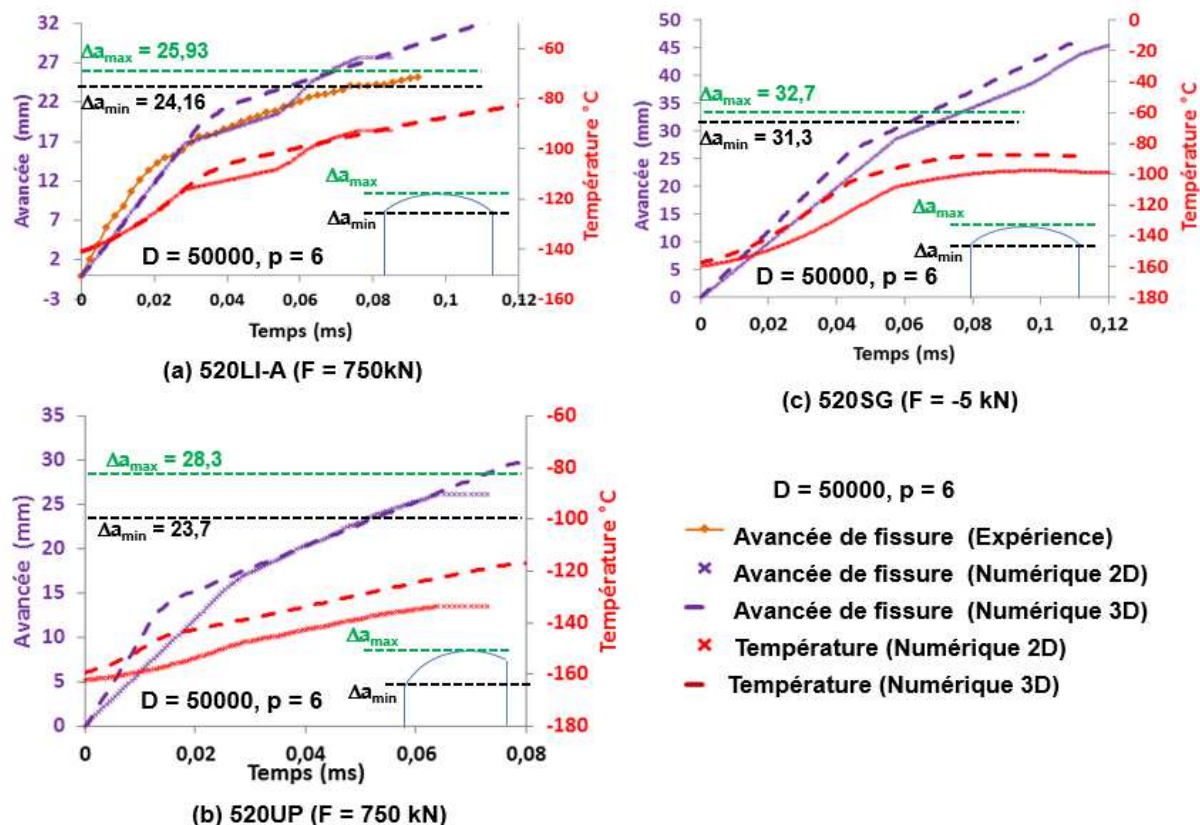


Figure 5-31 : Avancées de fissure prédites, ainsi que la température à la pointe de fissure pour les anneaux 520LI-A (a), 520UP(b) et 520SG (c) ($D = 50\,000$, $p = 6$).

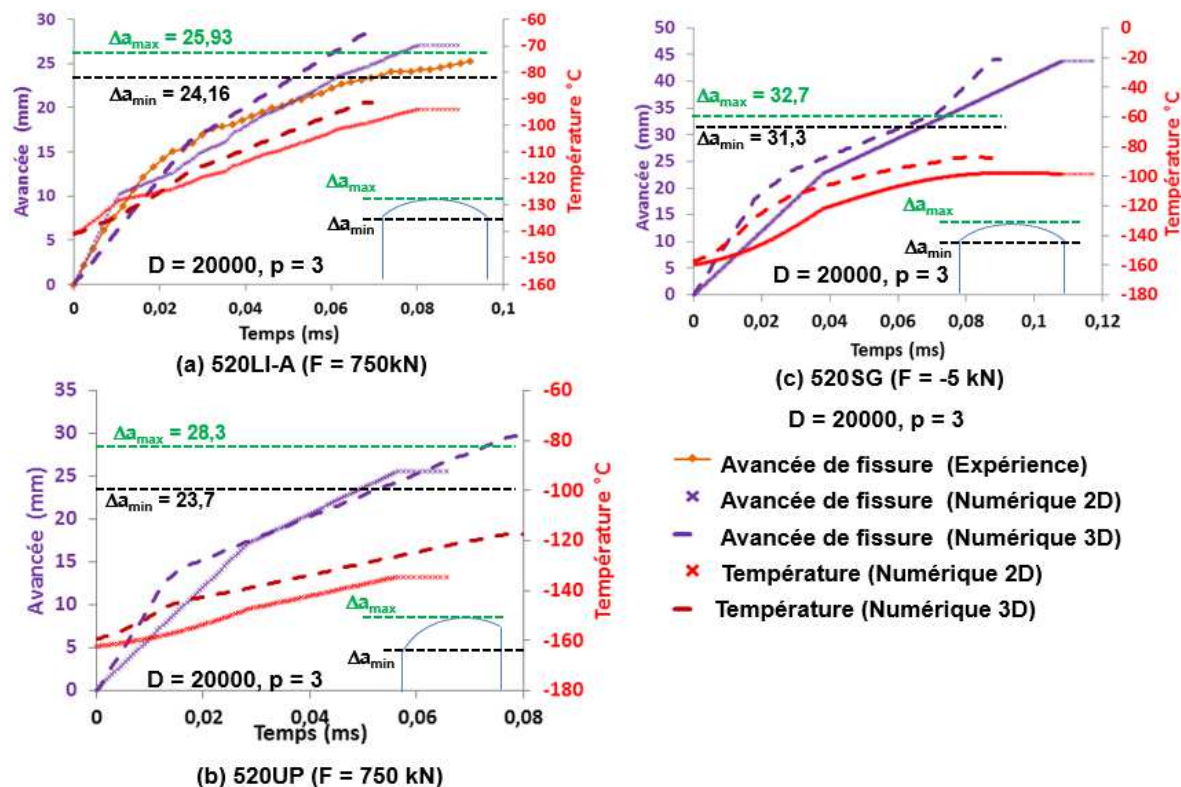


Figure 5-32 : Avancées de fissure prédites, ainsi que la température à la pointe de fissure pour les anneaux 520LI-A (a), 520UP(b) et 520SG (c) ($D = 20\,000$, $p = 3$).

5.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la pertinence du critère proposé dans le chapitre II pour les essais de choc thermique. En effet, le critère a été identifié en se basant sur les résultats d'essais isothermes sur éprouvettes CT dans le chapitre II. En revanche, les essais de choc thermique sur les anneaux sont anisothermes avec un chargement plus complexe, couplant mécanique plus thermique. La dimension de l'anneau ($\varnothing = 270$ mm) utilisé pour l'essai de choc thermique est plus grande que celle des CT25. La prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure dans une telle configuration permettra de tester la transférabilité du critère d'une éprouvette de petite échelle (CT25) à une éprouvette de grande échelle proche de la structure (anneau pour l'essai de choc thermique). Elle permettra aussi de tester la robustesse du critère dans des conditions de chargement complexes.

Trois essais ont été présentés dans ce chapitre. Deux d'entre eux (520LI-A et 52UP) sont soumis à une combinaison de chargements mécanique (750kN) et thermique. Un autre (520SG) est uniquement sous chargement thermique. La température initiale de l'éprouvette est autour de -160°C . Un choc thermique est ensuite créé par injection d'eau chaude (environ 90°C) au niveau du diamètre interne de l'anneau à travers les trous dans les anneaux. Nous avons donc un gradient de température théorique d'environ 250°C (entre l'eau chaude d'environ 90°C et la température initiale de l'éprouvette d'environ -160°C) sur le chemin de fissure. Il est plus faible que celui sur les disques (environ 800°C) utilisés pour l'essai de choc par Hajjaj (2006). L'avantage de notre essai est d'éviter le problème du « mur thermique » et de maîtriser les conditions aux limites du chargement thermique (contact entre l'eau chaude et l'anneau). L'essai de choc thermique réalisé dans cette thèse (520LI-A) a été amélioré par rapport aux essais précédents (520UP, 520SG). La propagation de fissure est suivie par une caméra rapide. Il permet d'avoir des données expérimentales plus fiables et plus précises pour valider les modélisations. Les résultats expérimentaux montrent que la fissure se propage plus loin dans l'anneau sans chargement mécanique que dans ceux avec chargement mécanique préalable. En effet, lors de l'amorçage, la zone en compression est plus faible dans la première configuration de fissure, et la fissure s'arrête dans la zone en compression. La vitesse moyenne de propagation de fissure est de 600m/s comme celle observée sur les CT testées en isotherme.

L'analyse du faciès de rupture montre les mêmes phénomènes que sur les éprouvettes CT. Nous pouvons distinguer trois zones pendant la propagation et l'arrêt de fissure liées à des niveaux de vitesse de propagation différentes : une phase transitoire, un régime établi et une phase d'arrêt. Le mécanisme de rupture principal est de clivage pendant l'essai. Des ligaments parallèles au sens de propagation ont été également observés sur le faciès de rupture. Les ligaments ont rompus principalement en mode ductile pendant l'essai, mais nous avons trouvé des ligaments non rompus proches de l'arrêt de fissure.

Les modélisations pour les trois essais ont été réalisées en 2D ainsi qu'en 3D. Au cours de la simulation de la mise en charge thermique, nous avons optimisé les coefficients d'échange par convection entre l'eau chaude et l'anneau. Cela nous permet de mieux reproduire les évolutions de température expérimentales sur l'anneau. La température de la pointe de fissure à l'instant d'arrêt est de -93°C , -134°C et -87°C pour respectivement l'anneau 520LI-A, 520UP et 520SG. La plage des températures pour les trois essais de choc thermique se situe entre -166°C et -87°C . Elle reste dans la gamme de températures dans laquelle nous avons identifié la loi de comportement 16MND5 (-175°C à -50°C) et le critère de propagation et d'arrêt de fissure.

La mise en charge thermique et mécanique est modélisée en statique, le comportement du matériau est élastoplastique pour cette phase. Cependant, pour la phase de propagation et d'arrêt de fissure, les calculs sont faits en dynamique. Le comportement du matériau devient viscoplastique. La loi de comportement est de type Cowper-Symond, les couples des paramètres (D,p) identifiés par Bousquet (2012) ne peuvent pas être utilisés dans ce type de calcul. En effet, leurs évolutions en fonction de la température ne sont pas linéaires, nous ne pouvons donc pas faire d'interpolation pour les températures intermédiaires. Nous avons dans un premier temps fixé les valeurs des paramètres (D, p) indépendante de la températures afin d'effectuer les calculs.

Deux couples de paramètres ont été testés. Les optimisations de leur valeurs sont effectuées à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C . Le premier couple de paramètres ($D = 50\ 000$, $p = 6$) permet de reproduire aux mieux, à toutes les températures, les courbes expérimentales, obtenues sur les barres Hopkinson, pour une plage de déformation plastique entre 2% et 5%. Le deuxième couple de paramètres ($D = 20\ 000$, $p = 3$) permet de reproduire les lois de comportement identifiées par Bousquet dans les situations suivantes: à basse température (-150°C) pour les faibles vitesses de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p < 1000\text{s}^{-1}$), à haute température (-125°C ou -100°C) pour les fortes vitesses de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p > 1000\text{s}^{-1}$).

Les calculs de la propagation et de l'arrêt de fissure ont été réalisés de manière prédictive. Le critère utilisé est celui identifié sur les essais isothermes sur CT dans le chapitre II. Les résultats avec ces deux couples des paramètres sont similaires. Ceci montre que notre critère n'est pas très sensible aux paramètres (D, p). Nous pouvons prédire les deux phases dans la propagation de fissure sur tous les essais : la vitesse est élevée au début, elle est ensuite ralentie. En termes de longueur de fissure à l'arrêt, les résultats sont très satisfaisants pour les essais avec un chargement couplé mécanique plus thermique (520LI-A, 520UP). La distance à l'arrêt prédite est en adéquation avec le Δa_{max} mesuré sur le faciès de rupture à mi épaisseur. En effet, les simulations en 2D et en 3D prédisent uniquement la propagation et l'arrêt de fissure à mi épaisseur de l'éprouvette, car en 2D, nous avons l'hypothèse des déformations planes (DP) qui représente le cœur de l'éprouvette ; et en 3D, nous appliquons le critère uniquement sur le plan de symétrie au cœur. En revanche, nous surestimons la longueur de fissure à l'arrêt pour l'anneau qui subit uniquement un chargement thermique (520SG). Ce type d'essai est discriminant car il n'y a pas de chargement mécanique. Cependant, la modélisation sur ce type essai a plus d'exigence sur les conditions aux limites, sur la loi de comportement et sur le champ des températures. Malgré toutes les approximations sur les modélisations, les résultats prédictifs restent conservatifs.

En conclusion, la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les essais de choc thermique montre la bonne transférabilité du critère, d'une part de l'essai isotherme à l'essai anisotherme, et d'autre part de l'éprouvette de petite dimension à une autre géométrie de plus grande dimension.

Chapitre VI

Bifurcation et branchement de fissure

Sommaire

6	Bifurcation et branchement de fissure.....	241
6.1	Introduction	245
6.2	Bifurcation de fissure sur les CT rallongées.....	245
6.2.1	Essais isothermes sur les CT rallongées.....	245
6.2.2	Les origines de la bifurcation de fissure.....	249
6.2.3	Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT rallongées ..	252
6.3	Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 classiques en prenant en compte l'instabilité dans la direction de propagation.....	262
6.4	Bifurcation de fissure sur les CT25 trouées.....	263
6.4.1	Descriptions et résultat expérimentaux	263
6.4.2	Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 trouées ..	266
6.5	Modélisation du branchement de fissure	269
6.6	Conclusion	272

6.1 Introduction

Une fissure chargée sous des conditions symétriques ne se propage pas toujours sur son plan de symétrie. Un certain nombre d'essais réalisés sur des géométries d'éprouvettes non standards (CT rallongées, CT trouées) l'ont montré. En effet, ces essais sont effectués pour vérifier la transférabilité du critère proposé dans cette thèse. Cependant, nous trouvons que la fissure bifurque sur ces types d'éprouvette. C'est pourquoi ce chapitre est dédié à l'étude de la bifurcation de fissures et à la modélisation de ce phénomène à l'aide du critère de propagation et d'arrêt défini précédemment.

Nous présenterons tout d'abord les essais sur les CT rallongées. Puis, nous cherchons les origines de la bifurcation de fissure. Nous ajouterons ensuite dans notre critère, un autre critère afin de prendre en compte les origines de la bifurcation de fissure. Avec ces deux critères, nous réaliserons les modélisations pour les essais sur plusieurs types des éprouvettes : CT rallongée, CT25 classique et CT25 trouée.

Dans ce chapitre, nous allons également effectuer des modélisations qualitatives sur le branchement de fissure qui peut intervenir au moment de l'amorçage.

6.2 Bifurcation de fissure sur les CT rallongées

6.2.1 Essais isothermes sur les CT rallongées

La géométrie de l'éprouvette CT rallongée est présentée dans la Figure 6-1. Elle est comparée à celle de l'éprouvette CT25 classique. La CT rallongée utilisée dans cette étude a une hauteur identique à celle de son homologue CT25 (60 mm), mais une largeur double (100 mm). Deux épaisseurs d'éprouvette sont utilisées dans cette étude : 25 mm et 10 mm.

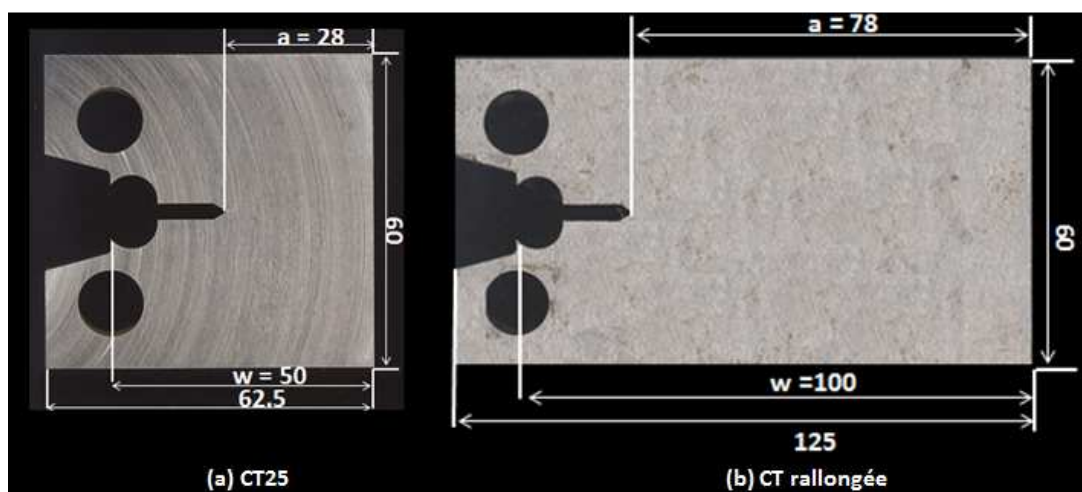


Figure 6-1 : Géométries des éprouvettes CT25 et CT rallongée

6.2.1.1 Description des essais

Le dispositif de l'essai est le même que pour les essais sur CT25 classique (voir chapitre II). Il est montré sur la Figure 6-1. L'éprouvette CT rallongée est placée dans une enceinte thermique. Elle est maintenue entre les amarrages de la machine par deux goupilles. Trois thermocouples de type K sont soudés sur l'éprouvette afin de contrôler la température. Un clip gage (Instron

2670-122, n°224) est utilisé pour mesurer l'ouverture de fissure. Nous utilisons la même caméra rapide (Phantom V710) que dans les essais précédents pour suivre la propagation et l'arrêt de fissure.

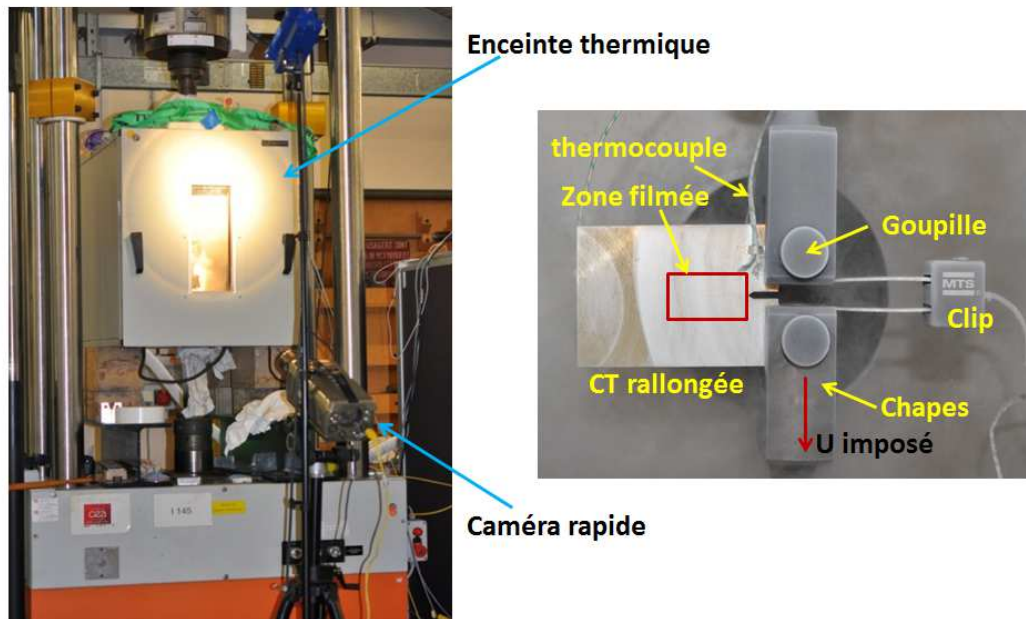


Figure 6-2 : Dispositif de l'essai sur les CT rallongées

Dans un premier temps, les éprouvettes CT rallongées sont pré fissurées d'environ 2 mm par fatigue afin de créer une vraie fissure à partir de l'entaille usinée. Cette opération est effectuée à température ambiante sur une machine MTS servo-hydraulique de 500 kN au LISN. L'amplitude de charge ΔK diminue de 25 à 12 $MPa \cdot \sqrt{m}$ pendant la procédure afin de minimiser la plasticité en pointe de fissure.

Les éprouvettes sont ensuite refroidies par injection d'azote dans une enceinte thermique. Une force de 0,5 kN est imposée au cours du refroidissement afin d'éviter une mise en charge de l'éprouvette due à sa rétractation avec le froid. La vitesse de refroidissement est réglée à $-3^\circ\text{C}/\text{min}$ pour atteindre la température de consigne. Afin d'assurer une température homogène dans l'éprouvette, nous laissons la température se stabiliser pendant au minimum 30 minutes une fois la température de consigne atteinte.

La mise en charge de l'essai de traction est pilotée à partir du logiciel de MTS. Le vérin tire l'éprouvette vers le bas, il se déplace de $2 \mu\text{m}/\text{s}$ jusqu'à l'amorçage. Ensuite, la propagation de fissure se fait à déplacement imposé constant, dont la valeur est celle à l'instant d'amorçage. Le déplacement du vérin, la force et l'ouverture de l'éprouvette sont enregistrés pendant la mise en charge.

Enfin, l'avancée de fissure est suivie par une caméra rapide. La vitesse d'acquisition est de 328 500 i/s . La résolution de 128×80 pixels est choisie sur une zone de $29 \text{ mm} \times 17 \text{ mm}$ (encadrée en rouge dans la figure). Sur ce type d'éprouvette, il n'est pas possible de filmer toute la propagation. Cependant, la taille choisie pour la zone filmée permet d'avoir la vitesse de propagation sur la 1^{ère} moitié de la propagation et également de voir l'endroit de la bifurcation.

6.2.1.2 Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé 10 essais sur les CT rallongées avec une épaisseur de 25mm, et nous les comparons aux 8 autres essais avec une épaisseur de 10mm. Ces derniers ont été réalisés par Bousquet (2013), l'auteur a découvert la bifurcation de fissure sur ce type de l'éprouvette. Cette thèse reprend ce type d'essai, mais avec une épaisseur de l'éprouvette de 25mm, pour étudier la bifurcation de fissure. Nous avons amélioré les essais dans cette thèse en les filmant par une caméra rapide. Cela nous permet d'avoir le trajet de fissure, ainsi que la vitesse de propagation. Nous n'avons pas les données à l'amorçage des 8 essais réalisés par Bousquet (2013). Cependant, nous avons leurs trajectoires de fissure, ceci enrichi notre base donnée pour étudier les trajets de fissure sur les CT rallongées. L'ensemble des données disponibles relatives à l'amorçage, ainsi que le type de trajet de fissure sont résumés dans le Tableau 6-1. Parmi ces essais, la fissure sur 520LQ-B s'arrête juste après l'amorçage ($\Delta a \approx 13\text{mm}$), la fissure sur 520LQ-C s'arrête au milieu de l'éprouvette avant de bifurquer, son avancée de fissure est d'environ 33mm. Ces deux essais ont des niveaux de K_J plus faibles à l'amorçage par rapport aux autres éprouvettes avec une épaisseur de 25mm. Il n'est donc pas surprenant que les avancées de fissure sur ces deux éprouvettes soient les plus faibles aussi. Sur le reste des 16 essais, les fissures s'arrêtent toutes proches du bord d'éprouvette. La moitié (8 essais) des fissures est branchée (deux branches de fissure à l'amorçage), et l'autre moitié des fissures est bifurquée. Nous constatons que l'énergie stockée à l'amorçage K_J est plus élevée pour les fissures branchées.

Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Température (°C)	ouverture à rupture (mm)	force à rupture (kN)	KJ (Mpa√m)	Trajet de fissure
520LN-A	25	26.5	-150	0.31	53.85	70.18	branché
520LN-B	25	26.5	-150	0.30	52.37	68.24	bifurqué
520LN-C	25	26	-125	0.64	90.15	130	branché
520LN-D	25	25.5	-150	0.27	49.58	64.6	bifurqué
520LQ-A	25	26.5	-150	0.32	55.65	72.51	branché
520LQ-B	25	26	-150	0.18	31.77	40.92	rectiligne *
520LQ-C	25	26	-125	0.22	40.35	52.1	rectiligne *
520LQ-D	25	25.5	-150	0.27	49.07	62.48	bifurqué
520LQ-E	25	25.5	-150	0.35	66.14	84.22	branché
520LQ-F	25	26.5	-150	0.29	51.53	67.15	bifurqué
520LL-AO	10	24.5	-150	0.18	14.10	43,87	bifurqué
520LL-AW	10	24.5	-150	0.18	13.74	40,07	bifurqué
520LL-AU	10	24,5	-150				bifurqué
520LL-AP	10	25,5	-150				bifurqué
520LL-AS	10	24.5	-150				branché
520LL-AR	10	24.5	-150				branché
520LL-AT	10	24,5	-150				branché
520LL-AX	10	25,5	-150				branché

Tableau 6-1 : Données expérimentales à l'amorçage et type de trajet pour les CT rallongées

Cette partie est dédiée à l'étude de la bifurcation de fissure. Les trajets des fissures bifurqués sont illustrés dans la Figure 6-3. Il faut noter que pendant les essais, les fissures peuvent bifurquer aléatoirement vers le côté haut ou vers le côté bas de l'éprouvette. Vu que l'éprouvette

initiale est symétrique, afin de rendre plus claire la comparaison des trajets de fissure, nous représenterons tous les trajets dans le même côté de l'éprouvette (côté haut dans la figure).

Nous remarquons une dispersion sur les trajets. La valeur de K_I à l'amorçage varie entre 62,48 et 68,24 MPaVm pour les CT rallongées avec une épaisseur de 25mm. Nous remarquons que K_I à l'amorçage ne varie pas beaucoup, même s'il semblerait que plus le niveau de K_I est élevé, plus le trajet de fissure est courbé. Cette tendance n'étant pas très marquée et les trajets de fissure restent dispersés. Cela nous laisse penser qu'il doit également y avoir un côté aléatoire sur le trajet de la fissure.

Les trajets de fissures sont mélangés pour les différentes épaisseurs des éprouvettes (25mm et 10mm). L'épaisseur de l'éprouvette ne semble donc pas avoir une influence directe sur le trajet de fissure.

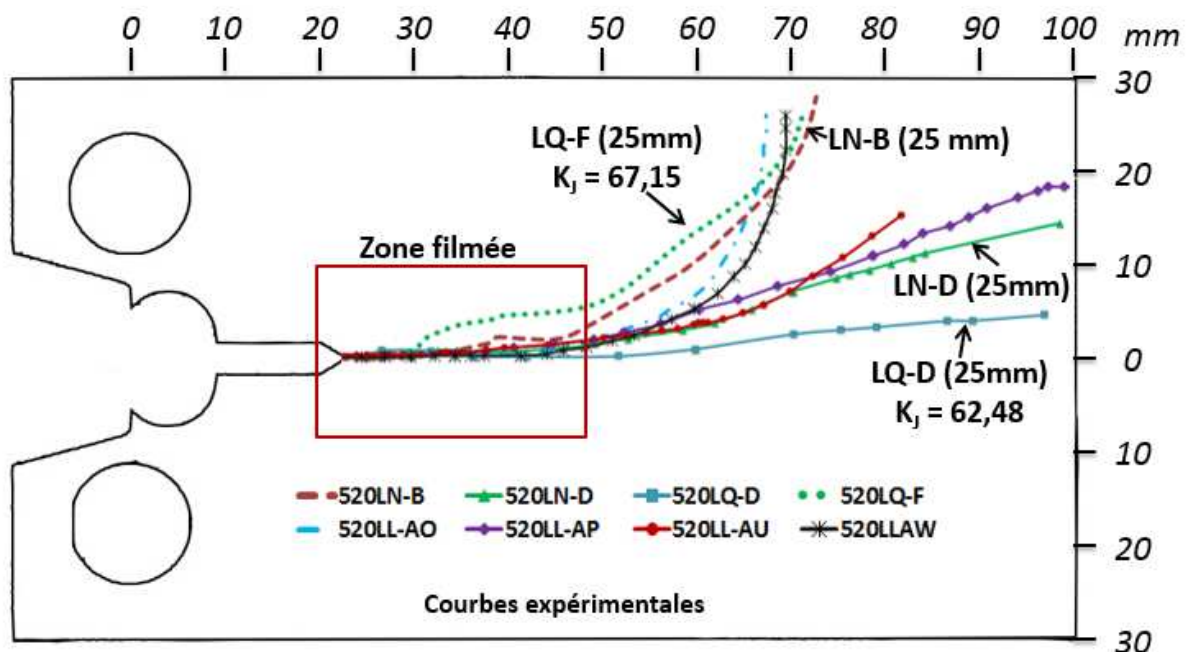


Figure 6-3 : Trajets de fissure expérimentaux sur CT rallongée

Limité par la capacité de la caméra, seul le début de la propagation a été filmé (carré rouge sur la Figure 6-1). Nous pouvons cependant évaluer la vitesse de propagation en début de propagation. L'avancée de fissure en fonction du temps, ainsi que la vitesse de propagation sont fournies dans la Figure 6-4. Pour les quatre essais avec une épaisseur de 25mm, la vitesse moyenne de propagation est de 600 m/s, soit la même que pour les CT25 et les anneaux en choc thermique. Regardons la Figure 6-3 et la Figure 6-4(b) ensemble, Il semble y avoir une corrélation entre la vitesse de propagation à l'amorçage et la courbure du trajet de fissure : la fissure tourne plus tôt (520LN-B ou 520LQ-F) quand la vitesse de propagation à l'amorçage est élevée (≈ 1000 m/s) ; le trajet de fissure est relativement plat (520LQ-D) quand la vitesse à l'amorçage est plus faible (≈ 600 m/s).

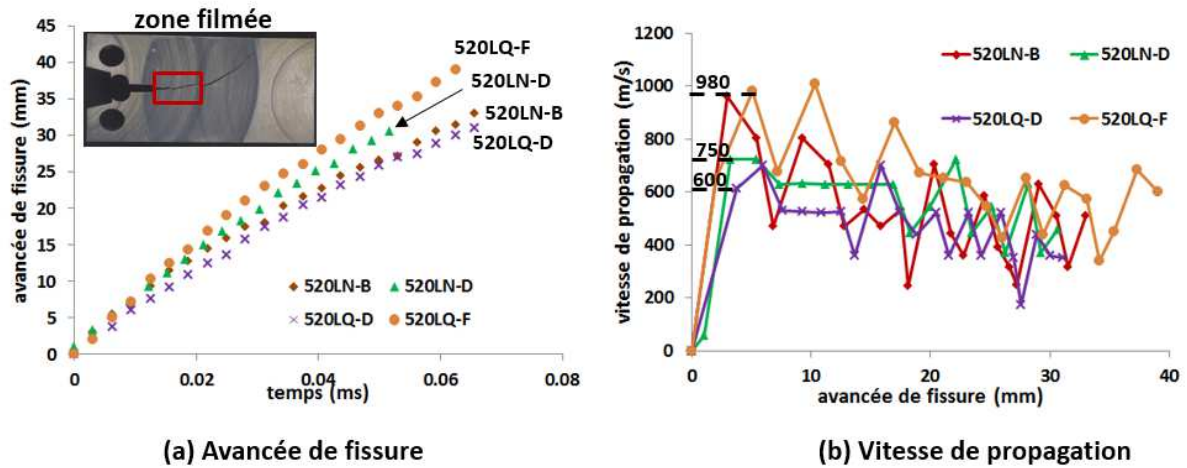


Figure 6-4 : Résultats expérimentaux au début de la propagation sur les CT rallongées. (a) L'avancée de fissure en fonction du temps. (b) la vitesse de propagation en fonction de l'avancée de fissure.

6.2.2 Les origines de la bifurcation de fissure

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre II, il existe deux types de trajet de fissure sur les éprouvettes CT25 classiques: le trajet rectiligne et le trajet branché. Nous n'observons pas de bifurcation de fissure sur les CT25. En revanche, pour les CT rallongées, sauf dans le cas des très faibles propagations (520LQ-B : $\Delta a \approx 13\text{mm}$ et 520LQ-C : $\Delta a \approx 33\text{mm}$), la fissure est soit bifurquée, soit branchée. Nous n'observons pas de fissure rectiligne sur les CT rallongées. La seule différence entre les éprouvettes CT25 et CT rallongées est la longueur d'éprouvette ($W = 50\text{ mm}$ pour les CT25, et $W = 100\text{ mm}$ pour les CT rallongées). C'est cette caractéristique qui conduit à l'instabilité du trajet de la fissure. La bifurcation de fissure a été classiquement observée sur les éprouvettes Double Cantilever Beam (DCB). Afin de reproduire la bifurcation de fissure sur les éprouvettes DCB, Sumi (1985) montre qu'il faut introduire une petite perturbation à l'amorçage. L'auteur introduit un faible angle, entre 3° et 8° , au premier pas du calcul, c'est-à-dire qu'initialement la fissure n'est pas sur le plan de symétrie. La fissure se propage dans la direction sur laquelle, le facteur d'intensité de contrainte de cisaillement (K_{II}) devient nul pour une infiniment petite avancée ((Gol'dstein et al, 1974)). Avec la petite perturbation à l'amorçage, la fissure quitte son plan initial et la bifurcation de fissure se produit. Le trajet prédictif correspond bien à l'expérience. L'auteur indique que la petite perturbation à l'amorçage provient de l'imperfection autour de la pointe de fissure, comme, par exemple, un défaut ou un grain mal orienté. Cela nous laisse penser qu'il n'y pas une direction unique, mais une multitude de directions dans laquelle la fissure peut se propager.

Dans le chapitre II, nous avons montré la présence de microfissures autour de la fissure principale. Limité par le temps de cette thèse, l'observation sur des coupes transversales de l'éprouvette CT rallongée n'a pas été effectuée. Cependant, il ne doit pas y avoir des grandes différences par rapport les coupes transversales de l'éprouvette CT25 classique, car ils sont de même type de matériau (16MND5), de même type de géométrie (CT). La Figure 2-14 présente une coupe transversale de la CT25 classique 520HO3A (-150°C) dans le régime établi. Nous pensons que ces microfissures sont liées à l'étendue de la plasticité se développant autour de la pointe de fissure. Bousquet (2013) propose que certains mécanismes de rupture pour l'amorçage en clivage soient également présents pendant la propagation. Il s'agit la création de microfissures, pilotée par la plasticité. Ces microfissures serviront de germes à la rupture. Elles sont ensuite amorcées par un critère en contrainte.

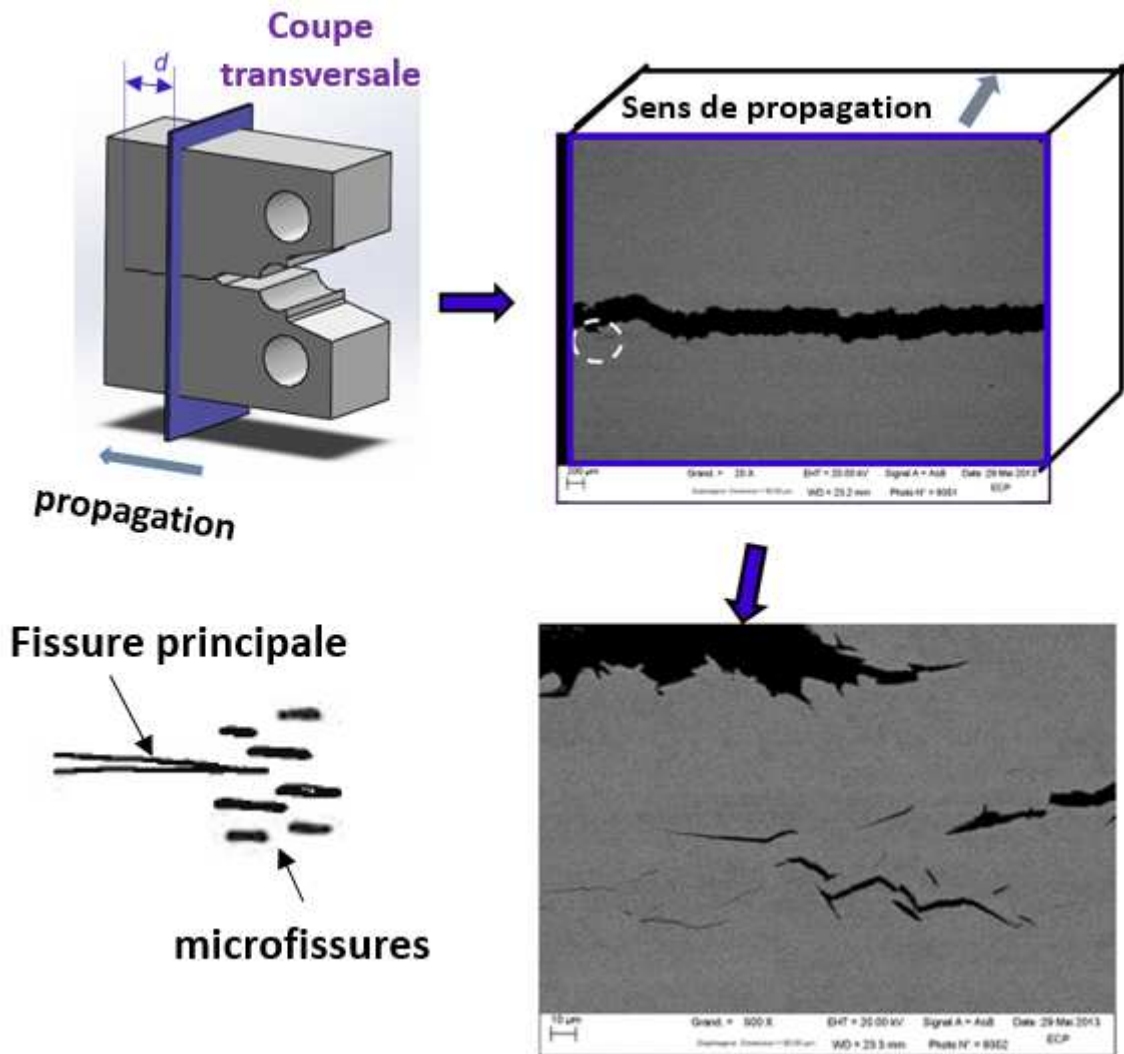


Figure 6-5 : Observation d'une coupe transversale de l'éprouvette CT25 classique 520HO3A (-150°C régime établi), mise en évidence des microfissures autour de la fissure principale

La Figure 6-6 montre les images de l'enregistrement de l'avancée de fissure au cours d'un essai sur une CT rallongée (520LN-B, -150°C). A l'amorçage, deux microfissures sont amorcées devant la pointe de fissures : notées respectivement 1a et 1b dans la figure. La branche 1b est ensuite arrêtée, la fissure continue à se propager suivant la branche 1a. Au prochain pas de propagation, deux autres microfissures à la pointe de fissures sont amorcées : notées respectivement 2a et 2b dans la figure. La branche 2a est ensuite arrêtée et la fissure continue à se propager suivant la branche 2b. A partir de ce scénario de propagation, nous pouvons obtenir deux conclusions :

- Plusieurs microfissures peuvent s'amorcer à la pointe de la fissure principale.
- La fissure principale rejoint l'une ou l'autre (ou les deux) microfissures amorcées en avant de la pointe.
- La direction de propagation n'est donc pas unique à chaque pas. Par exemple, au deuxième pas de propagation, la fissure peut se propager aléatoirement suivant la branche 1a ou la branche 1b.

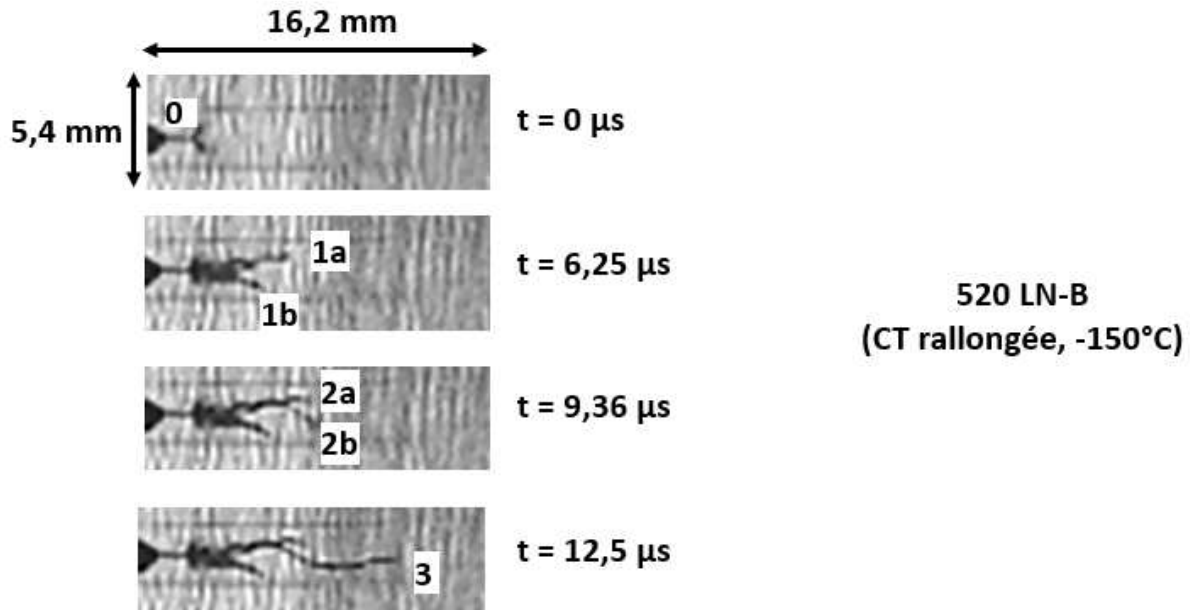


Figure 6-6 : Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT rallongée 520LN-B (B = 25mm, -150°C). La fissure se propage suivant 0->1a->2b->3.

La propagation de fissure peut être donc illustrée comme celle dans la Figure 6-7 : plusieurs microfissures sont créées dans la zone plastique (r_p) à la pointe de fissure, la fissure peut se propager vers les microfissures où les contraintes sont fortes (dans la zone α par exemple). Parmi les directions dans lesquelles nous avons de fortes contraintes (zone α), la fissure peut se propager aléatoirement dans un éventail de directions. La petite perturbation citée dans les travaux de Sumi (1985) peut être expliquée par ce côté aléatoire dans le choix de la direction de propagation. En revanche, ce côté aléatoire existe non seulement à l'amorçage, mais aussi pendant tout le trajet de propagation. Ceci est un effet bien visible sur les vidéos de propagation de fissure sur les CT rallongées.

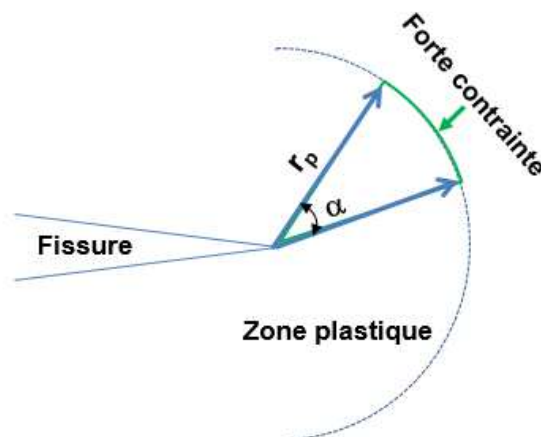


Figure 6-7 : Direction de propagation de fissure : la fissure se propage vers une zone où la contrainte est forte

La taille de la zone plastique en pointe de fissure était de l'ordre de $90\mu\text{m}$ sur la surface de l'échantillon pour l'acier ferritique haute résistance HSLA (Iung, 1980). Bouyne mesure la zone plastique sur l'acier $2^{1/4}\text{CrMo}$, il trouve qu'elle varie de $100\mu\text{m}$ pour une température de -200°C à $300\mu\text{m}$ pour une température de -100°C . Par la modélisation des essais de choc thermique sur l'acier 18MND5, Hajjaj (2006) trouve que la zone plastique est inférieure à $100\mu\text{m}$.

La fissure bifurque sur les CT rallongées, elle ne bifurque pas sur les CT25 classiques. Ceci montre que la géométrie joue aussi un rôle dans la bifurcation de fissure.

Pour conclure, les origines de la bifurcation de fissure sont :

- Existence d'un éventail de directions de propagation possible (et non une seule) due à la présence des microfissures en avant de la fissure principale.
- Côté aléatoire du choix de la direction de propagation prise par la fissure principale.
- Géométrie d'éprouvette qui favorise ce phénomène.

6.2.3 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT rallongées

6.2.3.1 Maillage et conditions aux limites

Les modélisations des essais sur CT rallongées avec bifurcation de fissure sont réalisées en 2D par la méthode X-FEM sous Cast3M. Le maillage en 2D est montré dans la Figure 6-8. La CT rallongée est entièrement maillée car la propagation de la fissure n'est pas symétrique. La zone de couleur rouge est maillée avec les éléments X-FEM ; chaque élément contient 64 points de Gauss. Le reste de couleur verte est maillé avec des éléments standards linéaires à quatre nœuds. La fissure peut se propager dans les éléments X-FEM (zone de couleur rouge dans la figure). Vu que le trajet de fissure est une inconnue dans la modélisation, nous maillons une zone assez grande en éléments X-FEM. Cela permet de limiter au maximum l'influence du maillage sur la propagation de fissure. Cependant, le fait d'avoir plus d'éléments en X-FEM augmente considérablement le nombre de points de Gauss dans le maillage. Par conséquent, le calcul devient très lourd si nous continuons à utiliser une taille de maille de $(50 \times 50)\mu m^2$ comme celle utilisée dans nos calculs dans les chapitres précédents. Afin d'économiser du temps de calcul, la taille de maille des éléments X-FEM est augmentée à $(200 \times 200)\mu m^2$. Pour un tel maillage, nous avons 72748 nœuds et 72408 éléments au total.

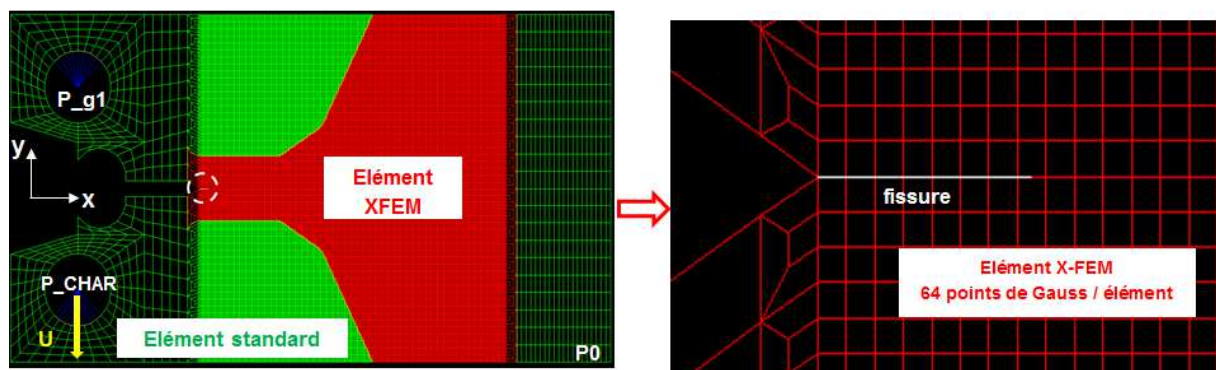


Figure 6-8 : Maillage 2D pour les CT rallongées

Comme pour les modélisations sur les CT25, $\frac{1}{4}$ de goupille est modélisé pour effectuer le chargement mécanique. Afin d'évaluer l'influence du montage d'essai sur la propagation et l'arrêt de fissure, nous effectuons des modélisations avec et sans prise en compte de la raideur du montage. Pour les modélisations avec le montage d'essai, nous modélisons l'amarrage et le vérin par des barres élastiques (non présentées sur la figure). Dahl (2012) a évalué la raideur expérimentale du montage ($K_{montage}$) à partir de l'Équation 2-5. La raideur du montage est la différence entre les inverses de la raideur totale (K_{totale}) et de la raideur de l'éprouvette

($K_{\text{épreuve}}$). Ces raideurs peuvent être évaluées à partir de la force (F_{test}), du déplacement du vérin (U_{test}) et de l'ouverture de l'éprouvette (Ouv_{test}) enregistrés pendant l'essai.

$$\frac{1}{K_{\text{montage}}} = \frac{1}{K_{\text{totale}}} - \frac{1}{K_{\text{épreuve}}} = \frac{U_{\text{test}}}{F_{\text{test}}} - \frac{Ouv_{\text{test}}}{F_{\text{test}}} \quad \text{Équation 6-1}$$

La longueur de la barre correspond à la longueur de l'amarrage du montage : $L = 700$ mm. La section de la barre peut être déduite à partir de la raideur du montage : $s = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$. Ces valeurs sont identiques à celles utilisées pour les modélisations des essais sur CT25. En effet, tous les essais sur les CT25 classiques et sur les CT rallongées ont été réalisés sur la même machine.

Les conditions aux limites pour la modélisation sans les barres sont les suivantes :

- Les déplacements U_Y et U_X au centre de la goupille (P_g1) du haut sont bloqués.
- Pour empêcher un mouvement d'ensemble, le déplacement suivant U_X est bloqué sur un point de l'éprouvette P0.
- Le chargement de l'éprouvette est effectué en imposant le déplacement U_Y au point P_CHAR de la goupille. Nous supposons que la goupille est toujours en contact avec l'éprouvette.

Les conditions aux limites pour la modélisation avec les barres sont similaires à celles citées ci-dessus. Les points d'application de ces conditions aux limites sont situés aux extrémités des barres au lieu des centres des goupilles. Ceci permet de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation de fissure.

Les modélisations en 2D sont réalisées sous les hypothèses des déformations planes, des Petites Déformations et des Petits Déplacements (PDPD). La phase de mise en charge est modélisée en statique. Le comportement dans cette phase est élastoplastique. Nous considérons que la fissure s'amorce quand l'ouverture calculée atteint la valeur expérimentale à l'amorçage. Ensuite, la propagation et l'arrêt de fissure sont modélisés en dynamique, la viscosité du matériau intervient dans cette partie. La loi de comportement utilisée est de type Cowper-Symonds, le couple des paramètres (D, p) utilisé dans ce chapitre correspond aux valeurs identifiées par Bousquet (2012) aux différentes températures. Ces valeurs sont fournies dans le chapitre II.

6.2.3.2 Critère de propagation et d'orientation

La propagation et l'arrêt de fissure sont modélisés de manière prédictive. Nous avons besoin de deux critères pour réaliser cette étape de modélisation :

- Critère de propagation et d'arrêt de fissure. Ceci permet de prédire si la fissure va se propager ou pas, et la vitesse de propagation dans le cas échéant.
- Critère de direction. Ceci permet de déterminer la direction de propagation à chaque pas du calcul.

Dans cette partie du mémoire, nous allons détailler ces deux critères.

Critère de propagation de fissure

Le critère de propagation proposé dans cette thèse est de type RKR : à une distance critique ($r_c = 100 \mu\text{m}$) devant la pointe de fissure, la fissure se propage quand la contrainte principale

maximale (σ_I) atteint une valeur critique (σ_{IC}). La fissure s'arrête dans le cas contraire. La contrainte critique (σ_{IC}) utilisée dans cette thèse dépend la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P$). Son expression est celle identifiée dans le chapitre II à partir des essais isothermes sur CT25 (Équation 6-2).

$$\sigma_{IC} = \sigma_{stat} (1 + 0,065(\dot{\epsilon}^P)^{0,29}) \text{ pour } r_c = 100 \mu m \quad \text{Équation 6-2}$$

avec $\sigma_{stat} = 1400 \text{ MPa}$

Le principe du calcul prédictif est illustré dans la Figure 6-9. A l'instant t_i , nous avons une longueur de fissure a_i . Pour le prochain pas du calcul, nous cherchons d'abord la valeur maximale de la contrainte principale maximale sur un demi-cercle devant la pointe de fissure: $\max(\sigma_I(\alpha))$, $\alpha \in [-90^\circ, 90^\circ]$. Le rayon de ce demi-cercle, $r_c = 100 \mu m$, correspond à la distance critique utilisée dans le critère.

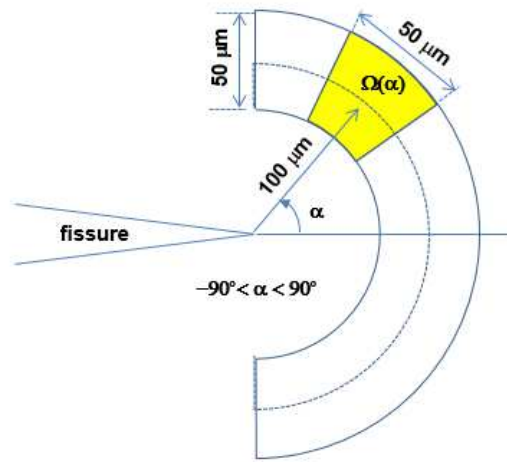


Figure 6-9 : Principe du calcul prédictif pour la bifurcation de fissure

Ensuite, nous fixons l'avancée de fissure da à $400 \mu m$ et nous cherchons incrément de temps permettant de satisfaire le critère de convergence à $100 \mu m$ de la pointe de fissure (Équation 3-1), pour une tolérance égale à 5%.

$$\frac{|\max(\sigma_I(\alpha)) - \sigma_{IC}|}{\max(\sigma_I(\alpha)) + \sigma_{IC}} < \text{Tolérance} \quad \text{Équation 6-3}$$

Afin de diminuer l'erreur numérique, la contrainte principale maximale ($\sigma_I(\alpha)$) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^P(\alpha)$) sont des valeurs moyennées sur le domaine $\Omega(\alpha)$ comme illustré dans la Figure 6-9.

Critère d'orientation de fissure

Dans le chapitre III, nous avons ajouté, au critère propagation, une loi supplémentaire permettant de prédire l'orientation de la fissure. La fissure se propage perpendiculairement à la direction de la contrainte circonférentielle maximale ($\sigma_{\theta\theta}(\text{maxi})$). Nous avons réussi à prédire le trajet de fissure courbé sur les anneaux chargés en mode mixte avec ce critère de direction. Nous allons donc reprendre ce critère de direction défini en l'adaptant au cas des CT rallongés.

Nous réalisons d'abord un calcul sur une éprouvette CT rallongée (520LN-B, B = 25mm, -150°C). Dans ce calcul, nous utilisons le critère de propagation présenté précédemment, la fissure se propage dans la direction perpendiculaire à la contrainte circonférentielle maximale ($\sigma_{\theta\theta}(\text{maxi})$). Le trajet de fissure calculé est montré dans la Figure 6-10. Nous remarquons que le trajet de fissure reste rectiligne, sans bifurcation. Ceci ne correspond pas à ce que nous observons pendant l'expérience.

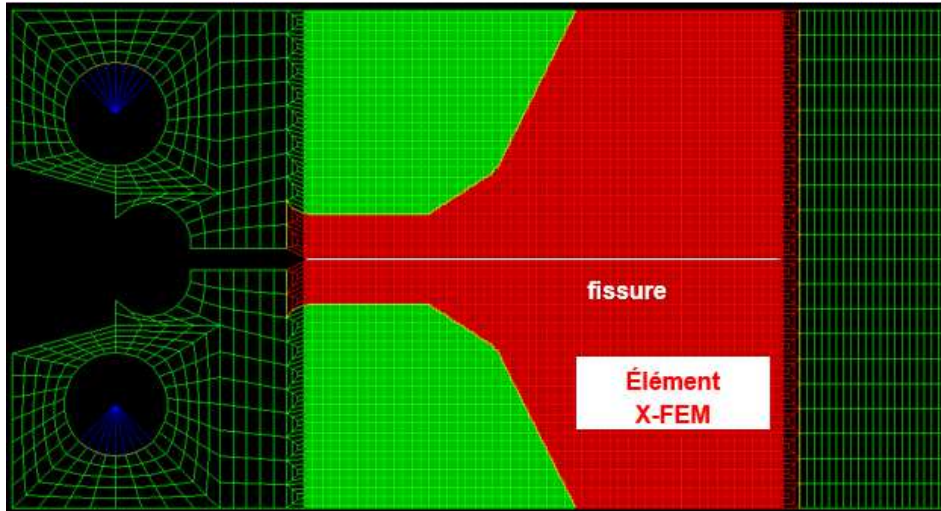


Figure 6-10 : Trajet de fissure calculé sans prendre en compte l'effet aléatoire dans la direction de propagation

La fissure se propage perpendiculairement à la direction de la contrainte circonférentielle maximale ($\sigma_{\theta\theta}(\text{maxi})$). C'est un critère de direction qui a permis de prédire des trajets de fissure courbés sur les anneaux chargés en mode mixte. Dans ce cas-là, c'est le mode de chargement de la fissure qui entraîne une propagation non-rectiligne dans les simulations. Dans le cas des CT rallongées, le chargement est symétrique, la fissure est chargée en mode I. Elle n'aurait donc aucune raison de se propager de manière non-rectiligne. C'est pourquoi, si nous modélisons une éprouvette CT rallongée de manière parfaitement symétrique, et si nous simulons un essai avec le critère d'orientation tel qu'il est, la fissure se propage de manière rectiligne. Il existe donc bien des instabilités locales à l'origine de la bifurcation de fissure qu'il faut prendre en compte dans la modélisation. Ces résultats confirment également les observations de Sumi (1985), à savoir qu'il est nécessaire de créer numériquement une petite perturbation ou instabilité, représentant les imperfections de la matière, sinon, il est impossible de simuler la bifurcation.

Comme nous avons déjà vu dans la partie 6.2.2, il existe un phénomène aléatoire dans la direction de propagation dû à la présence de microfissures en amont de la pointe de fissure. La fissure est donc susceptible de se propager dans cette zone (dans laquelle se trouvent les microfissures) si le niveau de contrainte devient suffisamment important.

Afin de traduire ce phénomène dans les modélisations, nous utilisons une stratégie illustrée dans la Figure 6-11.

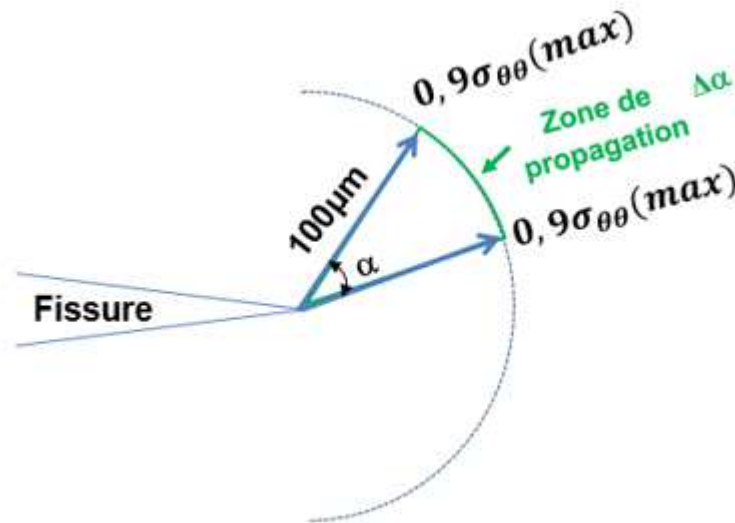


Figure 6-11 : Critère permettant de prédire la direction de propagation : la fissure se propage dans une zone de forte contrainte ($> 0,9 \cdot \max(\sigma_{\theta\theta})$).

Nous supposons que le demi-cercle, de rayon égal à la distance critique ($r_c = 100\mu\text{m}$) en amont de la fissure, correspond à la zone de propagation possible de la fissure (présent, à priori, des microfissures). Le choix de ce rayon a été fait pour être cohérent avec la distance critique du critère de propagation et d'arrêt de fissure. Il est également du même ordre de grandeur que les rayons de la zone plastique mesurés sur différents aciers par Lung (1994), Bouyne (1999) et Hajjaj (2006), il est compris entre $90\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$. Ensuite, sur ce demi-cercle, dans les directions où les contraintes sont fortes, nous pouvons définir un éventail de directions possible : $\Delta\alpha$ dans lequel la contrainte vérifie l'Équation 6-4:

$$\sigma_{\theta\theta}(\alpha) \geq 0,9 \times \max(\sigma_{\theta\theta}(\alpha)) \quad \alpha \in [-90^\circ, 90^\circ] \quad \text{Équation 6-4}$$

Dans cette équation, le coefficient 0,9 est choisi arbitrairement dans un premier temps, il pourra être rediscuté par la suite. Afin de diminuer les erreurs numériques, la contrainte circonférentielle à un angle donné ($\sigma_{\theta\theta}(\alpha)$) est moyennée sur une zone de $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ de la même manière que sur la Figure 6-9.

Sur cet éventail de directions $\Delta\alpha$, nous considérons que la probabilité que la fissure se propage dans chaque direction est la même. La direction de propagation est donc choisie aléatoirement suivant une loi uniforme (Équation 2-13) dans cet éventail de direction $\Delta\alpha$.

$$\theta_c = \text{Unif}\{[\theta(0,9\sigma_{\theta\theta}(\max))], [\theta(\sigma_{\theta\theta}(\max))]\} \quad \text{Équation 6-5}$$

6.2.3.3 Résultats des modélisations sur les CT rallongées

Les objectifs et les stratégies des modélisations de la propagation et de l'arrêt de fissure sont les suivants :

- Evaluer l'influence de K_I à l'amorçage sur la bifurcation et le trajet de fissure. Pour cela, nous allons simuler deux essais avec différentes valeurs de K_I à l'amorçage : 40,1 MPa \sqrt{m} et 68,23 MPa \sqrt{m} pour respectivement l'essai 520LLAW et l'essai 520LN-B.
- Evaluer l'influence de la prise en compte de la raideur du montage sur la simulation de la propagation et de l'arrêt de fissure. C'est pourquoi nous allons réaliser les modélisations avec et sans les barres élastiques.
- Afin de prendre en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation, nous devons effectuer plusieurs calculs pour un essai. Dans notre cas, nous effectuons 10 tirages de l'angle de propagation pour chaque essai.

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur les simulations des essais à -150°C. Avec le critère d'orientation présenté dans 6.2.3.2, nous obtenons, à chaque pas du calcul, un éventail de directions $\Delta\alpha$ qui varie entre 10° et 55° (repère local).

Les trajets de fissure prédits sont présentés dans la Figure 6-12. Il faut noter que, dans les calculs, le trajet de fissure est parfois en haut et parfois en bas de l'éprouvette. Afin d'avoir une meilleure compréhension, les courbes dans les figures sont tracées du même côté de l'éprouvette. Les conditions de simulation pour les dix trajets de fissures prédits dans la Figure 6-12 (a) sont les suivantes :

- Faible K_I à l'amorçage : 40,1 MPa \sqrt{m} (520LLAW).
- Prise en compte de la raideur du montage. Les amarrages sont simulés par les deux barres élastiques.
- Même conditions de chargement à l'amorçage pour les dix trajets.
- Différents tirages sur l'angle de propagation dans la zone de forte contrainte.

Nous remarquons que toutes les fissures sont bifurquées comme ce que nous l'observons pendant les expériences. Ceci confirme notre proposition concernant l'origine de la bifurcation de fissure : caractéristique aléatoire dans la direction de propagation lié à une distribution volumique des germes qui assurent le prolongement de la fissure. Nous remarquons aussi que les trajets de fissures prédits sont dispersés. Ceci montre que le trajet de fissure n'est pas unique pour un niveau de chargement donné à l'amorçage. La dispersion des trajets ressemble à celle observée pendant les essais sur les CT rallongées. Cela montre la validité de nos deux critères : critère de propagation et critère d'orientation.

Par le même principe, les conditions de simulation pour les dix trajets de fissures prédits dans la Figure 6-12 (b) sont les suivantes :

- Fort K_I à l'amorçage : 68,23 MPa \sqrt{m} (520LN-B).
- Prise en compte de la raideur du montage. Les amarrages sont simulés par les deux barres élastiques.
- Même conditions de chargement à l'amorçage pour les dix trajets.
- Différents tirages sur l'angle de propagation dans la zone de forte contrainte.

Nous remarquons que, comme sur la Figure 6-12 (a), les trajets de fissure prédits sont aussi dispersés et bifurqués.

La comparaison entre la Figure 6-12 (a) et Figure 6-12 (b) nous permet de voir l'influence de la valeur de K_I à l'amorçage sur le trajet de fissure. Nous remarquons que le trajet est plus

dispersé à fort K_J à l'amorçage. D'après l'observation sur les trajets expérimentaux (Figure 6-3), nous avons l'impression que la fissure tourne plus vite à fort K_J . Ceci n'est pas vérifié dans nos simulations. La valeur de K_J à l'amorçage ne semble pas un paramètre qui peut contrôler la forme du trajet plus ou moins courbé, en tous cas pour des valeurs de K_J compris entre 40 et 68 MPa \sqrt{m} . L'augmentation de K_J dans les simulations influence uniquement la dispersion des trajets. Ceci peut être lié aux raisons suivantes :

- Faible nombre d'essais et les niveaux de K_J expérimentaux à l'amorçage très proches : nous ne pouvons donc pas conclure sur l'influence de K_J à l'amorçage sur les trajets de fissure.
- Nombre de calculs pour un essai peut-être trop faible:
 - ✓ Augmenter le nombre de calculs (tirages) pour un essai permet d'affiner la dispersion.
 - ✓ Pour voir l'influence de K_J à l'amorçage sur les trajets de fissure, il faut refaire plusieurs séries de tirage avec différents niveaux de K_J .
- Hypothèses dans les modélisations : nous avons deux hypothèses sur la direction de propagation :
 - ✓ La fissure se propage dans une zone de forte contrainte. Dans cette zone, la contrainte circonférentielle ($\sigma_{\theta\theta}$) dépasse 90% de la valeur maximale de la contrainte. Nous avons choisi arbitrairement le seuil de $90\% \times \sigma_{\theta\theta}(\text{maxi})$, mais ceci reste une hypothèse à vérifier plus précisément.
 - ✓ Nous supposons que le tirage aléatoire de la direction de propagation sur l'éventail de direction $\Delta\alpha$, suit une « loi uniforme ». Nous pouvons tester d'autres types de loi comme une « loi normale » pour évaluer l'influence du tirage sur les trajets de fissures.

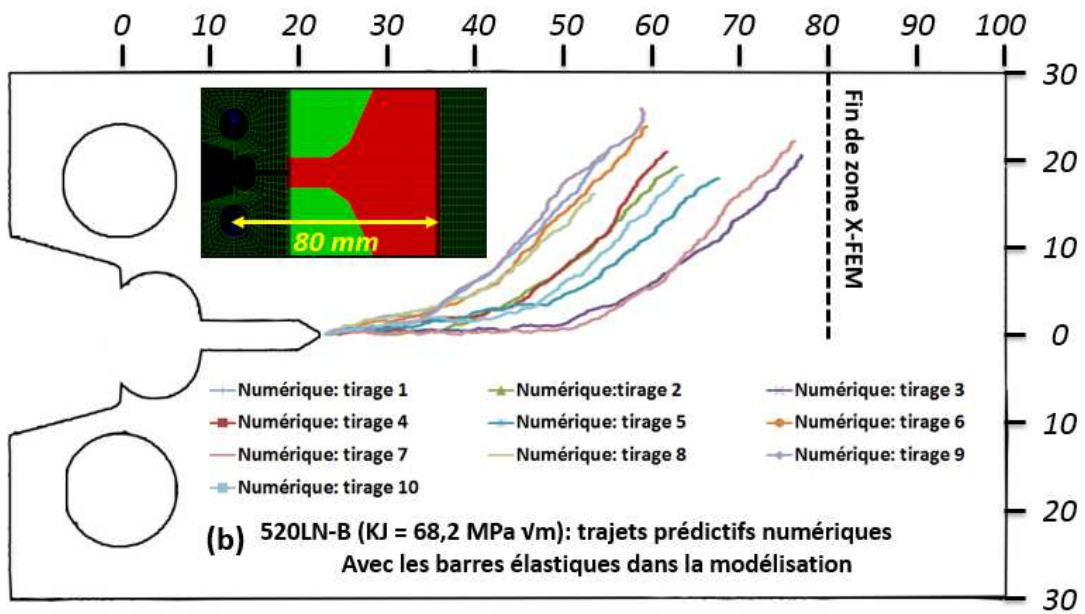
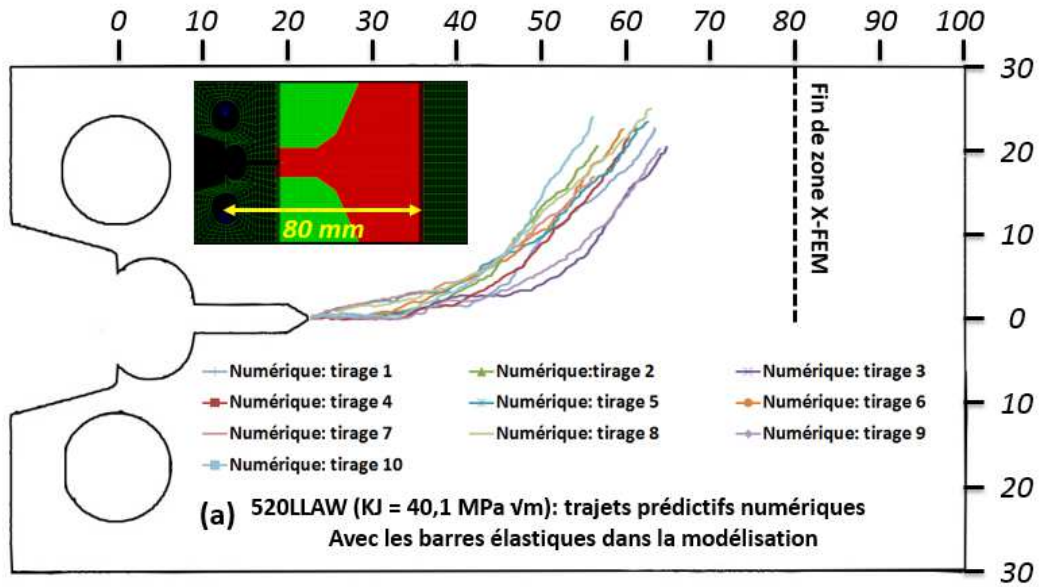
En plus, comme nous l'avons déjà vu sur seulement quatre essais en 6.2.1.2, la vitesse de propagation à l'amorçage semble avoir une influence sur le trajet de fissure. Néanmoins, il reste un point à confirmer à partir de plus d'essais.

Malgré toutes ces approximations, les résultats prédictifs restent satisfaisants car nous pouvons obtenir la bifurcation sur les trajets de fissures et la dispersion du même ordre de grandeur que la dispersion expérimentale.

La Figure 6-12(b) et la Figure 6-12 (c) présentent les trajets prédictifs de fissure sur un même essai (520LN-B). La différence entre les deux figures consiste en la modélisation ou non du montage d'essai. En effet, les amarrages du montage sont modélisés par deux barres élastiques pour les résultats présentés dans la Figure 6-12 (b) ; ils ne sont pas modélisés pour les résultats présentés dans la Figure 6-12 (c). La comparaison entre ces deux figures nous permet d'évaluer l'impact de la prise en compte de la raideur du montage la propagation et l'arrêt de fissure. Nous remarquons que les fissures sont bifurquées et la dispersion des trajets est proche dans les deux figures. En revanche, les fissures s'arrêtent plus tôt si nous ne modélisons pas le montage d'essai (Figure 6-12 (c)). Ceci confirme l'importance de la prise en compte de la raideur du montage d'essai dans les simulations. Ceci a déjà été mis en évidence sur les simulations des essais sur les éprouvettes CT25 classiques dans le chapitre II.

Pour le maillage de CT rallongée, la zone de couleur rouge est maillée avec les éléments X-FEM. Comme nous avons déjà vu dans 6.2.3.1, cette zone est limitée afin d'économiser le temps de calcul. Afin d'évaluer l'influence de la taille de cette zone sur les trajets de fissure, nous changeons la longueur de la zone rouge : de 80 mm à 70 mm. De nouvelles simulations sont effectuées avec ce nouveau maillage pour l'essai 520LN-B. Les trajets de fissure avec ce

nouveau maillage sont présentés dans la Figure 6-12 (d). Comparée à la Figure 6-12 (b) qui présente les trajets de fissure avec un autre maillage, nous trouvons que l'influence du maillage est faible sur les trajets des fissures. En effet, la dispersion et l'allure des trajets se ressemblent avec ces deux différents maillages.



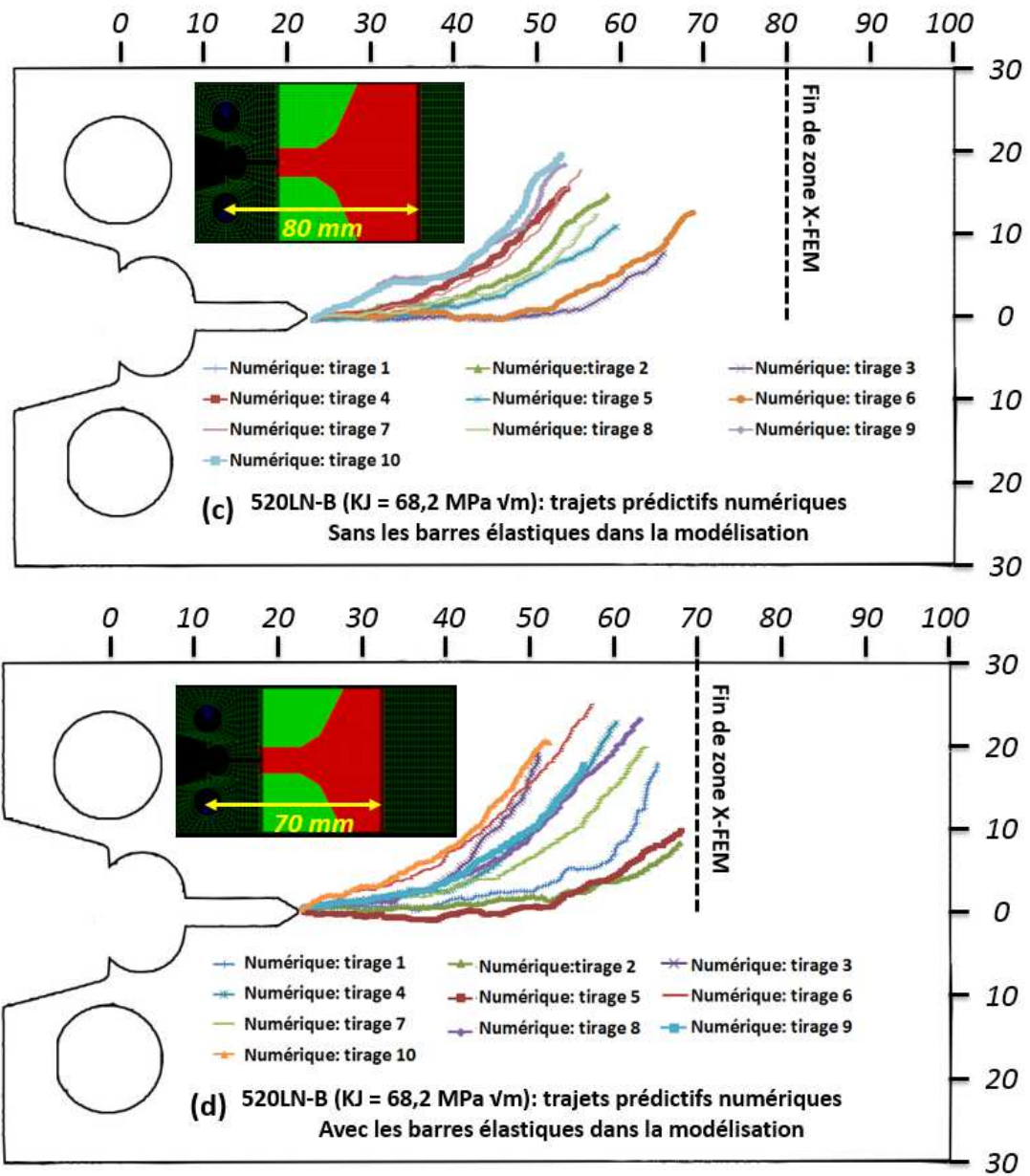


Figure 6-12 : Trajets de fissures prédits en prenant en compte le côté aléatoire de la direction de propagation sur les éprouvettes CT rallongées à -150°C

6.3 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 classiques en prenant en compte l'instabilité dans la direction de propagation

Nous avons déjà observé, sur une coupe transversale de l'éprouvette CT25 classique, la présence de microfissure autour de la fissure principale (Figure 2-14). Ceci montre que le côté aléatoire dans la direction de propagation existe aussi pour les CT25 classiques comme pour les CT rallongées.

Nous réalisons donc les modélisations pour un essai sur une éprouvette CT25 classique à -150°C (520RXM) en appliquant le même algorithme que pour les CT rallongées : un tirage de l'angle de propagation est effectué à chaque pas du calcul. Six calculs sont effectués et les résultats sont présentés dans la Figure 6-13. Il faut noter que, dans les calculs, le trajet de fissure est parfois en haut et parfois en bas de l'éprouvette. Afin d'avoir une meilleure compréhension, les courbes dans les figures sont tracées du même côté de l'éprouvette. Nous constatons que globalement les trajets prédits sont rectilignes (Figure 6-13 (a)). Cependant si nous effectuons un zoom sur ces trajets (Figure 6-13 (b)), nous remarquons qu'ils sont sinueux localement. La fissure oscille autour du plan de symétrie, mais elle ne bifurque pas. Les trajets prédits ressemblent à ce que nous observons sur les éprouvettes CT25. Le trajet expérimental est globalement un rectiligne, mais localement, il est en « zigzag ». Ceci confirme que le côté aléatoire dans la direction de propagation existe également sur les éprouvettes CT25 classiques. Cependant, le trajet de fissure non bifurqué montre que l'éprouvette CT25 possède une géométrie stable.

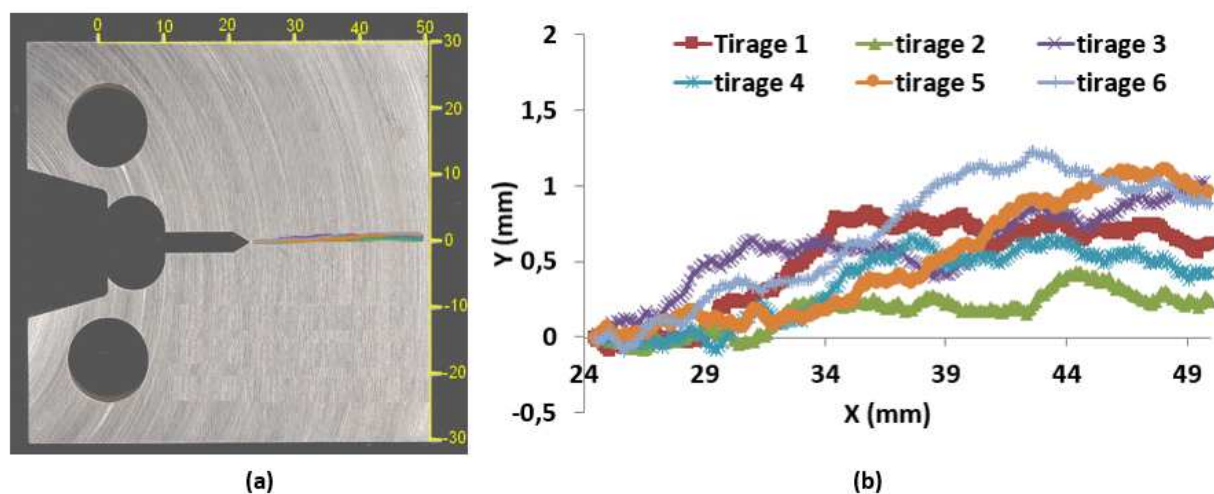


Figure 6-13 : Résultats des six calculs d'un essai sur CT25 à -150°C (520RXM). A chaque pas du calcul, la direction de propagation est sélectionnée aléatoirement dans une zone de forte contrainte.

Les avancées de fissure prédites en introduisant le côté aléatoire dans la direction de propagation sont présentées dans la Figure 6-14. Elles sont comparées avec quatre avancées de fissure expérimentales sur les éprouvettes testées à -150°C . Nous remarquons que :

- Sur les avancées de fissures prédites : il existe une faible dispersion dans les courbes. Ceci illustre l'impact du tirage aléatoire dans la direction de propagation sur l'avancée de fissure, pour ces éprouvettes CT qui sont assez « stables ».
- Sur les avancées de fissure expérimentales : il existe aussi une dispersion dans les courbes. Ceci est liée à l'instabilité directionnelle au cours de la propagation de fissure car les trajets expérimentaux ne sont pas rectilignes localement.

- Les deux dispersions sont du même ordre de grandeur. Cela signifie qu'il existe une dispersion irréductible sur les avancées de fissure. Ceci pourrait s'expliquer par ces différences locales sur les trajets de fissure qui apparaissent globalement identiques et rectilignes. Cela pourrait alors expliquer la différence qu'il peut y avoir parfois entre les courbes d'avancée de fissure expérimentale et celle simulée. Cette première (courbe expérimentale) correspond à une fissure localement plus ou moins chahutée. Or, cette dernière (courbe simulée) correspond à un critère en contrainte principale critique (σ_{IC}) dépendant de la vitesse de déformation plastique en pointe de fissure ($\dot{\epsilon}^p$) dont l'identification a été faite en considérant une fissure parfaitement rectiligne.

Nous remarquons aussi que les distances d'arrêt calculées sont identiques aux essais. En revanche, avec cette méthode nous sous-estimons la vitesse de propagation dans les calculs prédictifs. En effet, le trajet numérique semble plus tortueux que le trajet expérimental. Par conséquent, la vitesse numérique est plus faible. Dans ces conditions et pour ce type de simulation, il serait intéressant de réidentifier le critère de propagation en considérant non pas une simulation déterministe, mais une série de simulations aléatoires, à comparer aux essais sur CT classiques (Figure 6-14). De plus, les hypothèses dans les modélisations restent à vérifier comme la taille de la zone d'éventail $\Delta\alpha$ sur laquelle nous effectuons le tirage aléatoire de la direction de propagation, ainsi que la loi de distribution que nous utilisons pour effectuer le tirage. Pour ce faire, il faudrait comparer des séries de simulations numériques à des séries d'essais sur CT rallongées (par exemple), en comparant les trajectoires moyennes et les écarts à ces trajectoires moyennes.

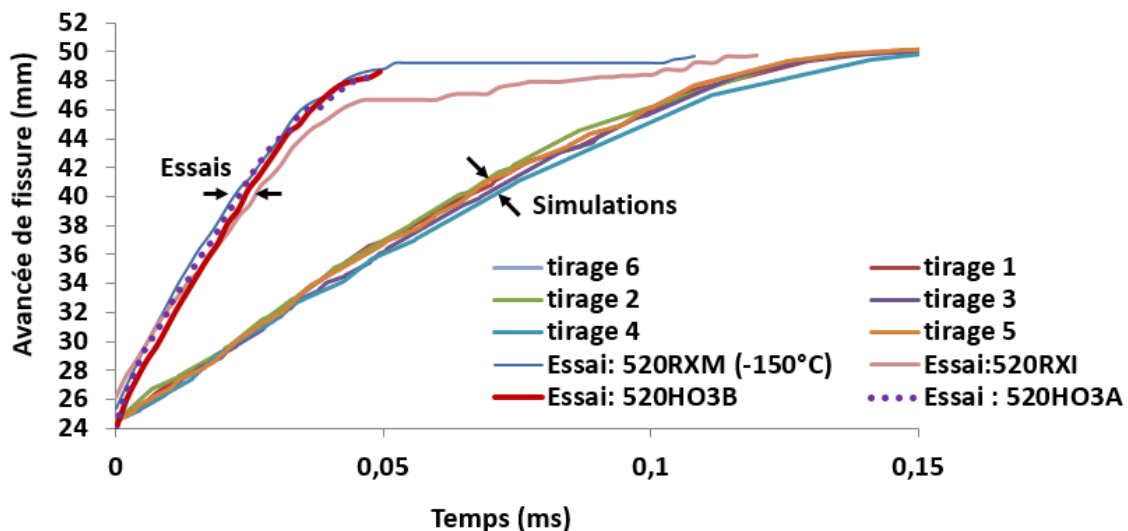


Figure 6-14 : Avancée de fissure en fonction du temps. Comparaison entre les calculs prédictifs et les essais. Les calculs prédictifs sont réalisés en prenant en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation.

6.4 Bifurcation de fissure sur les CT25 trouées

6.4.1 Descriptions et résultat expérimentaux

L'éprouvette utilisée dans cette partie est une CT25 de dimensions standards dans laquelle un trou de diamètre $\varnothing = 10\text{mm}$ est percé. La position du trou n'est pas sur le plan de symétrie de l'éprouvette et cette position est différente pour chaque éprouvette testée. La géométrie de l'éprouvette CT25 trouée est montrée dans la Figure 6-15. Prenons la pointe de l'entaille

mécanique comme origine du repère. Les coordonnées (X, Y) du trou, ainsi que les types du trajet pour les 12 éprouvettes testées sont fournies dans le Tableau 6-2 et la Figure 6-16. Le dispositif d'essai est le même que celui utilisé pour les éprouvettes CT25 classiques présenté dans le Chapitre II. Les essais isothermes à -150°C sur les CT trouées sont effectués au LISN. Nous effectuons la mise en charge mécanique en statique. Le déplacement du vérin est maintenu constant, une fois que la cellule de force détecte une chute de valeur. Comme nous avons déjà vu dans le Chapitre II, la cellule de force détecte l'amorçage de fissure après l'arrêt de fissure, nous pouvons donc considérer que la propagation a lieu sous une force constante.

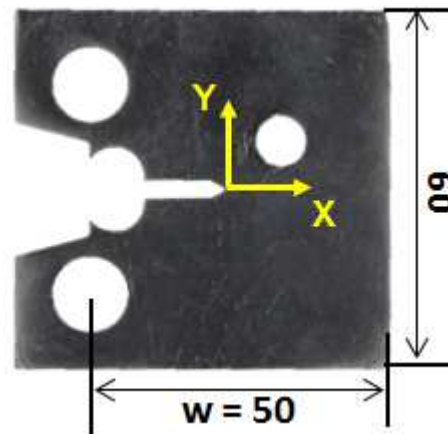


Figure 6-15 : Géométrie d'une éprouvette CT25 trouée : 520RY-AV ($B_0 = 25$ mm) ; coordonnées du centre du trou : $X = 9,5\text{mm}$, $Y = 9\text{mm}$.

Eprouvette	Position X (mm)	Position Y (mm)	B_0	F_{rup} (kN)	type du trajet
520RX-AE	16,7	2	10	31.6	branché
520RX-AF	11	8,5	10		branché
520RX-AG	9	9	10	25.5	branché
520RX-AI	9	8,3	10		fissure unique
520RX-Q	9,5	8,5	10	7.9	fissure unique
520RX-T	9,5	9	10	26.27	branché
520RY-AO	10	8	25	71.7	fissure unique
520RY-AP	7	7	25	26.7	fissure unique
520RY-AV	9.5	9	25	19.2	fissure unique
520RY-BL	8,3	8,3	10	7.16	branché
520RY-BM	9	8,3	10		fissure unique
520ZQ	6	9	10	9.7	fissure unique

Tableau 6-2 : Epaisseur d'éprouvette (B_0), coordonnées du centre des trous, force à rupture et type de trajet pour les CT25 trouées testées à -150°C .

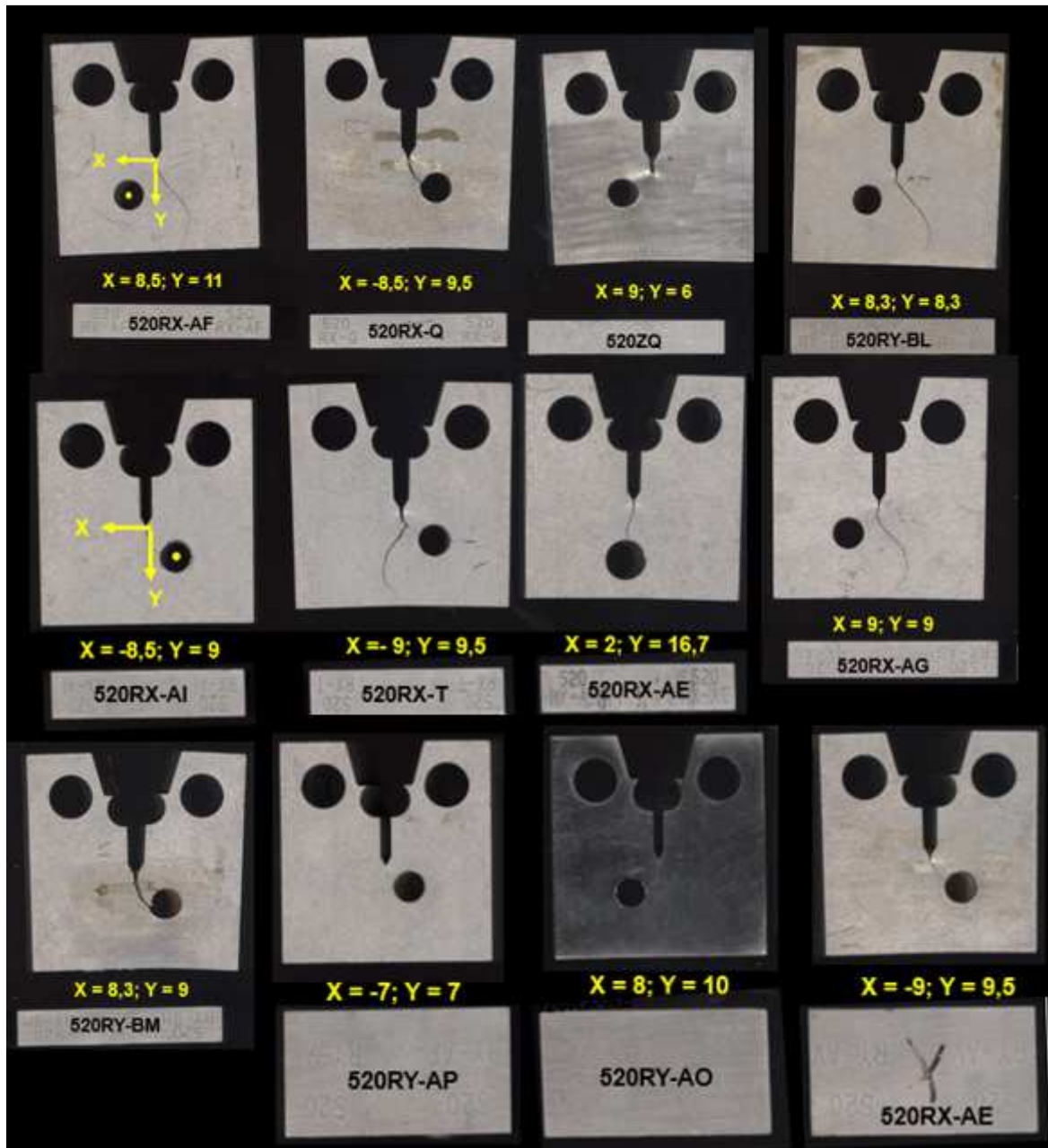


Figure 6-16 : Deux types de trajet de fissure sur les CT25 trouées : (a) fissure unique, (b) fissure branchée

Douze essais ont été effectués avec deux épaisseurs d'éprouvette différentes: 10 mm et 25mm. Comme pour les autres types de CT (CT25, CT rallongée), nous pouvons distinguer deux types de trajet de fissure : soit une fissure unique sur l'éprouvette, soit une fissure branchée (Figure 6-17). Le type de trajet, ainsi que la force à rupture pour chaque essai sont résumés dans le Tableau 6-2. Nous remarquons que :

- Pour les CT trouées avec une épaisseur de 25 mm : nous n'observons que des cas de fissure unique pour les trois essais réalisés. Cela nous laisse penser que la plasticité joue un rôle important pour le branchement de fissure. En effet, la zone plastique est plus étendue sur les faibles épaisseurs d'éprouvette à cause de la contrainte plane.
- Quel que soit le type de trajet (fissure unique ou branchée), il y a forcément une branche de fissure qui tombe dans le trou.

- A part l'éprouvette 520RX-AE sur laquelle le trou est sur le plan symétrie, la position du trou est similaire pour chaque éprouvette. Nous ne pouvons pas conclure sur l'influence de la position du trou sur le trajet de fissure.

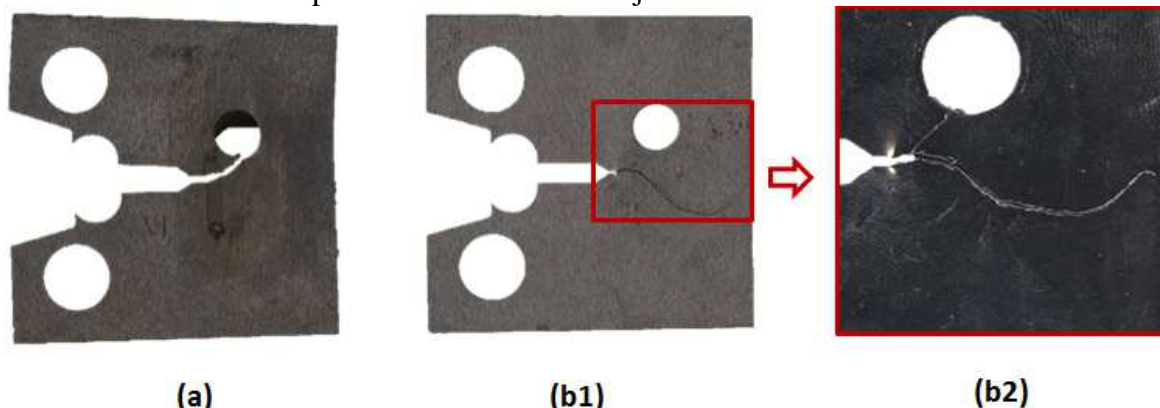


Figure 6-17 : Deux types de trajet de fissure sur les CT25 trouées : (a) fissure unique, (b) fissure branchée

6.4.2 Modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 trouées

La modélisation de la propagation et de l'arrêt de fissure sur les CT25 troués est effectuée en 2D par la méthode X-FEM sous CAST3M. Le maillage pour cette étude est montré dans la Figure 6-18. L'éprouvette CT25 trouée est entièrement maillée à cause de l'asymétrie de l'éprouvette. La zone en couleur rouge est maillée par les éléments X-FEM, chaque élément contient 64 points de Gauss. Le reste de couleur verte est maillé avec les éléments standards linéaires à quatre nœuds. La taille de maille pour les éléments X-FEM est augmentée jusqu'à $(200 \times 200)\mu m^2$ afin d'optimiser le temps de calcul. Un trou est percé dans le maillage comme celui dans l'expérience. $\frac{1}{4}$ de goupille est modélisé pour effectuer le chargement mécanique. Les amarrages de la machine de traction sont modélisés par deux barres élastiques (non présentées dans la figure) afin de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation et l'arrêt de fissure. Pour la barre du bas, l'une de ses extrémités est attachée au centre de la goupille et nous imposons le déplacement sur l'autre extrémité. Les conditions aux limites sont les mêmes que celles utilisées pour les éprouvettes CT rallongées (voir 6.2.3.1).

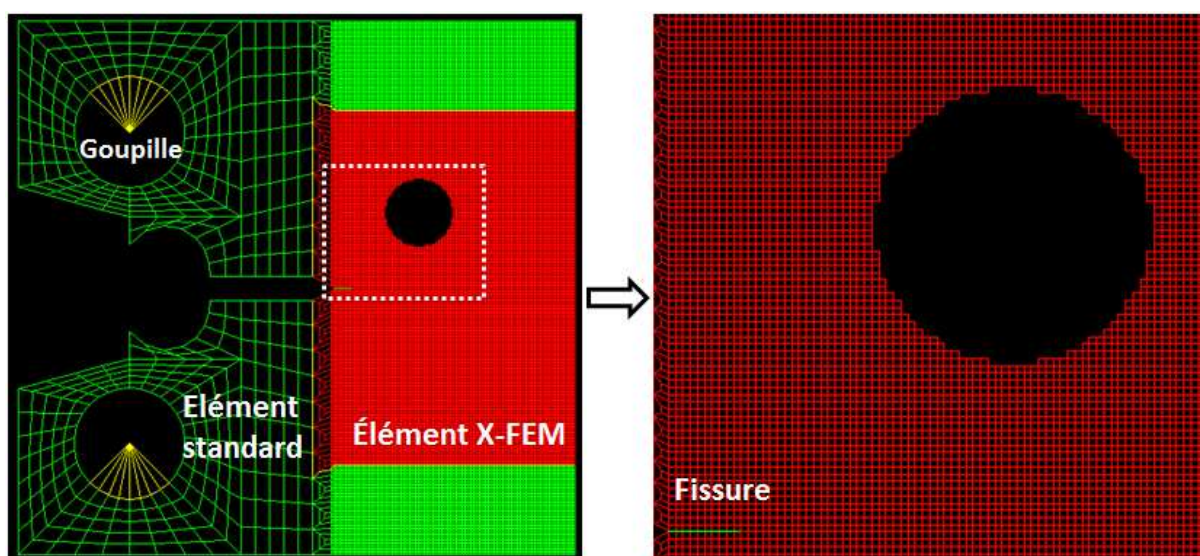


Figure 6-18 : Maillage d'une éprouvette CT25 trouée : 520RY-AV ($B_0 = 25$ mm) ; coordonnées du centre du trou : $X = 9,5$ mm, $Y = 9$ mm.

Les modélisations en 2D sont réalisées sous les hypothèses des Déformations Planes (DP), des Petites Déformations et Petits Déplacements (PDPD). La phase de mise en charge est modélisée en statique. Le comportement de l'acier 16MND5 dans cette phase est élastoplastique. Nous considérons que la fissure s'amorce quand l'ouverture numérique de l'éprouvette atteint la valeur expérimentale à l'amorçage. Ensuite, la propagation et l'arrêt de fissure sont modélisés en dynamique à déplacement imposé constant à l'extrémité de la barre élastique. La viscosité du matériau intervient dans cette partie. La loi de comportement utilisée est de type de Cowper-Symonds avec les valeurs des paramètres (D, p) identifiées par Bousquet (2013) aux différentes températures. Ces valeurs sont fournies dans le chapitre II.

La propagation et l'arrêt de fissure sont modélisés de manière prédictive en utilisant la même méthode que pour les éprouvettes CT rallongées. Deux critères sont associés (voir 6.2.3.2) : un critère de propagation et un critère de direction. Nous rappelons ici le principe du calcul: à l'instant t_i , nous avons une longueur de fissure a_i et un angle du trajet α_i . Pour le prochain pas du calcul, nous calculons l'avancée de fissure de manière suivante :

- Avec le critère de propagation, nous cherchons un couple (dt, da) qui vérifie le critère à une tolérance donnée. L'avancée de fissure (da) est fixée à 400 μm , et la tolérance est fixée à 5% dans nos calculs. A partir de ces deux paramètres, nous pouvons obtenir l'incrément du temps (dt). Nous avons donc $a_{i+1} = a_i + da$, $t_{i+1} = t_i + dt$.
- Avec le critère de direction, nous déterminons l'angle de propagation. La direction de propagation est définie par un tirage aléatoire suivant la « loi uniforme », dans un éventail de directions ($\Delta\alpha$) sur lequel la contrainte est forte ($\sigma_{\theta\theta}(\alpha_{i+1}) > 90\% \times \max(\sigma_{\theta\theta}(\alpha_{i+1}))$).

Dans les modélisations, nous nous intéressons à un essai comportant une fissure unique. Six calculs prédictifs sont effectués en considérant les conditions de l'essai 520RY-AV à -150°C . Tous les calculs ont donc les mêmes conditions de chargement à l'amorçage mais la façon de déterminer la direction de propagation est différente. Pour cinq simulations, la direction de propagation est définie par un tirage aléatoire. Pour la sixième simulation, la direction de propagation est déterministe, elle est perpendiculaire à la contrainte circonférentielle maximale, ce qui correspond au critère de direction utilisé pour simuler les essais sur anneaux sollicités en mode mixte.

Les trajets de fissure prédits sont présentés dans la Figure 6-19 (a,b). Parmi les cinq calculs avec un tirage aléatoire pour définir la direction de propagation : quatre fissures plongent dans le trou, la dernière fissure se rapproche du point bas du trou au début de sa propagation, mais s'éloigne ensuite du trou pour rejoindre le bord libre de l'éprouvette. Dans la sixième simulation, le trajet de fissure semble moins perturbé par la présence du trou lorsque nous ne prenons pas en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation.

La Figure 6-19(c) montre le trajet de fissure expérimental sur l'éprouvette 520RY-AV, la fissure plonge dans le trou situé à côté du plan symétrie. Comparons les trajets calculés au trajet expérimental, nous remarquons que les trajets de fissure prédits numériquement en faisant le tirage aléatoire dans la direction de la propagation correspondent mieux au trajet expérimental. Ceci confirme une fois de plus la présence du côté aléatoire dans la direction de propagation au cours de la propagation de fissure, et l'intérêt de prendre en compte ce caractère dans le critère de propagation, pour prédire la trajectoire de la fissure.

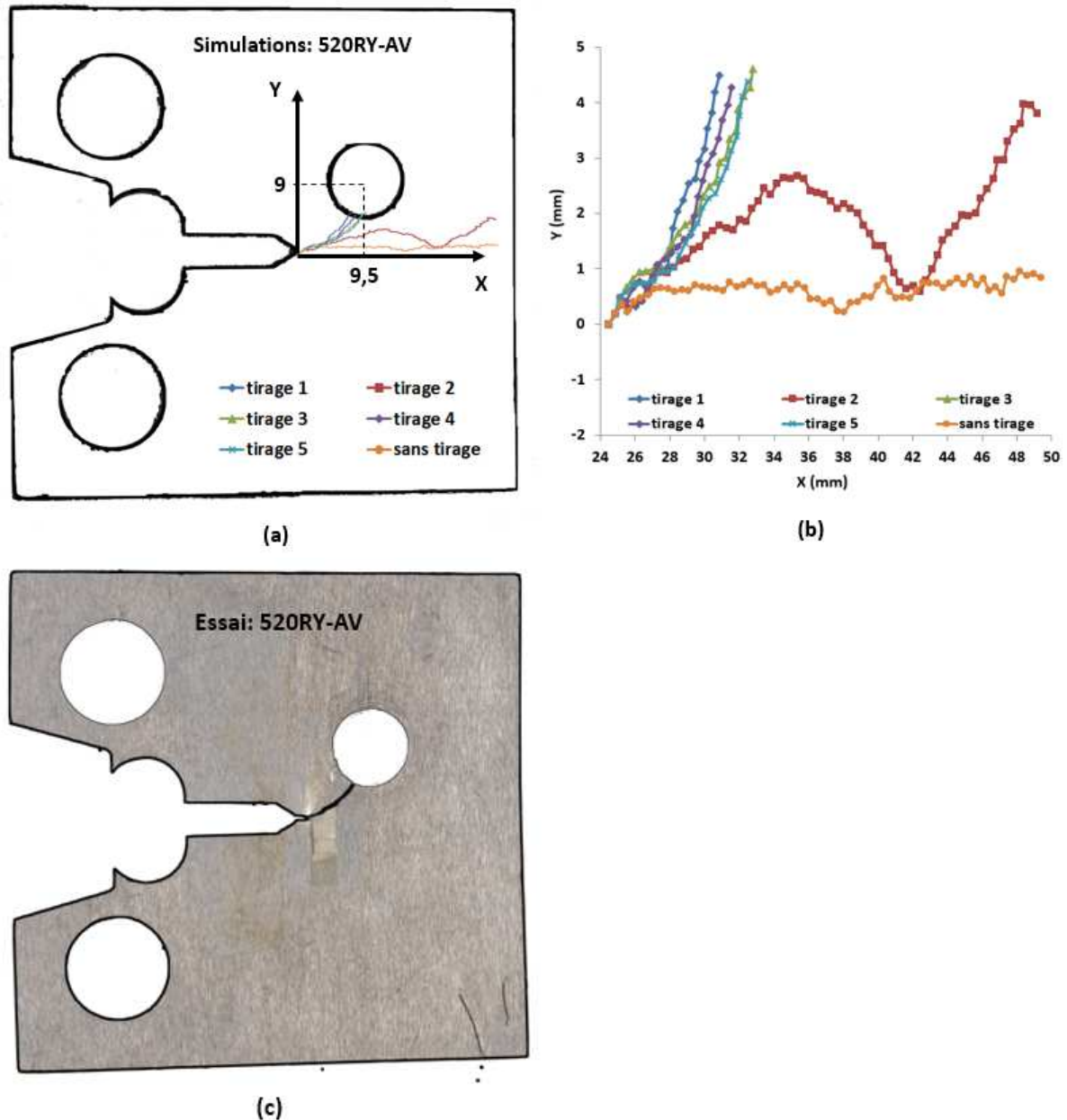


Figure 6-19 : (a,b) Trajets de fissure prédits pour l'essai 520RY-AV ($B_0 = 25$ mm) à -150°C . (c) Trajet de fissure expérimental pour l'essai 520RY-AV.

D'après les douze essais sur les éprouvettes CT25 trouées en acier ferritique 16MND5, si la fissure ne branche pas, elle plonge toujours dans le trou. Néanmoins, comme nous pouvons le constater dans la Figure 6-19(a,b), les quatre trajets prédits plongent dans le trou comme ce que nous observons pendant les essais. En revanche, un autre trajet n'est pas piégé par le trou. Cela nous laisse penser que :

- Le tirage aléatoire dans la direction de propagation permet à la fissure de commencer à bifurquer.
- Le trou « attire » la fissure, si la fissure tourne beaucoup au début de propagation, la fissure plonge alors dans le trou. Dans le cas contraire, la fissure ne sera pas piégée par le trou.

Cependant, la position du trou est similaire pour chaque éprouvette, il faudrait ensuite tester une autre position différente afin d'évaluer son influence sur le trajet de fissure.

6.5 Modélisation du branchement de fissure

Le branchement de fissure a été observé sur les différents types d'éprouvette CT au cours de la campagne expérimentale : CT25, CT25 trouée et CT rallongée (Figure 6-20). La fissure se sépare en deux branches évoluant hors du plan de symétrie de l'éprouvette. L'angle de branchement est compris entre 30° et 45° . Sur les CT25 classiques qui présentent une fissure branchée, une branche de fissure s'arrête plus tôt que l'autre, l'orientation des fissures revient progressivement vers l'horizontal au cours de la propagation (Figure 6-20 (a)). Or pour les CT rallongées (Figure 6-20 (c)), les fissures s'écartent de plus en plus au cours de la propagation. Cela nous laisse penser que les fissures se propagent dans la direction pour rejoindre le bord le plus proche de son trajet. Sur les CT25 trouées (Figure 6-20 (b)), une branche de fissure plonge dans le trou, l'autre branche s'écarte du trou au début de sa propagation, elle revient ensuite vers le plan horizontal pour rejoindre le bord libre de l'éprouvette.

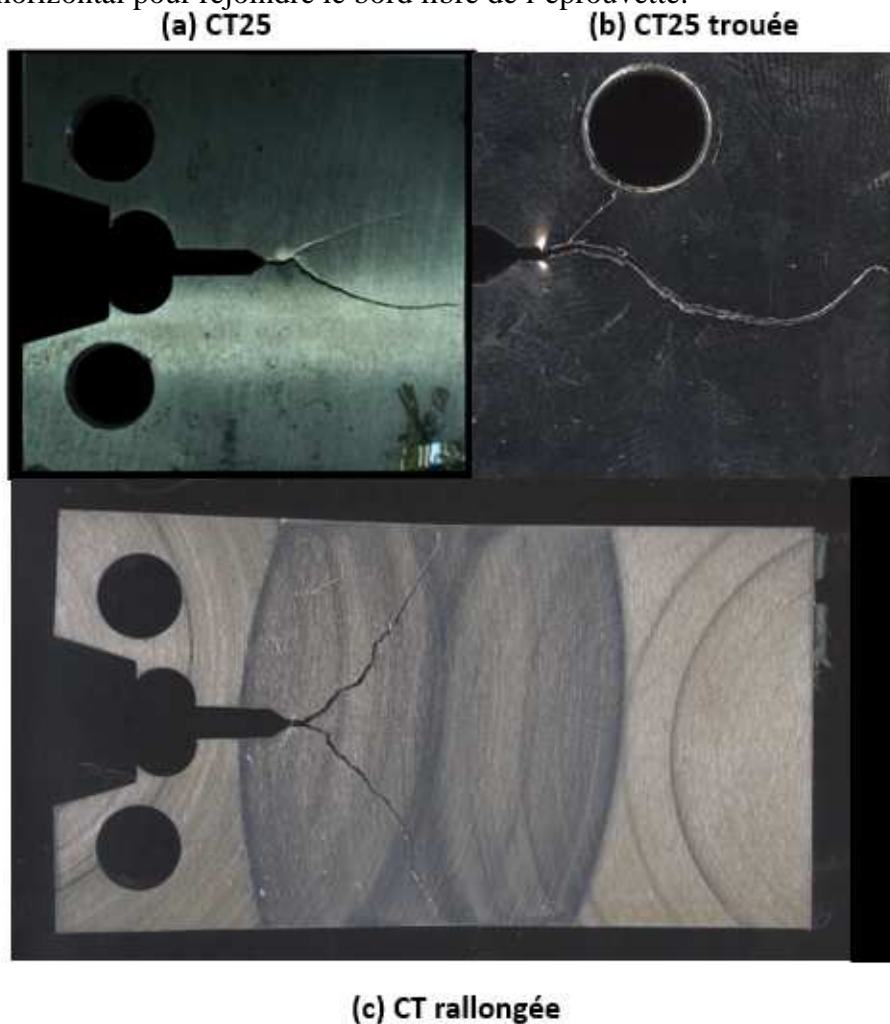


Figure 6-20 : Branchement de fissure sur les éprouvettes CT

Cette partie de la thèse n'est pas dédiée à l'étude des mécanismes physiques du branchement de fissure. Elle a seulement pour objectif de réaliser des modélisations préliminaires sur le branchement de fissure. Ceci est effectué avec les deux critères proposés dans ce chapitre : critère de propagation et critère de direction.

La modélisation du branchement de fissure est d'abord réalisée en 2D pour une éprouvette CT25 testée à -150°C (520HO3C). Elle est effectuée par la méthode X-FEM sous Cast3M. Le maillage de l'éprouvette CT25 est illustré sur la Figure 6-21. La zone de couleur rouge est

maillée avec les éléments X-FEM, chaque élément contient 64 point Gauss. Le reste de couleur verte est maillé avec des éléments standards linéaires à quatre nœuds. La fissure peut se propager dans les éléments X-FEM (zone en couleur rouge dans la figure). Vu que le trajet de fissure est une inconnue dans la modélisation, nous maillons une zone assez grande avec des éléments X-FEM. Afin d'économiser le temps de calcul, la taille de maille pour les éléments X-FEM est de $(200 \times 200) \mu m^2$. Pour un tel maillage, nous avons 41482 nœuds et 41027 éléments. Comme pour les autres modélisations sur les éprouvettes CT, $\frac{1}{4}$ de goupille est modélisé pour effectuer le chargement mécanique. Les lignes des amarrages de la machine de traction sont modélisées par deux barres élastiques (non représentées dans la figure). Pour la barre du bas, l'une de ses extrémités est attachée au centre de la goupille, nous imposons le déplacement sur l'autre extrémité. Les conditions aux limites sont les mêmes que pour les simulations sur les éprouvettes CT rallongées (voir 6.2.3.1).

La technique X-FEM actuelle telle qu'elle est implantée sous Cast3M ne peut pas gérer la configuration du branchement de fissure à cause du problème d'enrichissement. Nous ne pouvons pas effectuer l'enrichissement de saut (H) sur la jonction entre trois branches de fissure : une fissure principale et deux branches de fissure. Afin de réaliser ce type de calcul, nous considérons une fissure déjà branchée dès le début du calcul. La fissure principale est modélisée par les éléments standards linéaires, la discontinuité de surface au niveau de la fissure principale est représentée par des nœuds doubles. Les deux branches de fissures sont modélisées dans la zone XFEM. La discontinuité de surface autour de ces deux branches est représentée par la fonction de saut (H). Cette stratégie, de modéliser la fissure déjà branchée au premier pas de calcul, nous permet d'éviter l'enrichissement sur la jonction des trois branches de fissure (fissure principale et les deux branches). Vu que l'angle initial de branchement, observé expérimentalement sur les éprouvettes CT25, est compris entre 30° et 45° , nous testons donc deux valeurs d'angle initial pour les modélisations: 30° et 45° . Ceci nous permet d'évaluer son influence sur le trajet de fissure.

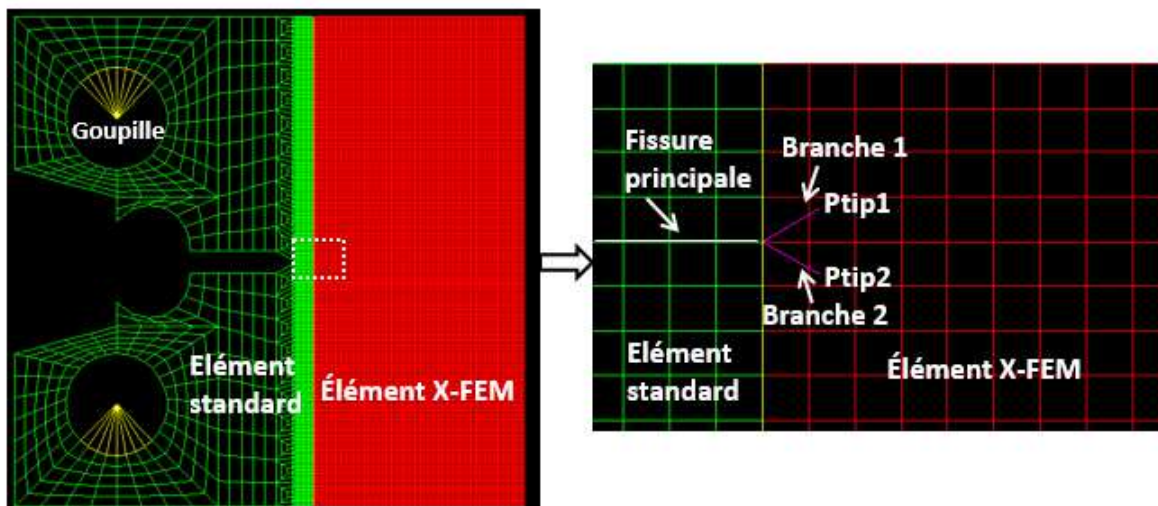


Figure 6-21 : Maillage de CT25 pour la modélisation du branchement de fissure

Les modélisations en 2D sont réalisées sous les hypothèses des déformations planes (DP), des Petites Déformations et petits Déplacements (PDPD).

La propagation et l'arrêt de fissure sont modélisés de manière prédictive. Les deux critères utilisés : critère de propagation et critère de direction sont les mêmes que pour les simulations sur les éprouvettes CT rallongées. Vu qu'il y a deux branches de fissure qui avancent

simultanément, et les avancées de fissure (da) ne sont pas forcément identiques pour chaque branche, nous devons, cette fois-ci (contrairement aux autres calculs), fixer l'incrément de temps (dt) pour la modélisation. La valeur de l'incrément de temps (dt) que nous avons choisie est de $1\mu s$. En effet, la fissure ne peut pas se propager deux fois dans le même élément à cause de l'enrichissement. L'avancée de fissure minimale est la diagonale d'un élément, soit $285\mu m$. Nous imposons la vitesse minimale de propagation à 300 m/s . Au-dessous de cette vitesse, nous considérons que la fissure reste immobile pour le prochain pas du calcul. Dans ce cas-là, l'incrément de temps (dt) est de $0,95\mu s$ ($\approx 1\mu s$). A chaque pas du calcul, nous cherchons les avancées (da_1, da_2) pour respectivement la branche1 et la branche2 qui permettent de vérifier le critère à une tolérance de 5%. Afin de prendre en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation, nous effectuons un tirage aléatoire pour définir la direction de propagation comme pour les calculs sur les éprouvettes CT rallongées. Les fissures peuvent se propager aléatoirement suivant la « loi uniforme » dans un éventail de directions ($\Delta\alpha$) correspondant à une zone de forte contrainte ($\sigma_{\theta\theta}(\alpha) > 90\% \times \max(\sigma_{\theta\theta}(\alpha))$).

Comme nous l'avons dit précédemment, nous testons deux valeurs d'angle de branchement initial : $\alpha_{ini} = 35^\circ$ et $\alpha_{ini} = 45^\circ$. Nous considérons que sur chaque calcul, les deux branches sont initialement symétriques par rapport à la fissure principale (même valeur de α_{ini} pour les deux branches). Les conditions de chargement à l'amorçage sont celles de l'essai sur l'éprouvette 520HO3C ($B = 10\text{ mm}$, $T = -125^\circ\text{C}$). Trois calculs sont effectués avec différents tirages aléatoires dans la direction de propagation pour chacune des deux configurations.

Les trajets prédits sont montrés dans la Figure 6-22. Ils sont comparés au trajet expérimental. Pour les trajets prédits, nous remarquons deux groupes de trajets à cause des deux angles différents de branchement initiaux. Les deux branches de fissure s'écartent de plus en plus lorsque l'angle initial est plus grand (45°). A un angle de branchement initial donné, le tirage aléatoire dans la direction de propagation modifie légèrement le trajet de fissure. L'angle initial de branchement reste le paramètre prédominant sur le trajet de fissure. Pour chaque calcul, les deux branches du trajet ne sont pas symétriques au plan de l'entaille mécanique. Ceci est en accord avec le trajet expérimental. Cependant, les deux branches de chaque trajet s'écartent de plus en plus au cours de la propagation. Or dans les expériences, ces branches reviennent progressivement vers le plan horizontal. Il faut faire un calcul avec des valeurs d'angle initiales α_{ini} qui correspondent à l'essai. Par exemple, les angles initiaux pour les deux branches ne sont pas identiques : $\alpha_{ini} = 45^\circ$ pour la branche en haut, et $\alpha_{ini} = 30^\circ$ pour la branche en bas. Les modélisations du branchement de fissure sur l'éprouvette CT25 restent des calculs qualitatifs. En revanche, les résultats des calculs restent satisfaisants.

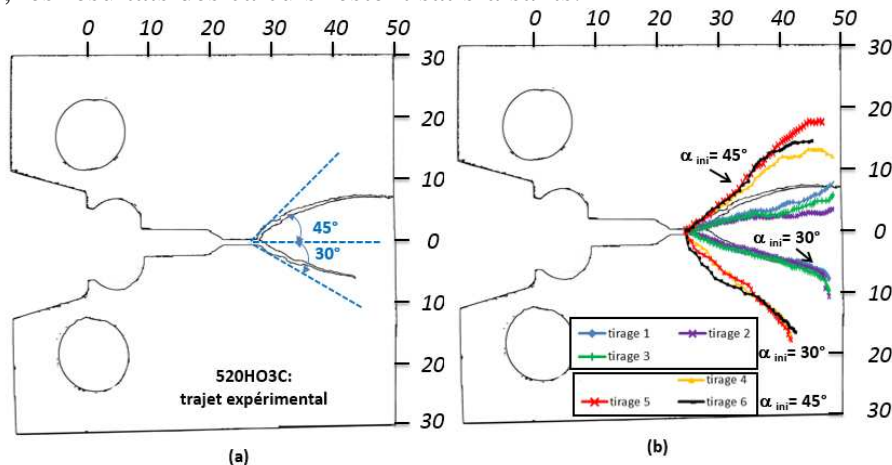


Figure 6-22 : Trajet de fissure branché sur une éprouvette CT25 testé à -125°C (520HO3C), (a) trajet expérimental, (b) trajets numériques.

6.6 Conclusion

Le phénomène de bifurcation de fissure a été observé sur les éprouvettes CT rallongées en acier ferritique (16MND5). Ce type d'éprouvette possède la même hauteur qu'une éprouvette CT25 classique mais une largeur double. La fissure sur l'éprouvette CT rallongée ne se propage pas dans le plan de symétrie de l'éprouvette, elle dévie de son plan initial au cours de la propagation. Une grande dispersion des trajets est observée sur différentes CT rallongées.

Nous observons, sur les coupes transversales de l'éprouvette CT25, la présence des microfissures autour de la fissure principale. Nous trouvons que, sur les images enregistrées au cours d'un essai sur une éprouvette CT rallongée (520LN-B, -150°C), plusieurs fissures s'amorcent à la pointe de fissure, seulement une fissure continue à se développer, les autres s'arrêtent. Ces observations montrent qu'il existe une instabilité (ou un côté aléatoire) dans la direction de propagation, il faut la prendre en compte dans les modélisations.

La modélisation de la bifurcation de fissure est réalisée en 2D par la méthode X-FEM sous Cast3M. Nous utilisons deux critères pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure :

- Un critère de propagation. Il a été identifié dans le chapitre II à partir des essais isothermes sur les éprouvettes CT25 classiques.
- Un critère de direction. Afin de prendre en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation, la direction de propagation est définie par un tirage aléatoire suivant une « loi uniforme », dans un éventail de directions potentielle ($\Delta\alpha$) suivant lesquelles la contrainte est forte ($> 90\% \times \max(\sigma_{\theta\theta}(\alpha))$).

Vu la présence de d'un tirage aléatoire dans le calcul, il faut réaliser plusieurs calculs pour un essai.

Avec cette méthode, nous avons d'abord réalisé les calculs prédictifs pour les essais sur les éprouvettes CT rallongées. Pour un essai, nous pouvons reproduire la bifurcation de fissure et la dispersion dans les trajets. Cela montre la validité de la méthode utilisée. Afin d'évaluer l'influence de l'énergie stockée à l'amorçage K_I sur le trajet de fissure, nous réalisons deux séries de calculs pour deux essais : un à faible K_I (40,1 MPa \sqrt{m}) et l'autre à fort K_I (68,23 MPa \sqrt{m}). La valeur de K_I à l'amorçage ne semble pas un paramètre qui contrôle la forme du trajet plus ou moins courbé. Pour la dispersion du trajet, il faudrait peut-être regarder l'effet de vitesse à l'amorçage comme cela a déjà été évoqué sur seulement quatre essais. Afin d'évaluer l'influence de la raideur du montage sur le trajet de fissure, nous réalisons, pour un même essai, deux séries de calculs avec ou sans les barres élastiques qui simulent les lignes des amarrages de la machine. Les résultats numériques montrent que la modélisation avec ou sans les barres élastique ne change pas la dispersion des trajets. En revanche, elle change la longueur de l'avancée de fissure. Les fissures s'arrêtent plus tôt dans les éprouvettes si nous ne modélisons pas le montage d'essai. Ceci montre l'importance de prendre en compte l'influence de la raideur du montage dans les modélisations dynamiques.

Avec la même méthode, nous avons réalisé une série de six calculs prédictifs pour un essai sur l'éprouvette CT25 (520RXM, -150°C). Les résultats sont encourageants, les trajets de fissures prédits sont globalement rectilignes, mais localement sinueux. Ils sont en accord avec les trajets expérimentaux. Ceci confirme le côté aléatoire dans la direction de propagation sur les éprouvettes CT25 classiques. En plus, la dispersion dans les avancées de fissures prédites est du même ordre de grandeur que la dispersion expérimentale. Cela signifie que la dispersion sur les avancées de fissure expérimentales est irréductible. Cela pourrait s'expliquer par les différences locales entre les trajets de fissure qui apparaissent globalement tous rectilignes. Les

distances d'arrêt prédites sont identiques aux essais. En revanche, avec cette méthode nous sous-estimons la vitesse de propagation dans les calculs prédictifs. Plusieurs hypothèses dans les modélisations restent à vérifier comme la taille de la zone d'éventail $\Delta\alpha$ sur laquelle nous effectuons le tirage aléatoire de la direction de propagation, ainsi que la loi de distribution que nous utilisons pour effectuer le tirage.

Toujours avec cette méthode, nous avons réalisé une série de six calculs prédictifs pour un essai sur l'éprouvette CT25 trouée : la direction de propagation est définie par un tirage aléatoire pour cinq calculs, et elle est déterministe pour le sixième calcul. Les résultats numériques montrent qu'il faut prendre en compte le côté aléatoire dans la direction de propagation pour reproduire les trajets expérimentaux. Sur les essais, le trou dans l'éprouvette « attire » la fissure. Sur les simulations, si la fissure tourne beaucoup au début de la propagation, la fissure plonge dans le trou. Dans le cas contraire, la fissure ne sera pas piégée par le trou.

Le branchement de fissure est observé sur les différents types d'éprouvettes CT : CT25, CT25 troué, CT25 rallongé. La fissure est branchée en plusieurs fissures. L'objectif de la thèse sur ce phénomène est uniquement de réaliser des modélisations qualitatives pour évaluer l'influence de l'angle initial de branchement sur le trajet de fissure. Deux valeurs d'angle de branchement initial ont été testées : $\alpha_{ini} = 35^\circ$ et $\alpha_{ini} = 45^\circ$. Avec la même méthode numérique, nous avons réussi à reproduire le trajet de fissure branché. Les résultats numériques montrent que l'angle initial de branchement est un paramètre prédominant sur le trajet de fissure.

Ce chapitre avait pour but d'utiliser le critère dans des configurations plus complexes (les bifurcations de fissure). Des procédures ont été développées et des premiers résultats qualitatifs sont encourageants. Néanmoins, les hypothèses dans les simulations restent à affiner.

Conclusions générales & Perspectives

Conclusions générales

Cette thèse se situe dans le contexte des analyses d'intégrité des cuves nucléaires des Réacteurs à Eau Pressurisé (REP), dans des conditions accidentelles, telles que le choc thermique pressurisé ayant lieu en cas d'Accident de Perte Réfrigérant Primaire (A.P.R.P.). Dans cette situation, nous avons étudié le phénomène d'arrêt de fissure afin de démontrer la non-nocivité d'un hypothétique défaut dans la cuve. L'objectif de cette thèse est de proposer un critère afin de prédire la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve (16MND5) sous choc thermique. Ce critère doit être robuste et transférable à la cuve, donc physiquement pertinent.

La recherche bibliographique montre que l'analyse dynamique est indispensable dans le cadre de notre étude de la propagation et de l'arrêt de fissure de clivage. Elle montre aussi qu'il faut prendre en compte la viscosité du matériau dans ces analyses, compte tenu des hautes vitesses de propagation considérées.

Il existe dans la littérature deux approches pour analyser la propagation et l'arrêt de fissure de clivage : approche globale et approche locale. La première, employée dans les approches ingénieurs codifiées (ASME et RSE-M) est basée sur un paramètre «global» : la ténacité à l'arrêt du matériau. Néanmoins, ce paramètre n'est pas une propriété intrinsèque au matériau car il dépend de la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de propagation. Cela pose un problème de transférabilité du paramètre de l'éprouvette vers la structure. Les valeurs de la ténacité à l'arrêt dans ces approches sont obtenues à partir d'analyses élastiques-statiques. Ce type d'analyse est fortement discutable car il néglige les effets dynamiques pendant la propagation de fissure. En plus, il est difficile d'évaluer simplement ou analytiquement le facteur d'intensité de contrainte en dynamique. Ce type de méthode est donc difficile à mettre en œuvre et leur validité générale est discutable. Cependant, l'approche locale, basée sur un paramètre « local » : la contrainte critique à la pointe de fissure, nous permet de surmonter les inconvénients de l'approche globale citée avant. Elle permet de modéliser finement la physique au cours de la propagation et arrêt de fissure. C'est pourquoi, nous avons adopté cette approche dans la thèse.

Dans l'approche locale, les critères fondés sur la contrainte principale maximale (σ_I) à la pointe fissure ont été développés par plusieurs auteurs pour prédire la propagation et l'arrêt de fissure. Ces critères sont de type RKR : la fissure se propage quand la contrainte principale maximale (σ_I) à une distance critique (r_c) en avant de la pointe de fissure atteint une valeur critique (σ_{Ic}), la fissure s'arrête dans le cas contraire. Dans ce type de critère, la contrainte principale maximale (σ_I) peut être évaluée à l'aide des modélisations numériques. Il existe plusieurs façon de définir la contrainte critique (σ_{Ic}). Nous pouvons citer deux alternatives récentes : critère en contrainte critique dépendant de la température (Hajjaj, 2006) (Dahl, 2012), et critère en contrainte critique dépendant de la vitesse de déformation plastique (Prabel 2007) (Bousquet 2013). Le premier peut prédire correctement la distance d'arrêt de fissure. Cependant, Dahl (2012) constate qu'il existe un problème de transférabilité du critère d'une géométrie à une autre géométrie de l'éprouvette. En revanche, le deuxième type de critère présente une bonne transférabilité pour deux géométries de l'éprouvette testées à une température constante. Cette thèse reprend le critère en contrainte critique dépendant de la vitesse de déformation plastique. Elle est la suite des travaux de Prabel (2007) et de Bousquet (2012). Cette thèse est basée sur une base de données expérimentale plus riche, y compris le nombre d'essais, le type de

géométries d'éprouvette, le type de chargements. En plus, par rapport aux deux thèses précédentes, le dispositif d'essai a été amélioré; la méthode de modélisation a été optimisée; les phénomènes de la bifurcation de fissure ont, pour la première fois, été modélisés avec un critère local.

Le premier objectif de cette thèse était d'identifier le critère en contrainte critique dépendant de la vitesse de déformation. Ceci est basé sur 53 essais de traction isothermes réalisés sur des éprouvettes CT25 à quatre températures différentes : -150°C, -125°C, -100°C et -75°C. La propagation et l'arrêt de fissure ont été filmés par une caméra ultra-rapide à une vitesse de 520000 image/s pour chaque essai. La vitesse moyenne de propagation de fissure était d'environ 600m/s. Deux jauges de déformation ont été utilisées pendant trois essais pour détecter le passage des ondes: une sur la goupille et une autre à côté de la cellule de force du montage. Les résultats montrent que la cellule de force détecte l'amorçage de fissure après l'arrêt de fissure. C'est-à-dire que la propagation et l'arrêt de fissure ont lieu sous une force constante à l'extrémité de l'amarrage.

Afin d'identifier le critère de propagation et d'arrêt de fissure, nous avons simulé les essais en imposant l'avancée de fissure expérimentale à l'aide de la méthode X-FEM sous Cast3M. A chaque pas du calcul, la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) ont été calculées à une distance critique ($r_c = 100\mu m$) devant la pointe de fissure. La taille d'un élément X-FEM sur le trajet de fissure en 2D a été fixée à $(50 \times 50)\mu m^2$. Il s'agit d'un compromis entre la précision et le temps du calcul. De plus, cette taille correspond à l'ordre de grandeur d'un ancien grain austénitique. Il existe deux façons de discrétisation, nous pouvons imposer soit l'incrément du temps (dt), soit l'avancée de fissure (da). Ces deux méthodes sont équivalentes selon nos travaux. En revanche, les deux grandeurs (dt et da) doivent être bornées dans toutes les méthodes. Pour extraire numériquement les deux grandeurs du critère : la contrainte principale maximale (σ_I) et la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}_{pl}$), nous avons testé quatre méthodes : méthode « ponctuelle », méthode « boîte », méthode « demi-disque » et méthode « éventail ». La méthode « boîte » a finalement été choisie. Cette méthode moyenne les deux grandeurs sur un domaine de $50\mu m \times 50\mu m$ à $100\mu m$ devant la pointe de fissure. La méthode permet de diminuer l'erreur numérique par rapport à la méthode « ponctuelle » qui calcule sur un point les deux grandeurs du paramètre. La méthode « boîte » est plus sensible que les méthodes « demi-disque » et « éventail » qui prennent en compte les valeurs faibles dans une zone autour de la pointe de fissure.

Les évolutions de la contrainte principale maximale (σ_I) en fonction de la vitesse de déformation plastique ($\dot{\epsilon}^p$) obtenues pour les 53 essais ne semblent pas influencées par la température.

Le critère de propagation et d'arrêt de fissure a été identifié comme une courbe moyenne de l'ensemble des points. Il peut être exprimé par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma_{Ic} &= \sigma_{stat} (1 + a(\dot{\epsilon}^p)^b) \text{ pour } r_c = 100 \mu m \\ \text{avec } \sigma_{stat} &= 1400 \text{ MPa, } a = 0.065, b = 0.29 && \text{en 2D} \\ \text{avec } \sigma_{stat} &= 1200 \text{ MPa, } a = 0.065, b = 0.32 && \text{en 3D} \end{aligned}$$

Une fois le critère identifié, **le deuxième objectif** était de tester la pertinence et la transférabilité du critère. La démonstration se base sur des comparaisons des résultats numériques, prédits par

le critère, aux résultats expérimentaux. La prédiction est d'abord menée sur les éprouvettes CT25 qui sont servi à l'identification du critère. L'algorithme du calcul prédictif est implicite, il s'agit d'une dichotomie permettant de trouver une vitesse de propagation qui vérifie le critère à chaque pas du calcul. Les calculs prédictifs sur les CT25 ont été effectués en 2D ainsi qu'en 3D. Les résultats sont tous de bonne qualité en termes de cinétique de propagation et de longueur de fissure à l'arrêt. Afin de s'assurer de la transférabilité du critère, trois essais ont été réalisés sur une autre géométrie d'éprouvette avec un chargement plus complexe: anneau en compression sollicité en mode mixte (I+II). Ces essais ont été réalisés à trois températures différentes : -150°C , -125°C et -100°C . Ceci permet d'évaluer la validé du critère à différentes températures. La vitesse moyenne de propagation de fissure était d'environ 300m/s, soit légèrement plus faible que sur les éprouvettes CT. Avec le critère identifié à partir des essais isothermes sur les CT25, les calculs prédictifs sur les anneaux isothermes chargés en mode mixte ont été effectués en 2D. En ce qui concerne la direction de la propagation de fissure, nous avons proposé un modèle où la fissure se propage dans la direction perpendiculaire à la contrainte circonférentielle (ou la contrainte d'ouverture) maximale. Les résultats prédictifs sont en conformités avec les expériences, y compris le trajet et l'arrêt de fissure, ainsi que la vitesse de propagation. Ceci a permis de prouver la validité du critère pour cette configuration d'essai et de confirmer sa transférabilité d'une géométrie d'éprouvette (CT25) à une autre (anneau).

Dès la recherche bibliographique, nous avons trouvé qu'il y avait deux mécanismes qui interviennent au cours de la propagation de fissure en clivage dans l'acier : clivage et rupture ductile des ligaments en arrière du front de fissure. C'est pourquoi la contrainte critique dépend de la vitesse de déformation plastique du fait de l'influence de la viscosité du matériau lors la rupture des ligaments. Nous avons ensuite démontré la performance de ce type du critère. **Le troisième objectif** de cette thèse était de quantifier l'effort des ligaments au cours de la propagation de fissure, pour ensuite développer une formulation analytique de la contrainte nécessaire à la propagation de fissure afin de justifier la forme du critère empirique utilisé dans les simulations. Les mesures de caractérisation des ligaments, y compris leur géométrie et leur répartition, ont été effectuées sur six éprouvettes à différentes températures avec deux méthodes différentes : sur le faciès de rupture et sur les coupes transversales. A partir des observations au MEB sur les faciès de rupture, nous avons remarqué que les ligaments sont rompus principalement en cisaillement ductile, cependant à l'amorçage, nous avons trouvé des ligaments rompus avec un mélange de clivage et de rupture ductile. La longueur, le nombre et la répartition des ligaments sont très aléatoires et irréguliers. Nous avons mesuré la hauteur des ligaments (h) sur trois éprouvettes CT25 testées à différentes températures en utilisant la reconstitution 3D du faciès de rupture par l'appareil InfiniteFocus chez Alicona. Pour chaque éprouvette, nous avons la vitesse de propagation expérimentale mesurée par une caméra rapide (Phantom V710) pendant l'essai. En imposant cette vitesse expérimentale dans une simulation X-FEM, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Nous pouvons donc établir une relation entre la hauteur des ligaments (h) et la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$). Nous trouvons que h augmente avec la $\dot{\epsilon}_{pointe}^p$. Les mesures sur les coupes transversales des éprouvettes permettent aussi de mesurer la hauteur des ligaments (h). A partir des mesures sur trois autres éprouvettes à différentes températures, nous observons la même évolution de la hauteur des ligaments (h) avec la vitesse de déformation plastique à la pointe de fissure ($\dot{\epsilon}_{pointe}^p$).

Les mesures sur les coupes transversales des éprouvettes permettent aussi de mesurer la longueur de recouvrement entre les fissures (R). Nous trouvons que R augmente avec la

distance en arrière de la pointe de fissure (x). A partir de ces observations, nous avons proposé un scénario de la propagation de fissure : une fissure principale est formée par plusieurs petites fissures situées sur différents plans de propagation, ces petites fissures se propagent dans deux directions simultanément : dans la direction de propagation macroscopique pour augmenter la longueur de fissure et dans la direction latérale pour augmenter la largeur de chaque petite fissure et par conséquent, les petites fissures se recouvrent partiellement au cours de la propagation de fissure.

Après les observations, des simulations par la méthode des X-FEM ont été effectuées pour quantifier la contrainte associée aux ligaments lorsqu'ils viennent résister à l'ouverture des lèvres de la fissure au cours de la propagation. Nous avons, dans un premier temps, calculé le profil des lèvres de la fissure à partir de la simulation d'un essai sur une éprouvette CT. Ceci permet de calculer la déformation (ε_{liga}^p) et la vitesse de déformation ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p$) sur les ligaments. Il permet ensuite d'obtenir le ratio entre la vitesse de déformation estimé pour le ligament et celui calculé à la pointe de fissure ($\dot{\varepsilon}_{liga}^p / \dot{\varepsilon}_{pointe}^p$). En considérant qu'un ligament est rompu pour une déformation critique constante (30%), nous en avons déduit que la distance d , sur laquelle se trouvent les ligaments résistants en arrière du front, augmente avec la hauteur des ligaments (h).

Nous avons ensuite évalué le profil de contrainte sur les lèvres de la fissure. Celui-ci est divisé en deux parties : proche de la pointe ($0 < x \leq d_1$) de fissure quand les petites fissures ne se recouvrent pas ($R < 0$), et le reste ($d_1 < x \leq d$) quand les petites fissures se recouvrent. Ceci permet de calculer la contrainte de fermeture associée aux ligaments (σ_{liga}).

La formulation analytique a été développée en considérant que la contrainte critique (σ_{IC}) à $r_c = 100\mu m$ en avant de la pointe de fissure au cours de la propagation est la somme de la contrainte nécessaire à la propagation en clivage « pur » (σ_{cliv}) et la contrainte de fermeture associée aux ligaments (σ_{liga}). Les courbes obtenues à partir de cette formulation analytique sont en accord avec les valeurs de σ_{IC} calculées à partir des simulations des essais CT25 par la méthode des X-FEM pendant l'identification du critère. Ceci confirme l'importance du rôle des ligaments au cours de la propagation. Il justifie aussi la dépendance du critère de propagation, utilisé dans cette thèse, à la vitesse de déformation plastique du fait de l'influence de la viscosité du matériau lors de la rupture ductile des ligaments.

Le quatrième objectif était d'évaluer la pertinence du critère pour les essais de choc thermique. Par rapport aux essais sur les CT25 et sur les anneaux isothermes sollicités en mode mixte, ce type d'essai est plus complexe. Tout d'abord, la dimension de l'anneau de choc thermique ($\emptyset = 270$ mm) est plus grande que les autres types d'éprouvettes (CT25 : $W = 50$ mm ; Anneau isotherme : $\emptyset = 110$ mm). Ensuite, le type de chargement pour l'essai de choc thermique est plus complexe avec un couplage de chargements mécaniques et thermiques. Deux niveaux de chargement mécaniques : -750kN pour deux essais (520UP et 520LI-A), -5KN (≈ 0 KN) pour un essai (520SG). Ceci permet d'évaluer la pertinence du critère à différents niveaux de chargement mécanique. De plus, le gradient de température théorique était d'environ 250°C (entre l'eau chaude à environ 90°C et la température initiale de l'éprouvette d'environ -160°C) sur le chemin de fissure. Cette configuration est proche de celle du contexte industriel : la cuve nucléaire subit un choc thermique d'environ 300°C dans des conditions accidentelles telles que l'A.P.R.P. La propagation de fissure a été suivie par une caméra rapide pour l'essai de choc réalisé dans cette thèse (520LI-A). Ceci permet d'avoir des données expérimentales plus fiables et plus précises. Nous avons constaté que la fissure se propage plus loin dans l'anneau sans

chargement mécanique (-5KN, 520SG). Ceci peut être expliqué par le fait que la zone en compression à l'amorçage est plus faible sur cette configuration. La vitesse moyenne de propagation de fissure était de 600m/s comme celle observée sur les éprouvettes CT testées en isotherme.

Les simulations, y compris de la mise en charge (mécanique + thermique) de propagation et d'arrêt de fissure, pour les trois essais, ont été réalisées en 2D ainsi qu'en 3D. Au cours de la simulation de la mise en charge thermique, nous avons optimisé les coefficients d'échange par convection entre l'eau chaude et l'anneau. Cela nous a permis de reproduire les conditions expérimentales des chargements à l'amorçage. En effet, le critère, proposé dans cette thèse, est dédié uniquement à la prédiction de la propagation et de l'arrêt de fissure. Il est donc important, pour les simulations, d'avoir les conditions à l'amorçage expérimentales. Les températures à la pointe de fissure, pour respectivement l'anneau 520LI-A, 520UP et 520SG, sont -166°C , -166°C et -155°C à l'instant d'amorçage, elles sont -93°C , -134°C et -87°C à l'instant d'arrêt. La plage de température reste dans la gamme de température dans laquelle nous avons identifié la loi de comportement sur le 16MND5 (-175°C à -50°C).

La propagation et l'arrêt de fissure, pour les trois essais de choc thermique, ont été prédits par le critère identifié à partir des essais isothermes sur les éprouvettes CT25. Nous avons réussi à prédire la longueur de fissure à l'arrêt et le changement de vitesse au cours de la propagation de fissure pour les deux essais avec un chargement couplé mécanique plus thermique (520LI-A, 520UP). En revanche, nous avons surestimé la longueur de fissure à l'arrêt pour l'anneau qui subit uniquement un chargement thermique (520SG), mais les résultats prédictifs restent conservatifs.

Le cinquième objectif était d'appliquer le critère pour prédire la bifurcation de fissure sur les éprouvettes CT rallongées. En effet, la fissure, sur ce type d'éprouvette, ne se propage pas dans le plan de symétrie de l'éprouvette, elle dévie de son plan initial au cours de la propagation. 18 essais ont été réalisés sur les CT rallongées avec deux épaisseurs différentes (25mm et 10mm). Nous avons observé une grande dispersion sur les trajets de fissure. L'effet de l'épaisseur de l'éprouvette sur les trajets n'était pas mis en évidence.

Nous avons un critère de propagation qui est identifié à partir des essais isothermes sur les éprouvettes CT25 standards. Nous avons aussi un critère déterministe pour prédire la direction de propagation : la fissure se propage perpendiculairement à la contrainte circonférentielle maximale. Avec ces deux critères, nous avons réussi à prédire le trajet de fissure non-rectiligne sur les anneaux isothermes sollicités en mode mixte. En revanche, nous n'avons pas pu prédire la bifurcation de fissure sur les CT rallongées. A partir des observations microscopiques sur les coupes transversales, ainsi que les images de fissure enregistrées par la caméra rapide, nous avons démontré l'existence d'instabilités dans la direction de propagation. Afin de prendre en compte cette instabilité, nous avons proposé un autre critère pour prédire la direction de propagation : la direction de propagation est définie par un tirage aléatoire suivant une « loi uniforme », dans un éventail d'angle ($\Delta\alpha$) correspondant à une zone de forte contrainte ($> 90\% \times \max(\sigma_{\theta\theta}(\alpha))$).

Avec le critère de propagation et le critère de direction, ce dernier prenant en compte l'instabilité dans la direction de propagation, nous avons réussi à reproduire la bifurcation et la dispersion des trajets sur les éprouvettes CT rallongées. Avec la même méthode, nous avons effectué six calculs prédictifs pour un essai sur éprouvette CT25 standard. Les résultats étaient satisfaisants. Les trajets de fissure prédits étaient globalement rectilignes, mais localement

sinueux. Ils étaient en accord avec les trajets expérimentaux. Le fait que la fissure ne bifurque pas sur les éprouvettes CT25 a montré que la géométrie de l'éprouvette est un facteur de la bifurcation de fissure : la CT25 standard a une géométrie stable, la CT25 rallongée a une géométrie instable. Nous avons remarqué que, pour les courbes des avancées de fissure en fonction du temps ($a=f(t)$), la dispersion prédite par les différents tirages aléatoires est du même ordre de grandeur que la dispersion expérimentale. Ceci signifie que cette dispersion expérimentale est irréductible. Elle pourrait s'expliquer par le fait que chaque fissure que nous considérons globalement rectiligne a en fait un trajet localement sinueux et la différence de trajet d'une éprouvette à une autre entraînerait ces écarts sur la vitesse de propagation. Par ailleurs, avec cette même méthode, nous avons réussi à prédire les trajets de fissure sur les CT25 trouées. Tous ces résultats ont confirmé la pertinence et la transférabilité du critère identifié à partir des essais isothermes sur les CT25. Ils confirment aussi les origines de la bifurcation de fissure : l'instabilité dans la direction de propagation et la géométrie de l'éprouvette.

Pour résumer, nous avons réalisé de nouveaux essais sur plusieurs géométries d'éprouvette (CT25 standard, CT rallongée, anneaux en compression sollicité en mode mixte, anneau de choc thermique) à différentes températures, ce qui a permis d'enrichir de façon conséquente la base de données mise en place au cours des thèses précédentes, concernant les essais sur l'acier 16MND5 pour les études d'arrêt de fissure. Le dispositif d'essai a été amélioré, une caméra rapide (Phantom V710) a été utilisée pour mesurer la propagation et l'arrêt de fissure, ce qui a également permis d'augmenter la précision des données expérimentales essentielles pour la modélisation. Concernant les simulations numériques, nous avons optimisé la méthode de modélisation, y compris la façon d'extraire les paramètres du critère, la méthode de discrétisation, l'algorithme du calcul prédictif, etc. Au niveau du critère de propagation et d'arrêt de fissure, nous l'avons identifié et validé sur plusieurs types d'essai. En plus, nous avons introduit l'instabilité dans la direction de propagation qui permet de reproduire la bifurcation de fissure expérimentale. Enfin sur la justification physique du critère, nous avons approfondi les connaissances des micromécanismes au cours de la propagation de fissure. Une formulation analytique, basée sur l'effort des ligaments sur les lèvres de la fissure, a été développée, ceci permet de justifier la forme du critère identifié à partir des essais.

Perspectives

De nombreuses perspectives à ce travail peuvent être envisagées :

La loi de comportement de l'acier 16MND5, décrit par le modèle de Cowper-Symonds, mérite être améliorée. En effet, cette loi a été identifiée par Bousquet (2013) à cinq températures différentes, les paramètres du modèle (D,p) n'ont pas de sens physique, ils ne présentent pas une évolution monotone avec la température. Ceci est gênant pour modéliser les essais anisothermes : essai de choc thermique dans cette thèse.

La modélisation 3D des essais a été simplifiée dans cette thèse : le front de fissure a été considéré comme rectiligne, le critère a été vérifié uniquement sur une couche des éléments au cœur de l'éprouvette. Ces simplifications ne permettent pas d'évaluer les effets d'épaisseur. Le vrai front de fissure courbé, et la vérification du critère sur tous les éléments sont envisageables dans les modélisations pour augmenter la précision du critère.

Un nombre plus élevé d'essais sur les éprouvettes CT rallongées en faisant varier le niveau de K_I à l'amorçage est nécessaire pour évaluer l'influence de l'énergie stockée dans l'éprouvette à l'amorçage sur les trajets de fissure. Pour les essais sur les éprouvettes CT trouées, il faut faire varier la position du trou afin d'évaluer son influence sur le trajet de fissure. De plus, deux hypothèses dans les modélisations de la bifurcation de fissure restent à vérifier :

- La fissure se propage dans une zone de forte contrainte. Dans cette zone, la contrainte circonférentielle ($\sigma_{\theta\theta}$) dépasse 90% de la valeur maximale de la contrainte. Nous avons choisi arbitrairement le seuil de $90\% \times \sigma_{\theta\theta}(\text{maxi})$.
- Le tirage aléatoire de la direction de propagation sur l'éventail de direction $\Delta\alpha$, suit une « loi uniforme ».

Le sujet du branchement de fissure a été abordé dans cette thèse, les modélisations qualitatives ont été effectuées pour évaluer l'influence de l'angle du branchement sur le trajet de fissure. Cependant, l'origine du branchement de fissure, ainsi qu'un critère pour prédire le branchement de fissure demeurent des points à creuser.

Concernant le critère de propagation, une formulation analytique a été proposée. Cependant, elle est basée sur de nombreuses hypothèses : nous avons supposé que les fissures ne se recouvrent pas proche de la pointe de fissure jusqu'à une distance $d_1 = 100\mu\text{m}$ en arrière de la pointe de fissure ; la contrainte sur chaque ligament dans cette zone est de l'ordre de $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_Y$, qui est une valeur intermédiaire entre la contrainte de traction pure et la contrainte de cisaillement pur. L'impact de ces hypothèses reste à vérifier. De plus, le profil de la contrainte sur les lèvres de la fissure est calculé par en deux parties : une partie proche de la pointe de fissure ($0 < x \leq d_1$) sur laquelle les fissures ne se recouvrent pas, et une autre partie relativement loin de la pointe de fissure ($d_1 < x \leq d$) sur laquelle les fissures se recouvrent. Les profils de la contrainte sur ces deux parties sont calculés par deux modèles différents, il possède une discontinuité entre ces deux profils à $d = d_1$. Ceci n'est pas physique, il reste un point à améliorer.

La mesure de la hauteur du ligament (h) reste aussi un point à améliorer. En effet, nous avons effectué les mesures sur six éprouvettes différentes. Au moins un des paramètres de

l'éprouvette : le type (CT et anneau), l'épaisseur et la température d'essais, change d'une éprouvette à l'autre. Ceci est délicat pour identifier l'influence de ces paramètres sur la hauteur du ligament.

Enfin, la dernière perspective est d'utiliser le critère proposé dans cette thèse pour qualifier les approches ingénieurs. En effet, le critère proposé permet de modéliser finement la physique au cours de la propagation et d'arrêt de fissure, les résultats obtenus par ce critère sont donc plus fiable. Cependant, il reste difficile à mettre en œuvre pour l'ingénierie, il pourra néanmoins être servi pour tester la validité des approches ingénieurs.

Références

- Achenbach, J.D., and Bažant, Z.P. (1975). Elastodynamic Near-Tip Stress and Displacement Fields for Rapidly Propagating Cracks in Orthotropic Materials. *J. Appl. Mech.* 42, 183–189.
- Aihara, S., and Tanaka, Y. (2011). A simulation model for cleavage crack propagation in bcc polycrystalline solids. *Acta Mater.* 59, 4641–4652.
- Anderson, T.L., and Dodds, R.H.J. (1993). Simple constraint corrections for subsize fracture toughness specimens.
- Anderson, T. L., 2005. *Fracture Mechanics: Fundamentals and Applications, Third Edition*. CRC Press.
- ASTM (1986). American Society for Testing and Material, Analysis of flaws - Section XI, Appendix A, ASTM Code.
- Baker, B.R. (1962). Dynamic Stresses Created by a Moving Crack. *J. Appl. Mech.* 29, 449–458.
- Barenblatt, G.I. (1959). The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. General ideas and hypotheses. Axially-symmetric cracks. *J. Appl. Math. Mech.* 23, 622–636.
- Bauvineau, L., Pineau, A., and Burlet, H. (1996). Approche locale de la rupture ductile: application à un acier Carbone-Manganeuse. [s.n.].
- Belytschko, T., and Black, T. (1999). Elastic crack growth in finite elements with minimal remeshing. *Int. J. Numer. Methods Eng.* 45, 601–620.
- Belytschko, T., Gu, L., and Lu, Y.Y. (1994). Fracture and crack growth by element free Galerkin methods. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* 2, 519.
- Berdin, C. (2012). 3D modeling of cleavage crack arrest with a stress criterion. *Eng. Fract. Mech.* 90, 161–171.
- Berdin, C., Hajjaj, M., Bompard, P., and Bugat, S. (2008). Local approach to fracture for cleavage crack arrest prediction. *Eng. Fract. Mech.* 75, 3264–3275.
- Beremin, F.M., Pineau, A., Mudry, F., Devaux, J.-C., D’Escatha, Y., and Ledermann, P. (1983). A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel. *Metall. Trans. A* 14, 2277–2287.
- Bleck, W., and Schael, I. (2000). Determination of crash-relevant material parameters by dynamic tensile tests. *Steel Res.* 71, 173–178.
- Blouin, A. (2011). Rupture des liaisons bimétalliques dans la transition fragile-ductile.
- Bordet, S.R., Karstensen, A.D., Knowles, D.M., and Wiesner, C.S. (2005). A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part I: model presentation. *Eng. Fract. Mech.* 72, 435–452.
- Bousquet, A. (2013). Critère de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP Thèse, Ecole Centrale Paris.
- Bousquet, A., Marie, S., and Bompard, P. (2012). Cleavage Crack Propagation and Arrest in a Nuclear Pressure Vessel Steel. 349–358.
- Bouyne, E. (1999). Propagation et arrêt de fissures de clivage dans l’acier 2 4/1 Cr-1 Mo (Ecole Nationale Supérieur des Mines de Paris).
- Broberg, K.B. (1962). The propagation of a brittle crack. *Arckiv Fys.* 24, 449–454.
- Bellis, C., et Chaillat, S. (2008) Méthode des Eléments de Frontière Accélérée en Mécanique de la Rupture 3D. Rapport de Master, Université Pierre et Marie Curie.
- Cast3M, 2012, Finite Element software developed by the French Atomic Energy Commission, <http://www-cast3m.cea.fr>.
- Chan, K.S. (1991). Micromechanics of shear ligament toughening. *Metall. Trans. A* 22, 2021–2029.

- Chapuliot, S., and Le Corre, V. (2008). A simplified expression for low cleavage probability calculation. *Eng. Fract. Mech.* 75, 1488–1506.
- Chapuliot, S., Lacire, M.H., Marie, S., and Nédélec, M. (2005). Thermomechanical analysis of thermal shock fracture in the brittle/ductile transition zone. Part I: description of tests. *Eng. Fract. Mech.* 72, 661–673.
- Chen, J.H., and Wang, G.Z. (1998). On scattering of measured values of fracture toughness parameters. *Int. J. Fract.* 94, 33–50.
- Le Corre, V. (2006). Etude de la compétition déchirure ductile / rupture fragile: application de la tenue mécanique des tubes en acier C-Mn et de leurs joints soudés. Ecole Centrale Lille.
- Cotterell, B., and Rice, J.R. (1980). Slightly curved or kinked cracks. *Int. J. Fract.* 16, 155–169.
- Craggs, J.W. (1960). On the propagation of a crack in an elastic-brittle material. *J. Mech. Phys. Solids* 8, 66–75.
- Curry, D.A. (1980). Cleavage micromechanisms of crack extension in steels. *Met. Sci.* 14, 319–326.
- Curry, D.A., and Knott, J.F. (1978). Effects of microstructure on cleavage fracture stress in steel. *Met. Sci.* 12, 511–514.
- Dahl, A. (2012). Etude expérimentale et approche locale de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier bainitique. Thèse. Ecole Centrale Paris.
- Debruyne, G., Laverne, J., and Dumouchel, P.E. (2012). Dynamic crack growth: Analytical and numerical cohesive zone models approaches from basic tests to industrial structures. *Eng. Fract. Mech.* 90, 1–29.
- Douglas, A.S., Freund, L.B., and Parks, D.M. (1981). (Cannes, France), p. 2233.
- Duflot, M. (2004). Application des méthodes sans maillage en mécanique de la rupture.
- Dvorak, J. (1969). Motion of cracks in brittle fracture. 338–349.
- Elices, M., Guinea, G.V., Gómez, J., and Planas, J. (2002). The cohesive zone model: advantages, limitations and challenges. *Eng. Fract. Mech.* 69, 137–163.
- Di Fant, E. (1990). Mécanique et Mécanismes de la Rupture Dynamique dans un Acier Ferritique Peu Allié (Ecole Nationale Supérieur des Mines de Paris).
- Fedeliński, P. (2004). Boundary element method in dynamic analysis of structures with cracks. *Eng. Anal. Bound. Elem.* 28, 1135–1147.
- Fedeliński, P., Aliabadi, M.H., and Rooke, D.P. (1996). Boundary element formulations for the dynamic analysis of cracked structures. *Eng. Anal. Bound. Elem.* 17, 45–56.
- Fineberg, J., Gross, S.P., and Marder, M. (1992). Instability in the propagation of fast crack. *Phys Rev B* 45, 5146–5154.
- Freund, L.B. (1972). Crack propagation in an elastic solid subjected to general loading. 1. Constant rate of extension. *J. Mech. Phys. Solids* 20, 129 .
- Freund, L.B. (1990). Dynamic fracture mechanics. Camb. Univ. Press.
- Freund, L.B., and Hutchinson, J.W. (1985). High strain-rate crack growth in rate-dependent plastic solids. *J. Mech. Phys. Solids* 33, 169–191.
- Gol'dstein, R.V., and Salganik, R.L. (1974). Brittle fracture of solids with arbitrary cracks. *Int. J. Fract.* 10, 507–523.
- Kanninen, M. F. 1974. "A Dynamic Analysis of Unstable Crack Propagation and Arrest in the DCB Test Specimen." *International Journal of Fracture* 10 (3): 415–30.
- Hahn, G.T., and Kanninen, M.F. (1980). Crack Arrest Methodology and Applications (ASTM International).
- Hajjaj, M. (2006). Propagation dynamique et arrêt de fissure de clivage dans un acier bainitique, Thèse, Ecole Centrale Paris.
- Haušild, P. (2002). Transition ductile-fragile dans un acier faiblement allié. Thèse, Ecole Centrale Paris.

- Haušild, P., Berdin, C., and Bompard, P. (2005). Prediction of cleavage fracture for a low-alloy steel in the ductile-to-brittle transition temperature range. *Mater. Sci. Eng. A* 391, 188–197.
- Hoagland, R.G., Rosenfield, A.R., Gehlen, P.C., and Hahn, G.T. (1977). Fast fracture in crack arrest. *ASTM STP 627* 177–202.
- Hohe, Jörg, Valérie Friedmann, Jan Wenck, and Dieter Siegele. 2008. “Assessment of the Role of Micro Defect Nucleation in Probabilistic Modeling of Cleavage Fracture.” *Engineering Fracture Mechanics, Local Approach to Fracture (1986–2006): Selected papers from the 9th European Mechanics of Materials Conference*, 75 (11): 3306–27.
- Jung, T. (1994). Propagation rapide et arrêt des fissures dans les aciers pour gazoduce. Rupture par clivage et rupture ductile. Thèse. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- Jung, T., and PINEAU, A. (1996). Dynamic crack propagation and crack arrest investigated with a new specimen geometry: Part II: Expérimental study on low -alloy ferritic steel. *Fatigue Fract Engng Mater Struct* 19, 1369–1381.
- Jablokov, V., Goto, D.M., Koss, D.A., and McKirgan, J.B. (2001). Temperature, strain rate, stress state and the failure of HY-100 steel. *Mater. Sci. Eng. A* 302, 197–205.
- Jayadevan, K.R., Narasimhan, R., Ramamurthy, T.S., and Dattaguru, B. (2003). The effect of T-stress on plane strain dynamic crack growth in elastic–plastic materials. *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.* 26, 647–660.
- Kalthoff, J.F. (1977). Measurements of dynamic stress intensity factors for fast running and arresting cracks in double cantilever beam specimens. *ASTM STP 627* 161–176.
- Kalthoff, J.F. (1983). On Some Current Problems in Experimental Fracture Dynamics.
- Kalthoff, J.F., Beinert, J., Winkler, S., and Klemm, W. (1980). Experimental analysis of dynamic effects in different crack arrest test specimens. *ASTM Spec. Tech. Publ.* 109–127.
- Keh, A.S., Nakada, Y., (1968). *Trans. JIM*, 9, 876
- Kim, J.-H., Kim, D., Han, H.N., Barlat, F., and Lee, M.-G. (2013). Strain rate dependent tensile behavior of advanced high strength steels: Experiment and constitutive modeling. *Mater. Sci. Eng. A* 559, 222–231.
- Li, D.-F., Li, C.-F., Qing, H., and Lu, J. (2010). The elastic T-stress for slightly curved or kinked cracks. *Int. J. Solids Struct.* 47, 1753–1763.
- Melenk, J.M., and Babuška, I. (1996). The partition of unity finite element method: Basic theory and applications. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 139, 289–314.
- Moës, N., Dolbow, J., and Belytschko, T. (1999). A finite element method for crack growth without remeshing. *Int. J. Numer. Methods Eng.* 46, 131–150.
- Needleman, A. (1987). A Continuum Model for Void Nucleation by Inclusion Debonding. *J. Appl. Mech.* 54, 525–531.
- Nguyen, T.H. (2009). Prédiction de la non-rupture fragile dans un joint soudé en acier C-Mn dans le domaine de la transition fragile / ductile. Ecole Centrale Lille.
- Obermeier, F., Barthelmes, J., Keim, E., Hein, H., Schnabel, H., and Kaiser, M. (2013). Crack Arrest Test Results of Unirradiated and Irradiated German RPV Steels.
- Oikonomidis, F., Shterenlikht, A., and Truman, C.E. (2013). Prediction of crack propagation and arrest in X100 natural gas transmission pipelines with the strain rate dependent damage model (SRDD). Part 1: A novel specimen for the measurement of high strain rate fracture properties and validation of the SRDD model parameters. *Int. J. Press. Vessels Pip.* 105–106, 60–68.
- Ooi, E.T., Shi, M., Song, C., Tin-Loi, F., and Yang, Z.J. (2013). Dynamic crack propagation simulation with scaled boundary polygon elements and automatic remeshing technique. *Eng. Fract. Mech.* 106, 1–21.
- Pandolfi, A., Guduru, P., Ortiz, M., and Rosakis, A.J. (2000). Three Dimensional Cohesive-Element Analysis and Experiments of Dynamic Fracture in C300 Steel.

- Pommier, S., Gravouil, A., Moës, N., and Combescure, A. (2009). la simulation numérique de la propagation des fissures.
- Prabel, B. (2007). Modélisation avec la méthode X-FEM de la propagation dynamique et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP, Thèse, INSA Lyon.
- Ravi-Chandar, K., and Knauss, W.G. (1984). An experimental investigation into dynamic fracture: III. On steady-state crack propagation and crack branching. *Int. J. Fract.* 26, 141–154.
- RCC-M (2002). Règles de Conception et de Construction relatives aux matériels Mécaniques, Annexe A16- Tome I - Vol Z.
- Ramulu, M, and A. S. Kobayashi (1985). Criteria for Dynamic Crack Curving and Branching.
- Renevey, S. (1998). Approche globale et locale de la rupture dans le domaine de transition fragile-ductile d'un acier faiblement allié (Ecole Nationale Supérieur des Mines de Paris).
- Rice, J.R. (1968). Mathematical analysis in the mechanics of fracture. *Fracture II*, 191–131.
- Ritchie, R.O., Knott, J.F., and Rice, J.R. (1973). On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel. *J. Mech. Phys. Solids* 21, 395–410.
- R. O. Ritchie, W.L.S. (1979). Critical fracture stress and fracture strain models for the prediction of lower and upper shelf toughness in nuclear pressure vessel steels. *10*, 1557–1570.
- Rosenfield, A.R., and Majumdar, B.S. (1987). A micromechanical model for cleavage-crack reinitiation. *Metall. Trans. A* 18, 1053–1059.
- Shahani, A.R., and Amini Fasakhodi, M.R. (2009). Finite element analysis of dynamic crack propagation using remeshing technique. *Mater. Des.* 30, 1032–1041.
- Sharon, E., Gross, S.P., and Fineberg, J. (1995). Local crack branching as a mechanism for instability in dynamic fracture. *Phys. Rev. Lett.* 74, 5096–5099.
- Sharon, E., Gross, S.P., and Fineberg, J. (1996). Energy Dissipation in Dynamic Fracture. *Phys. Rev. Lett.* 76, 2117–2120.
- Shin, H.-S., Lee, H.-M., and Kim, M.-S. (2000). Impact tensile behaviors of 9% nickel steel at low temperature. *Int. J. Impact Eng.* 24, 571–581.
- Sih, G.C. (1968). Some elastodynamic problems of cracks. *Int J Fract. Mech* 4, 51–68.
- Simatos, A., Prabel, B., Marie, S., Nedelec, M., and Combescure, A. (2012). Modelling the Tearing Crack Growth in a Ductile Ferritic Steel Using X-Fem Elements (New York: Amer Soc Mechanical Engineers).
- Smith, E. (1984). A combined ligament rupture-cleavage model for crack arrest in thick-section steel plate. *J. Nucl. Mater.* 120, 31–35.
- Stroh, A.N. (1954). The Formation of Cracks as a Result of Plastic Flow. *Proc R Soc Lond A* 223, 404–414.
- Sumi, Y. (1985). Computational crack path prediction. *Theor. Appl. Fract. Mech.* 4, 149–156.
- Tanguy, B. (2001). Modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale de la rupture. Application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition.
- Ventura, G., Moran, B., and Belytschko, T. (2005). Dislocations by partition of unity. *Int. J. Numer. Methods Eng.* 62, 1463–1487.
- Wallin, K. (1999). Statistical re-evaluation of the ASME KIC and KIR fracture toughness reference curves. *Nucl. Eng. Des.* 193, 317–326.
- Wallin, K., Saario, T., and Törrönen, K. (1984). Statistical model for carbide induced brittle fracture in steel. *Met. Sci.* 18, 13–16.
- Weibull, W. (1951). A statistical distribution function of wide applicability. *J. Appl. Mech.* 18, 293–297.
- Wu, S.J., and Knott, J.F. (2003). Effects of degradation on the mechanical properties and fracture toughness of a steel pressure-vessel weld metal. *Int. J. Press. Vessels Pip.* 80, 807–815.

-
- Yang, W.J., Lee, B.S., Huh, M.Y., and Hong, H.J. (2003). Application of the local fracture stress model on the cleavage fracture of the reactor pressure vessel steels in the transition region. *J. Nucl. Mater.* 234242.
- Yoffe, E.H. (1951). The moving Griffith crack. *Philos. Mag.* 42, 739–750.
- Zehnder, A.T., and Rosakis, A.J. (1990). Dynamic fracture initiation and propagation in 4340 steel under impact loading. *Int. J. Fract.* 43, 271–285.
- Zhou, F., and Molinari, J.F. (2004). Dynamic crack propagation with cohesive elements: a methodology to address mesh dependency. *Int. J. Numer. Methods Eng.* 59, 1–24.

Annexe A

Caractéristiques du 16MND5 à basse température (Mécaniques & Thermiques)

Comportement mécanique quasi-statique

Cette partie de l'annexe présente le comportement mécanique quasi-statique du 16MND5. Il a déjà été synthétisé par Prabel (2007).

Des essais de traction lente sur éprouvettes lisses ont été réalisés sur le matériau 16MND5 au cours d'études antérieures réalisées au Laboratoire d'Intégrité des Structures et de Normalisation du CEA sur une gamme de température s'étalant de -175°C à 25°C (Chapuliot et al 2001a) (Chapuliot et al 2001b). La limite d'élasticité augmente lorsque la température diminue ou la vitesse de sollicitation augmente. Chapuliot et al (2011) proposent une loi puissance (Equation A-1) pour décrire correctement le comportement du matériau en quasi-statique pour n'importe quelle température comprise dans la gamme précédente. Dans cette étude, nous utilisons le lissage proposé par Chapuliot et al, qui a été effectué à partir d'essai sur la virole de cuve dont sont issues nos éprouvettes. La Figure A-1, représentant les courbes expérimentales et lissées, confirme les bonnes prédictions obtenues avec le lissage proposé :

$$\varepsilon^{tot} = \begin{cases} \frac{\sigma^{eq}}{E} & \text{si } \sigma^{eq} < \sigma_Y \\ \frac{\sigma^{eq}}{E} + \varepsilon_0 + \frac{\sigma^{eq} - \sigma'_Y}{E'} + \left(\frac{\sigma^{eq} - \sigma'_Y}{L} \right)^{\frac{1}{n}} & \text{si } \sigma^{eq} \geq \sigma_Y \end{cases} \quad \text{Équation A-1}$$

où $\sigma_Y = \sigma'_Y - E' \varepsilon_0$

Les paramètres E , σ_Y , ε_0 , E' , σ'_Y , K et n sont fonction de la température τ donnée par l'Equation A-2. E , σ_Y , E' et K sont données en MPa . n est un exposant sans dimension. Le Tableau A-1 donne les constantes utilisées pour déterminer les lois de comportement en traction selon la température.

$$\begin{aligned} E &= a_E + b_E \tau + c_E \tau^2 + d_E \tau^3 \\ \sigma'_Y &= a_{\sigma'_Y} + b_{\sigma'_Y} \tau + c_{\sigma'_Y} \tau^2 + d_{\sigma'_Y} \tau^3 + e_{\sigma'_Y} \tau^4 \\ \varepsilon_0 &= 100 \cdot (a_{\varepsilon_0} + b_{\varepsilon_0}) \left[\text{atan}(c_{\varepsilon_0} \tau + d_{\varepsilon_0}) + e_{\varepsilon_0} \right] \\ E' &= (a_{E'} + b_{E'}) \left[\text{atan}(c_{E'} \tau + d_{E'}) + e_{E'} \right] \\ K' &= (a_{K'} + b_{K'}) \left[\text{atan}(c_{K'} \tau + d_{K'}) + e_{K'} \right] \\ 1/n &= (a_n + b_n) \left[\text{atan}(c_n \tau + d_n) + e_n \right] \end{aligned} \quad \text{où } \tau = \frac{T(^{\circ}\text{C})}{273} \quad \text{Équation A-2}$$

coefficients	E	σ'_Y	ε_0	E'	K'	$1/n$
a	205860	386,875	-3,184	708,041	125,924	6,878
b	-6741,7	-11,315	8,188	503,098	-81,622	3,476
c	5223,3	-5,987	-8,716	-5,513	-13,893	-6,542
d	-1136,4	-0,361	-3,915	-0,756	-5,629	-3,040
e		-0,006	1,611	5,862	4,895	2,296

Tableau A-1 : Constantes utilisées pour décrire les courbes de traction de l'acier 16MND5

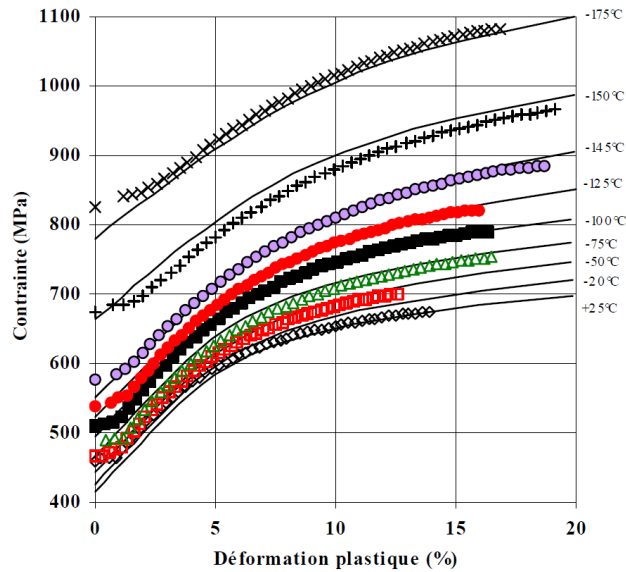


Figure A-1 : Courbes rationnelles de traction expérimentales (symboles) et modélisées par l'Equation A-1 (traits continus) à différentes températures

Propriétés à rupture de l'acier 16MND5

Des essais de résilience ont été réalisés sur l'acier 16MND5 à partir d'éprouvettes Charpy-V (Renevey 1998). Au CEA/LISN, des essais de ténacité sur CT25 à différentes températures ont permis de caractériser la transition fragile-ductile de l'acier 16MND5 (Figure A-2) pour une gamme de température allant de -175°C à 200°C . L'ensemble de la courbe de transition compte plus de 100 essais issus de trois campagnes expérimentales (Reytier 2011).

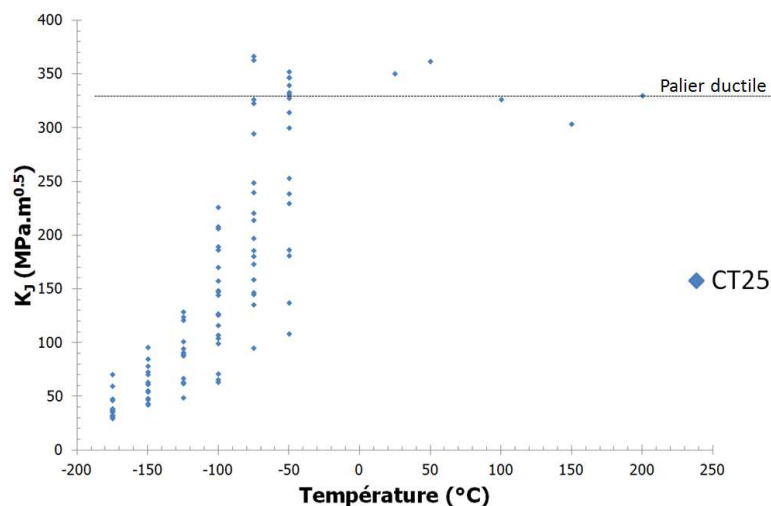


Figure A-2 : Courbe de transition fragile-ductile mise en évidence par des essais de ténacités sur CT25

La Figure A-2 montre un plateau ductile à une ténacité de l'ordre de $330 \text{ MPa.m}^{0.5}$ et une zone de transition comprise entre -100°C et 30°C . A -100°C tous les essais amorcent en clivage, alors qu'à -75°C et -50°C certains essais présentent de la déchirure ductile avant la rupture par clivage. Les essais réalisés durant cette thèse, sur des éprouvettes CT25 de différentes épaisseurs, permettent de compléter les campagnes expérimentales de ces études antérieures.

Caractéristique thermique

Cette partie de l'annexe présente les caractéristiques thermiques du 16MND5. Elle a déjà été synthétisées par Reyrier et Ferry (2004).

Les résultats ci-dessous ont été obtenus par la société Influxtherm. Les chaleurs massiques sont mesurées par DSC (differential scanning calorimetry), les diffusivités thermiques par la méthode Laser Flash. Les conductivités thermiques sont déterminées analytiquement à partir de ces deux informations.

Mesure de Cp

Pour ces déterminations, un appareillage Mettler Tolédo TA 8000 fonctionnant de la température de -170 à 700°C a été utilisé. Les échantillons ont été conditionnés dans des creusets en aluminium de 40 µl avec un couvercle troué pour que le gaz neutre (argon U) les protège de toute oxydation. L'utilisation de l'aluminium limite le domaine de mesure à 650°C. A basse température, les mesures sont effectuées à partir de -160°C de manière à ce que le four soit en régime permanent de chauffe.

L'échantillon est refroidi à partir de 25°C à une vitesse de 10°C/min. Après une stabilisation de 5 minutes à la température de départ, une rampe de 10°C/min est appliquée jusqu'à la température finale. Un « blanc » est effectué dans des conditions expérimentales identiques mais avec un creuset vide pour tenir compte de la dissymétrie thermique du système de mesure. Cette courbe sera soustraite de la courbe de l'échantillon étudié lors de l'exploitation qui est effectuée sur une station pilotée par le logiciel Star 601 de Mettler Tolédo. Au final, pour s'assurer de la validité des mesures, un contrôle est effectué avec de l'aluminium à 99,999% dans des conditions expérimentales identiques. L'écart entre les valeurs expérimentales et celles de la littérature n'excède pas 5% sur tout le domaine de température. Les valeurs brutes obtenues sont données dans le Tableau A-2.

Température (°C)	Cp (J/kg/K)	Température (°C)	Cp (J/kg/K)
-160	280	210	535
-150	300	235	550
-140	310	260	560
-115	360	285	570
-90	370	310	580
-65	390	335	590
-40	420	360	600
-15	440	385	610
10	460	410	620
35	470	435	630
60	480	460	650
85	490	485	660
110	500	550	680
135	510	600	700
160	520	650	720
185	520		

Tableau A-2 : Résultats des mesures de chaleur massique Cp (T)

Mesure de diffusivité thermique

Pour la détermination de la diffusivité thermique, la société Influtherm utilise trois équipements développés en interne exploitant la méthode flash, face avant, avec mesure de la température en fonction du temps en face arrière. Un échantillon est maintenu dans une ambiance contrôlée à la température de mesure (soit à l'aide d'un four régulé, soit avec un bain thermostaté, soit à l'aide d'une source froide d'azote liquide). Un « Dirac » en énergie (flash Laser ou lumineux) est envoyé sur la face avant pendant que le thermosignal est mesuré sur la face opposée en fonction du temps. Par la suite, le dépouillement des thermogrammes est effectué avec la méthode des temps partiels et la méthode des moments. Les valeurs brutes obtenues sont données dans le Tableau A-3 (les mesures ont été réalisées entre 4 et 10 fois chacune). Les bornes associées à chaque mesure représentent l'intervalle de confiance à 95%.

Deux échantillons et trois appareils ont été utilisés. Les données obtenues sur ces trois équipements sont bien corrélées.

Echantillon 1(Ø20, ép. 4)

Diffusivimètre [200, 600°C] pour les points à 200, 300, 400, 500 et 600°C.

L'échantillon est conditionné sous vide.

Echantillon 2 (Ø20, ép. 8)

Diffusivimètre [-150, 20°C] pour les points à -150, -100 et -50°C.

Diffusivimètre [-50, 200°C] pour les points à 0, 20 et 100°C.

Echantillon	Température (°C)	Diffusivité thermique apparente (m ² /s)		
N°2	-148,5	1,257E-05	±	6,30E-07
	-102,5	1,249E-05	±	6,20E-07
	-52,2	1,139E-05	±	5,70E-07
	0,57	1,133E-05	±	5,70E-07
	20,2	1,111E-05	±	5,60E-07
	99,6	1,045E-05	±	5,20E-07
N°1	204	8,690E-06	±	4,30E-07
	302	7,940E-06	±	4,00E-07
	400	7,190E-06	±	3,60E-07
	502	5,830E-06	±	2,90E-07
	602	4,480E-06	±	2,20E-07

Tableau A-3 : Résultats des mesures de diffusivité thermique A (T)

Calcul de la conductivité thermique

La conductivité thermique λ (T) est obtenue à l'aide de l'Equation A-4 :

$$\lambda (T) = 100 a(T) \rho (T) C_p(T)$$

Équation A-4

avec

$a(T)$, la diffusivité thermique (cm^2/s)
 $C_p(T)$ est la chaleur spécifique (J/g/K)
 $\rho(T)$ est la masse spécifique (g/cm^3)

En première approximation, la masse spécifique est prise constante et égale à $7,80 \text{ g/cm}^3$. Le Tableau A-4 présente les valeurs calculées en plusieurs points répartis entre -150 et 600°C . Les chaleurs massiques sont obtenues par interpolation linéaire entre points successifs.

Température °C	Conductivité thermique W/m/K	Diffusivité thermique cm^2/s	Chaleur spécifique J/g/K
-150	29,97	0,1281	0,3
-100	35,03	0,1227	0,366
-50	37,34	0,1173	0,408
0	39,47	0,1119	0,452
20	39,91	0,1098	0,466
100	39,14	0,1012	0,496
200	37,31	0,0904	0,529
300	35,79	0,0797	0,576
400	33,11	0,0689	0,616
500	30,16	0,0581	0,665
600	25,87	0,0474	0,700

Tableau A-4 : Conductivités thermiques calculées $\lambda(T)$

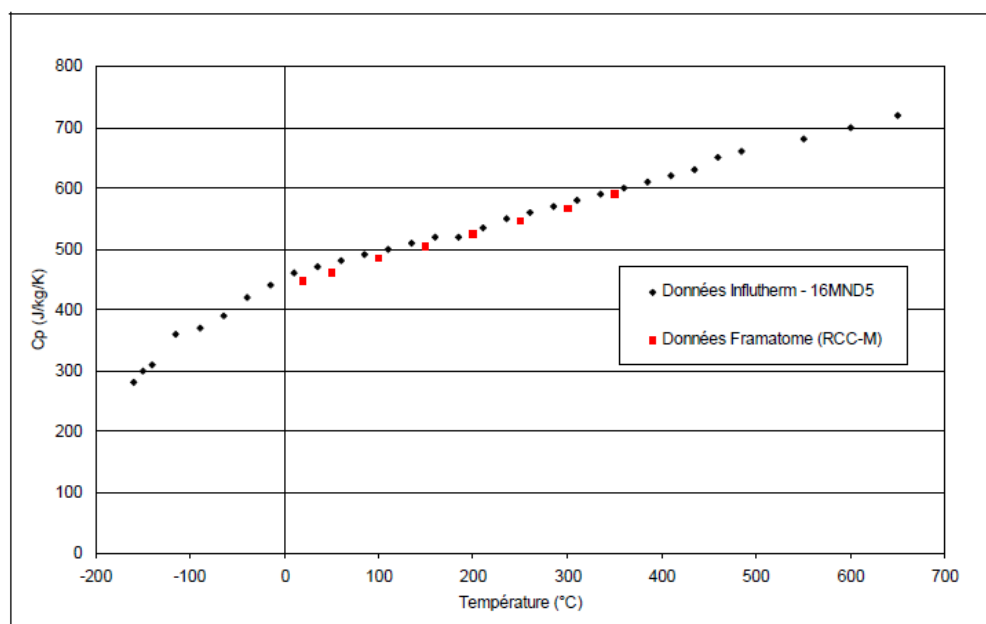


Figure A-2 : Chaleur Massique $C_p(T)$

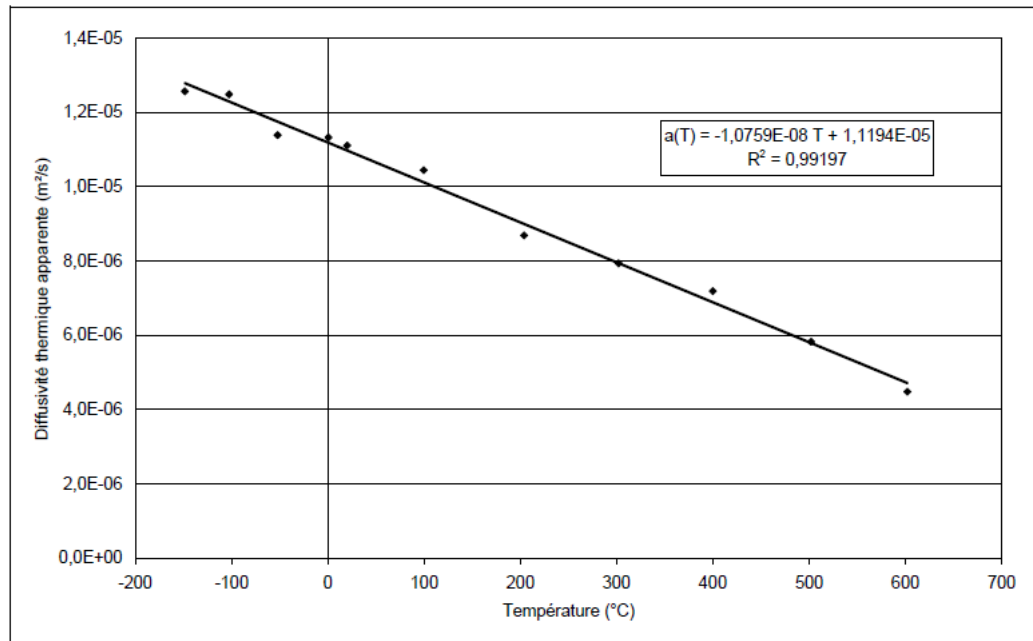


Figure A-3 : Diffusivité Thermique A (T)

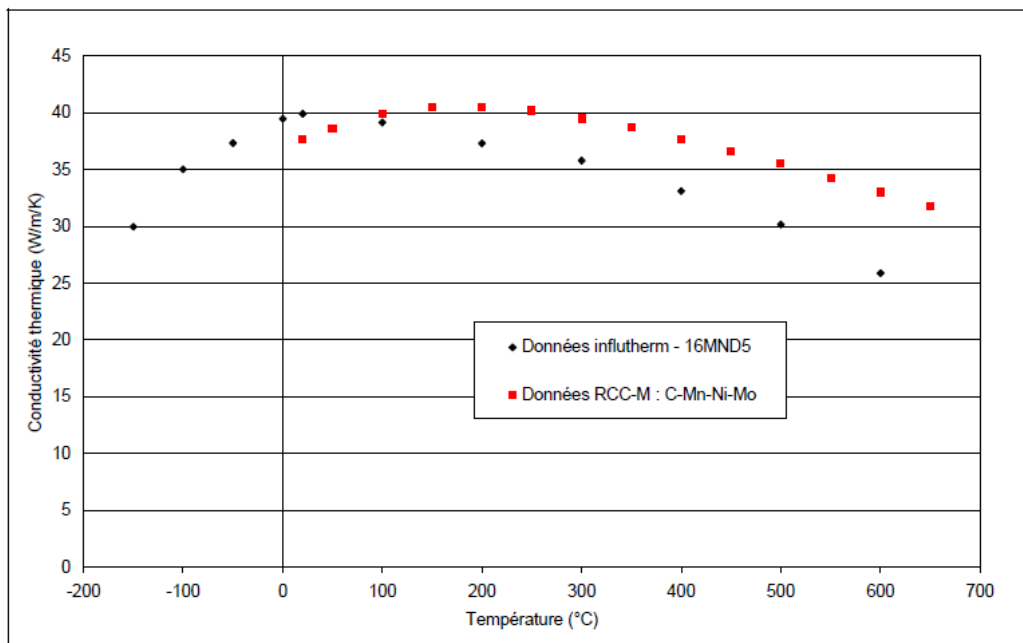


Figure A-4 : Conductivités Thermiques Calculées λ (T)

Annexe B

Conditions aux limites des modélisations en X-FEM sous le code CAST3M

Cette annexe présente en détails les conditions aux limites sur les éléments X-FEM pendant les modélisations sous Cast3M.

Prenons un exemple d'une éprouvette CT25, le maillage d'une demi-éprouvette est présenté dans la Figure B-1. La zone de la propagation de fissure (en couleur rouge) est modélisée avec les éléments X-FEM, le reste est modélisé avec les éléments standards. Le trajet de fissure est connu, la fissure se propage sur le plan de symétrie par rapport à Y (Y = 0) : L_ref1.

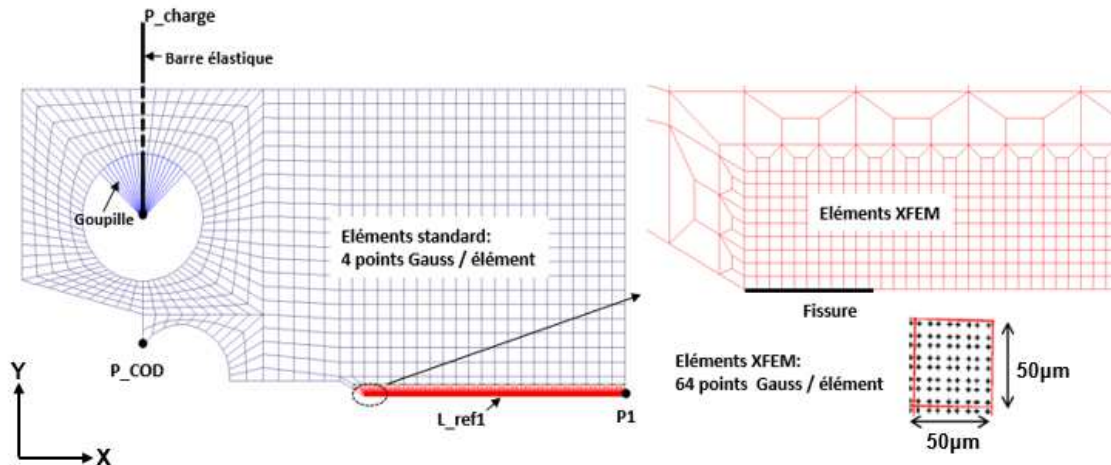


Figure B-1 : Maillage 2D d'une demi-éprouvette CT25

Pour le plan L_ref1, vu qu'il est situé dans la partie maillée avec des éléments X-FEM, l'approximation du champ de déplacement comporte les inconnues traditionnelles et les inconnues correspondant aux fonctions supplémentaires introduites pour la méthode des éléments finis étendus :

- La fonction saut H
- La base de fonctions singulières F_k

Le champ de déplacement s'écrit :

$$U_x(\theta) = \sum N(\theta)UX + \sum N(\theta)H(\theta)AX + \sum N(\theta)[F_B(\theta)B1X + F_C(\theta)C1X + F_D(\theta)D1X + F_E(\theta)E1X + F_B(\theta)B2X + F_C(\theta)C2X + F_D(\theta)D2X + F_E(\theta)E2X]$$

$$U_y(\theta) = \sum N(\theta)UY + \sum N(\theta)H(\theta)AY + \sum N(\theta)[F_B(\theta)B1Y + F_C(\theta)C1Y + F_D(\theta)D1Y + F_E(\theta)E1Y + F_B(\theta)B2Y + F_C(\theta)C2Y + F_D(\theta)D2Y + F_E(\theta)E2Y]$$

Nous avons un indice 2 pour la base de fonctions singulières car on peut avoir deux enrichissements de type « pointe de fissure ».

$N(\theta)$ est la fonction de forme standard. C'est une fonction continue et symétrique. On a $N(-\theta) = N(\theta)$.

$H(\theta)$ est la fonction saut. C'est une fonction discontinue et antisymétrique. On a $H(-\theta) = -H(\theta)$.

F_B , F_C , F_D et F_E constitue la base de fonctions singulières.

$$F_B(\theta) = \sqrt{r} (\sin \theta/2)$$

$$F_c(\theta) = \sqrt{r} (\cos \theta/2)$$

$$F_D(\theta) = \sqrt{r} (\sin \theta/2) (\sin \theta)$$

$$F_E(\theta) = \sqrt{r} (\cos \theta/2) (\sin \theta)$$

Les deux relations suivantes doivent être vérifiées pour tous les nœuds situés sur le plan de symétrie de l'éprouvette :

$$U_x(+\theta) = U_x(-\theta)$$

$$U_y(+\theta) = -U_y(-\theta)$$

Ainsi, les déplacements U_Y , $C1Y$, $D1Y$, $C2Y$, $D2Y$, AX , $B1X$, $E1X$, $B2X$, $E2X$, AZ , sont bloqués pour tous les nœuds situés sur le plan de symétrie de l'éprouvette.

Dans les calculs où le maillage ne comporte que des éléments standards, seul le déplacement U_Y est bloqué pour les nœuds de ce plan.

Le maillage 3D est obtenu par l'extrusion du maillage 2D sur la $\frac{1}{2}$ épaisseur d'éprouvette (Figure B-2). Le plan de symétrie de l'éprouvette par rapport à Z est nommé Pl_ref1 .

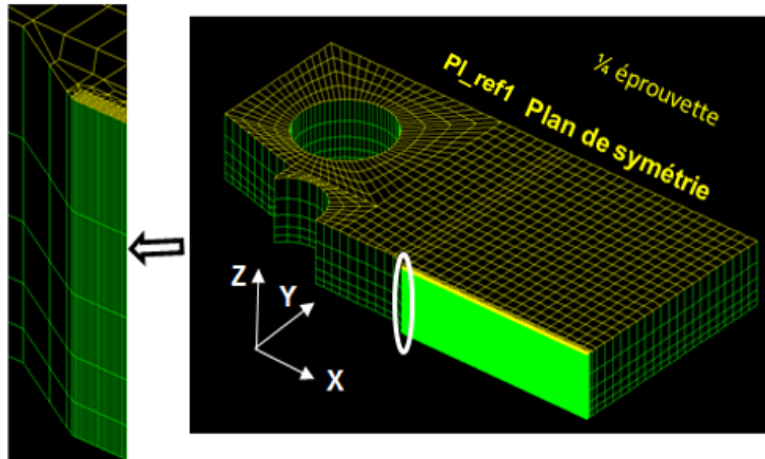


Figure B-1 : Maillage 3D d'une quart-éprouvette CT25

En plus les conditions aux limites selon X et Y présentées ci-dessus, nous ajoutons les conditions aux limites selon Z pour les modélisations 3D.

Le champ de déplacement selon Z s'écrit :

$$U_z(\theta) = \sum N(\theta)UZ + \sum N(\theta)H(\theta)AZ + \sum N(\theta)[F_B(\theta)B1Z + F_C(\theta)C1Z + F_D(\theta)D1Z + F_E(\theta)E1Z + F_B(\theta)B2Z + F_C(\theta)C2Z + F_D(\theta)D2Z + F_E(\theta)E2Z]$$

Annexe C

Essais isothermes sur les éprouvettes CT25

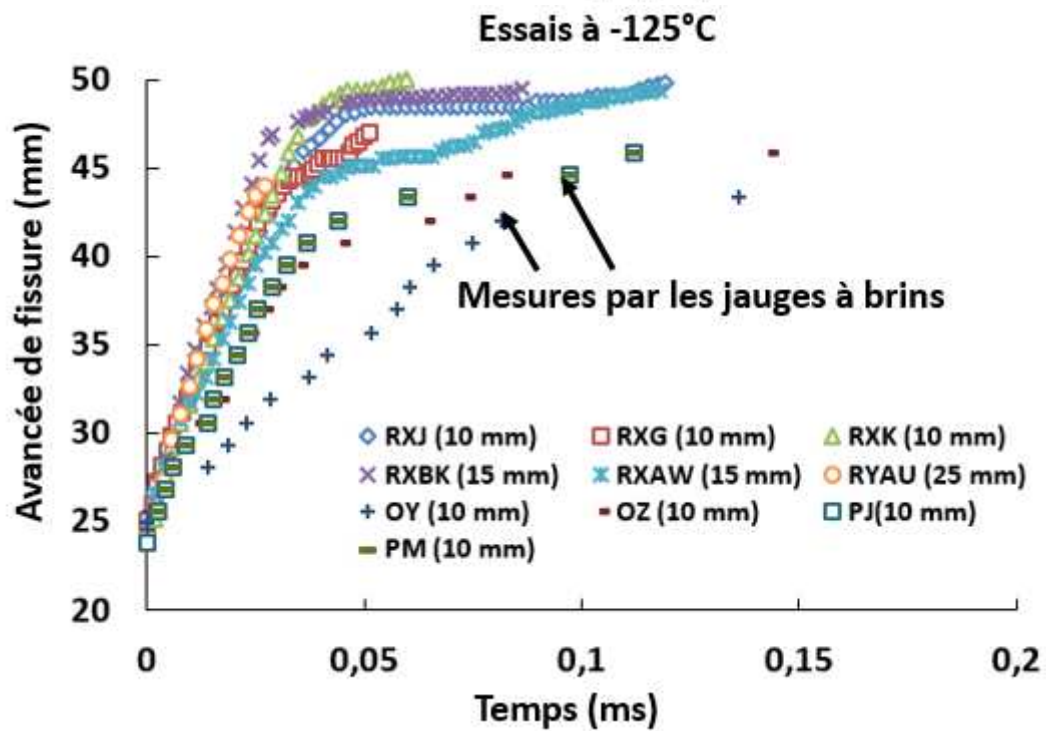
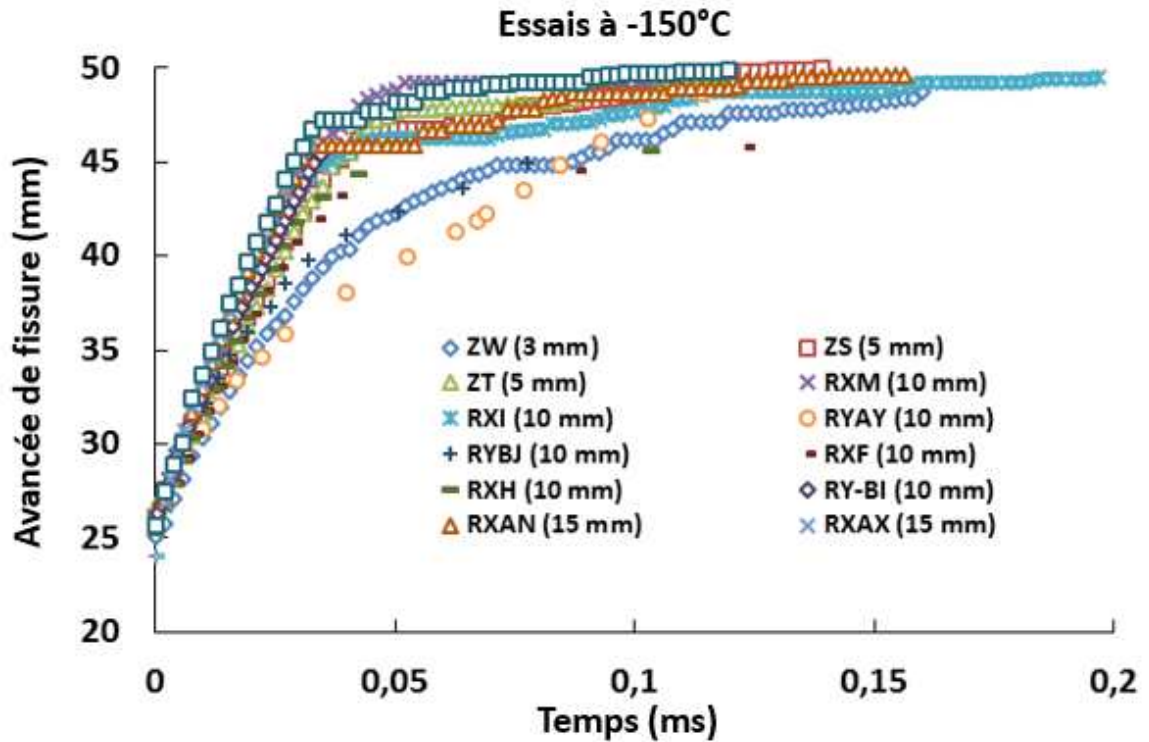
Résumé des essais

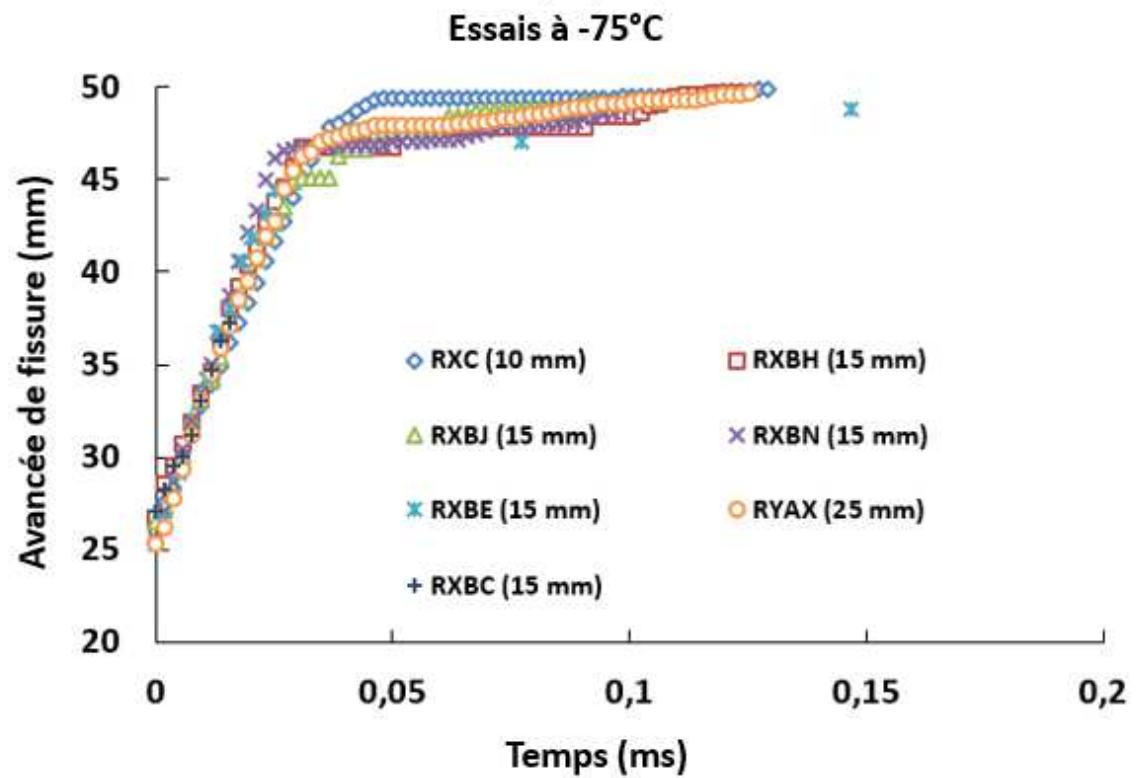
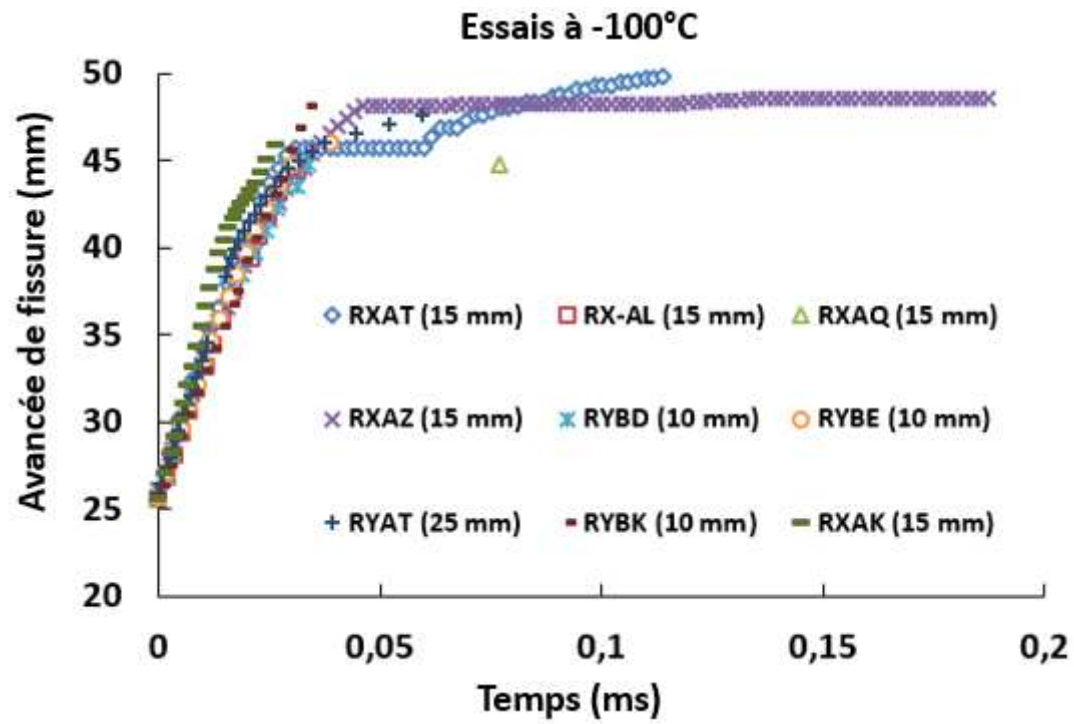
Essais utilisés pour l'identification du critère au Chapitre II :

	Eprouvette	Epaisseur	préfissure	K_I à l'amorçage
		B_0 (mm)	a_0 (mm)	MPa \sqrt{m}
-150°C	520ZW	3	24,94	38,3
	520ZS	5	24,95	61,74
	520ZT	5	52,07	60,54
	520RY-AY	10	24,63	44,26
	520RY-BI	10	24,5	65,76
	520RY-BJ	10	25	55,73
	520RX-F	10	24,05	54,01
	520RX-H	10	24,5	66,8
	520RX-M	10	24,76	67
	520HO3A	10	24	68,6
	520HO3B	10	24	68,6
	520RX-I	10	24,63	58,26
	520ZR	10	25,09	53,83
	520RX-AJ	15	24,15	50,97
	520RX-AX	15	24,57	72,39
	520RX-AN	15	24,77	70
	520RX-Z	25	27,3	70,82
	520RY-AQ	25	24,83	59,15
-125°C	520PM	5	24,2	51,1
	520PJ	5	24,72	76,1
	520OY	10	25,25	40
	520OZ	10	24,81	50,5
	520RX-J	10	24,54	72,68
	520RX-G	10	24,69	91,68
	520RX-K	10	24,71	87,42
	520PC	10	24,76	92,7
	520PA	10	24,93	125,7
	520OU	10	25,34	134,7
	520OV	10	25,05	140,4
	520RX-BK	15	24,73	83,37
	520RX-AW	15	24,45	57,02
	520RY-AU	25	24,25	103,53

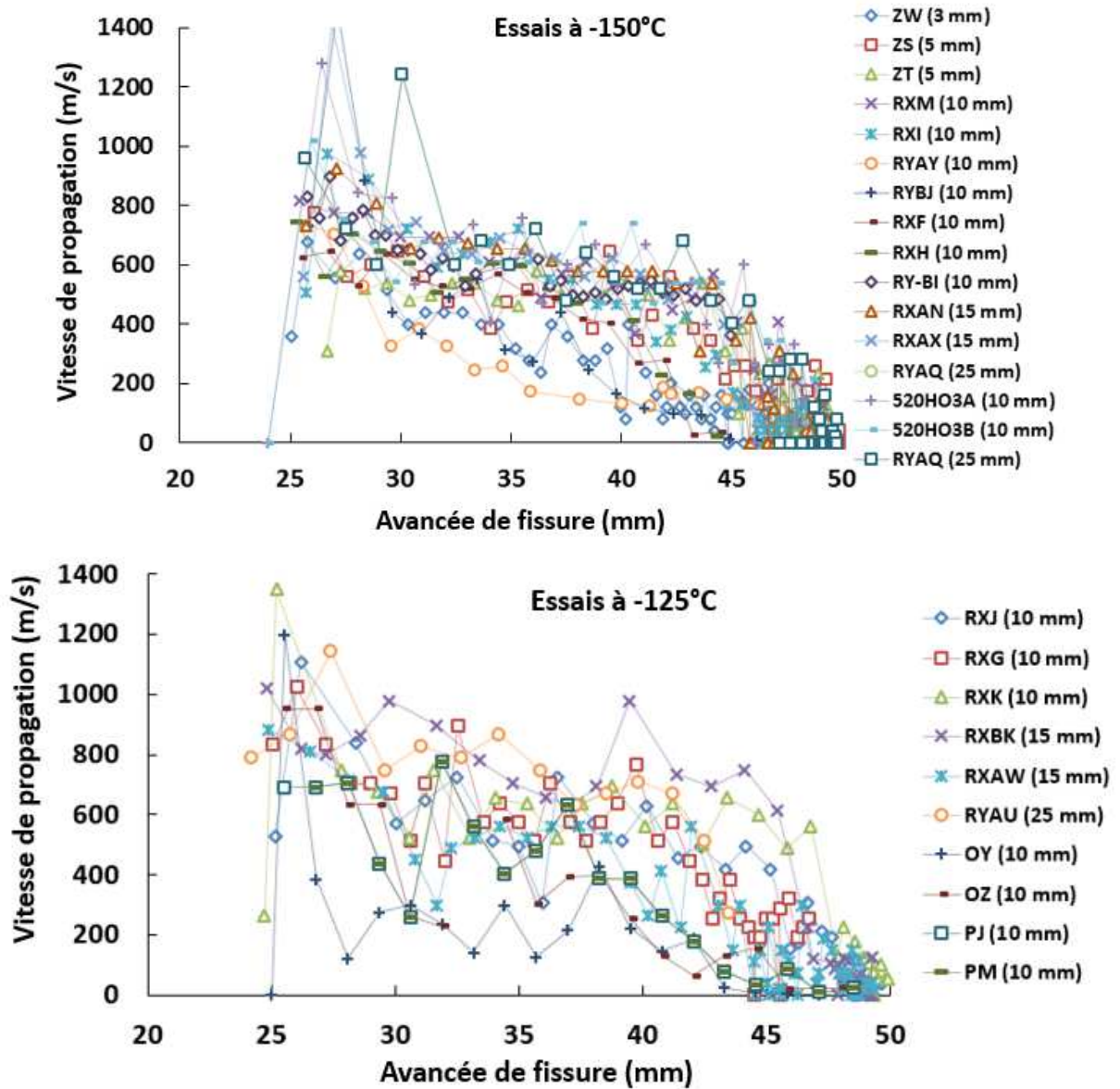
-100°C	520RX-W	10	25,44	312,24
	520RX-Z	10	25,69	396,03
	520RX-AB	10	25,73	371,05
	520RY-BD	10	24,01	244,94
	520RY-BE	10	24,47	201,31
	520RY-BF	10	25,71	237,98
	520RY-BG	10	25,79	331,16
	520RY-BH	10	25,76	262,74
	520RY-BK	10	24,5	122,8
	520RX-AK	15	24,14	311,22
	520RX-AL	15	24,17	245,7
	520RX-AQ	15	24,5	257,23
	520RX-AT	15	24,95	142,72
	520RX-AZ	15	25,2	86,81
	520RY-AT	25	24,82	121,32
	-75°C	520RX-C	10	24,7
520RX-BH		15	24,48	464,09
520RX-BJ		15	24,48	366,81
520RX-BN		15	24,4	158,71
520RX-BC		15	24,66	145,27
520RX-BE		15	24,59	240,97
520RY-AX		25	24,69	364,3
-50°C	520RX-BD	15	24,77	558,76
	520RX-AY	15	24,83	523,88
total			56 essais	

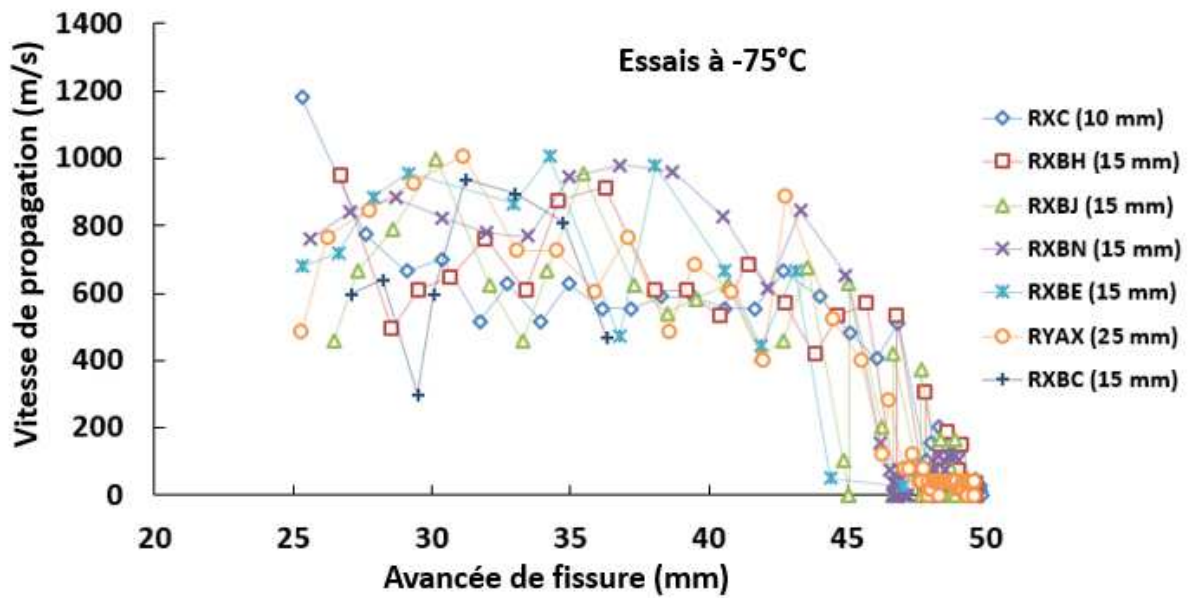
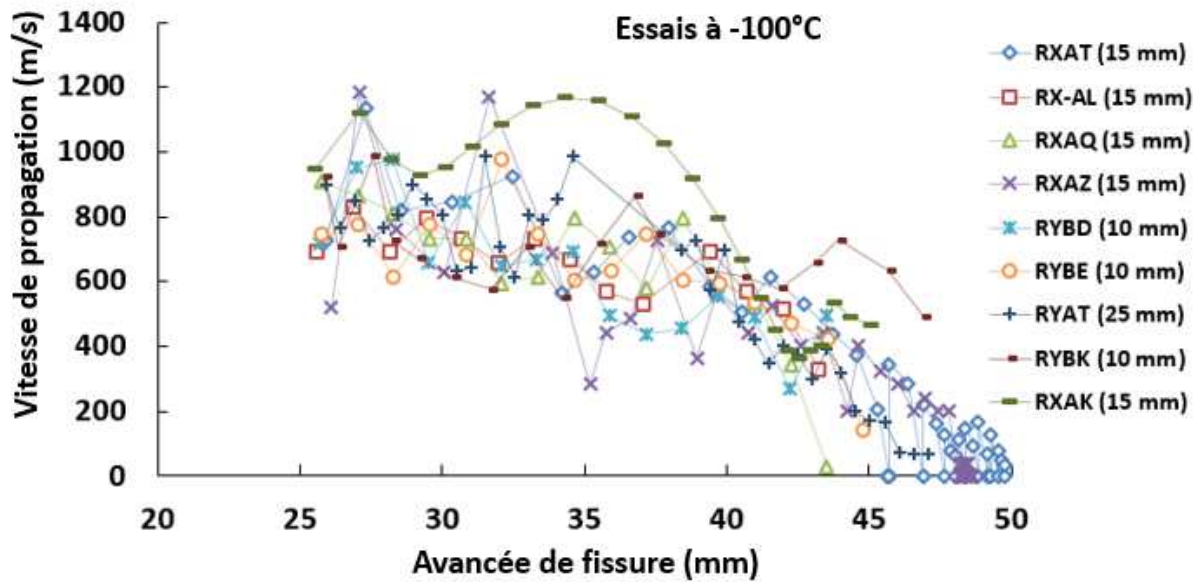
Avancée de fissure



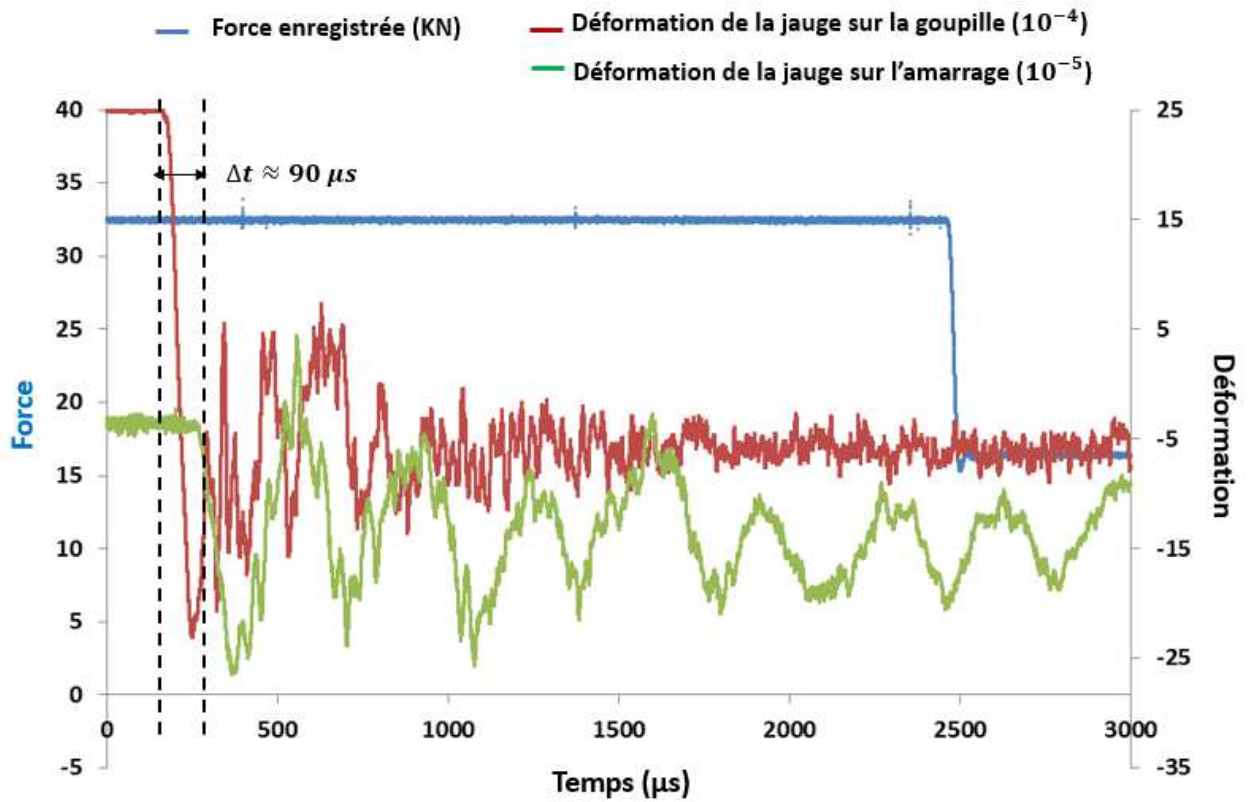


Vitesse de propagation





Propagation des ondes

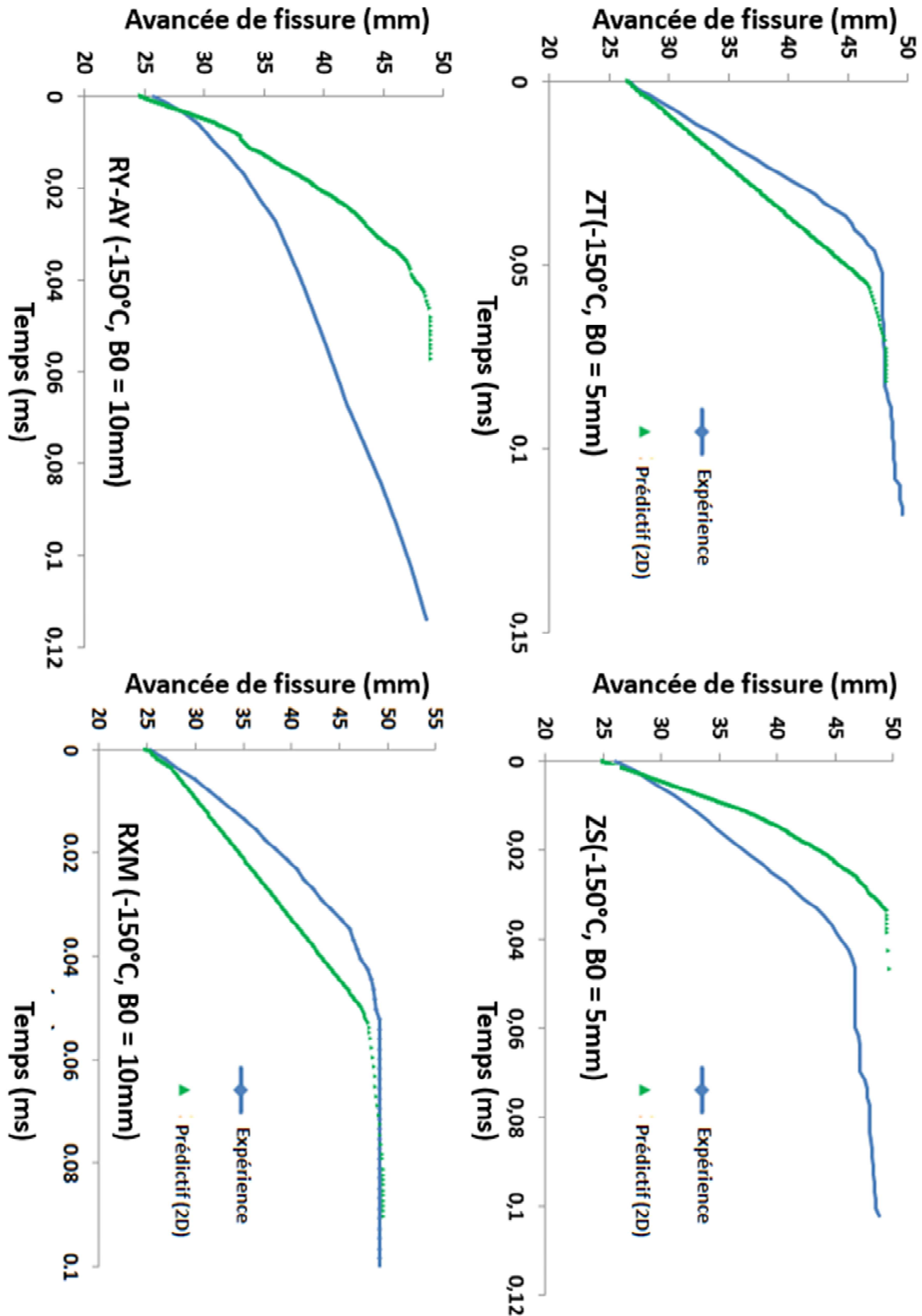


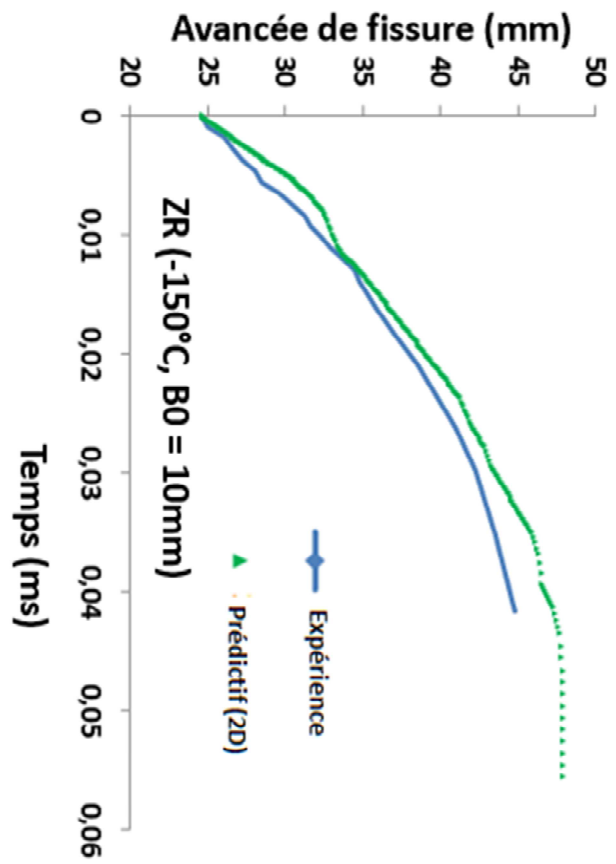
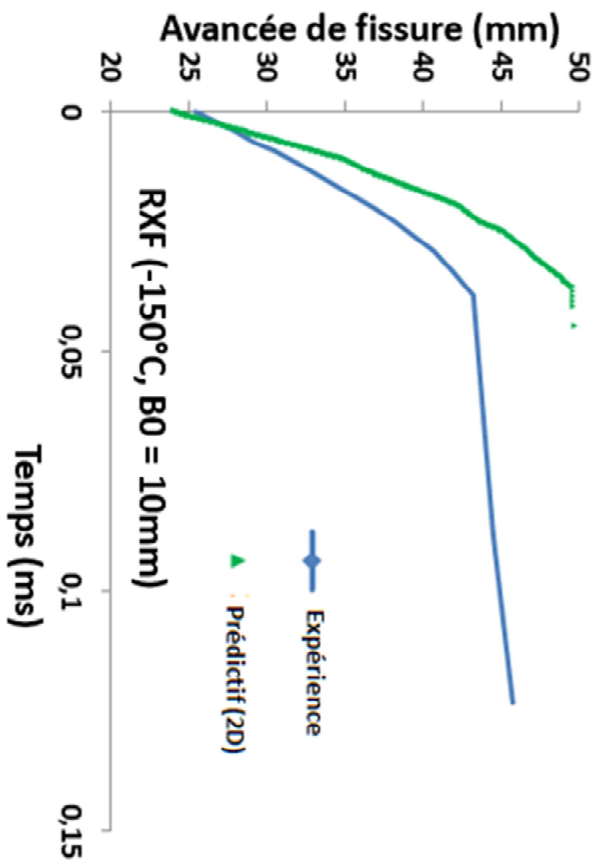
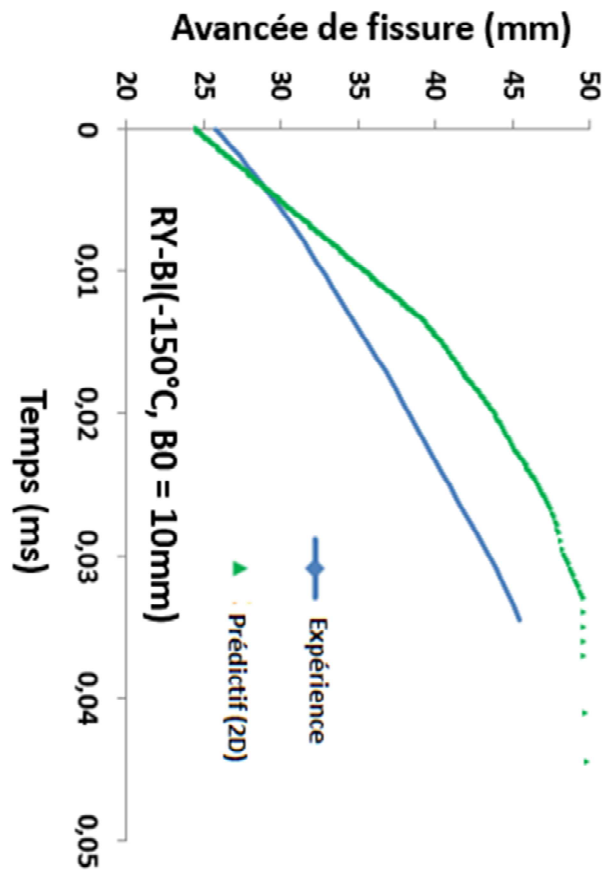
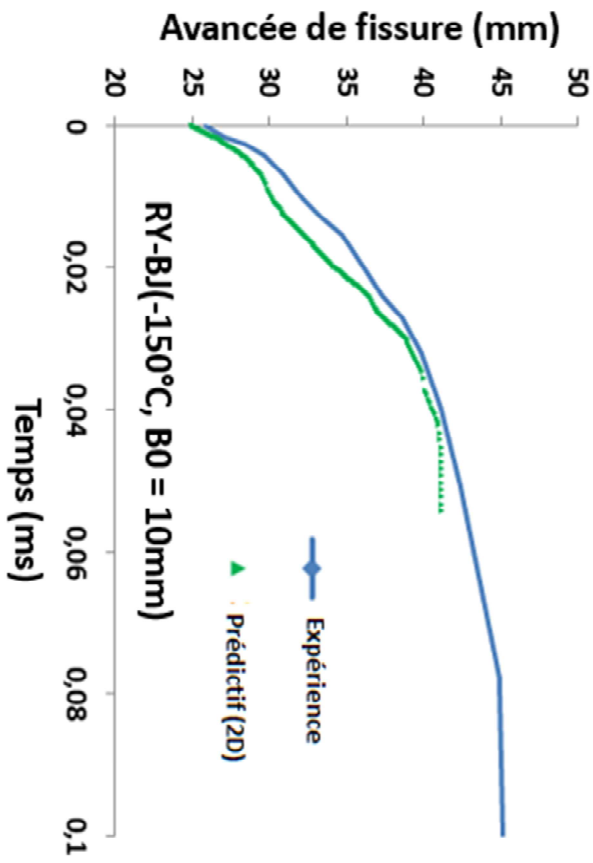
520RX-Z (-125°C, B0 = 25mm)

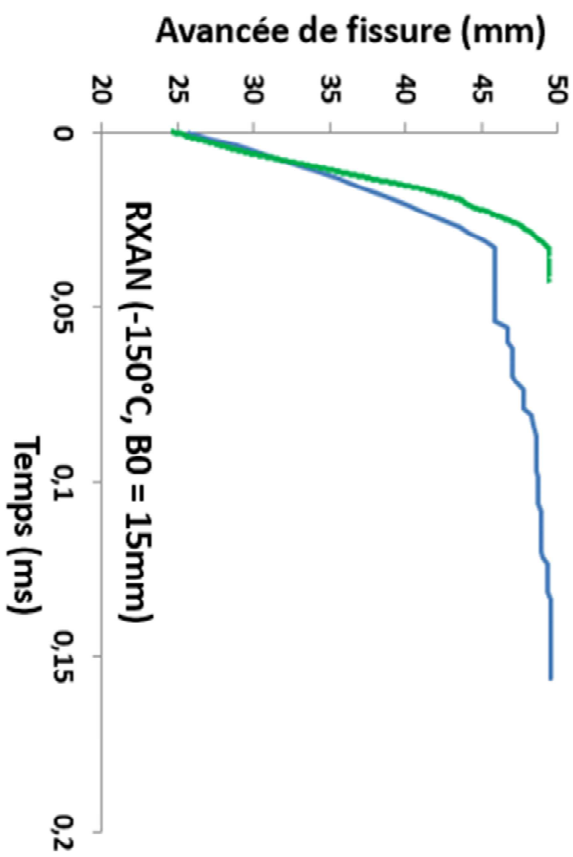
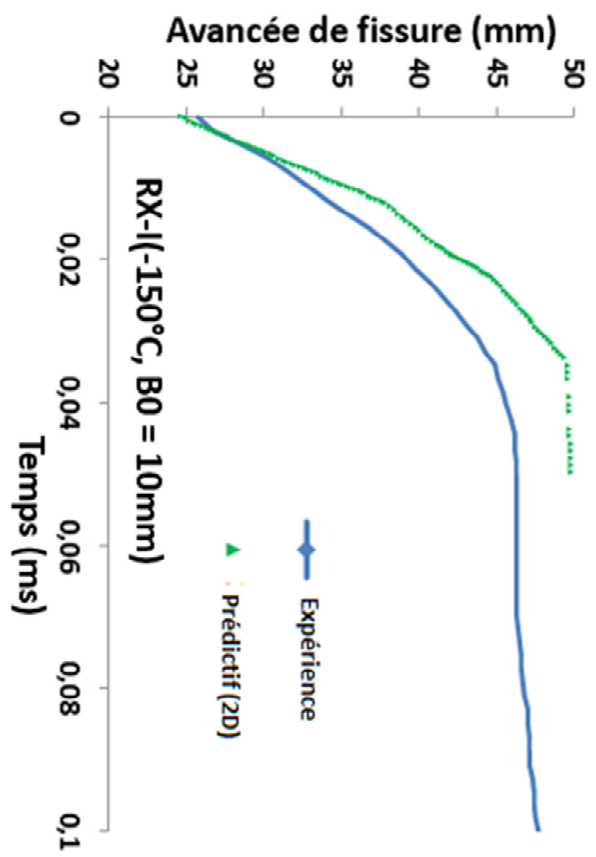
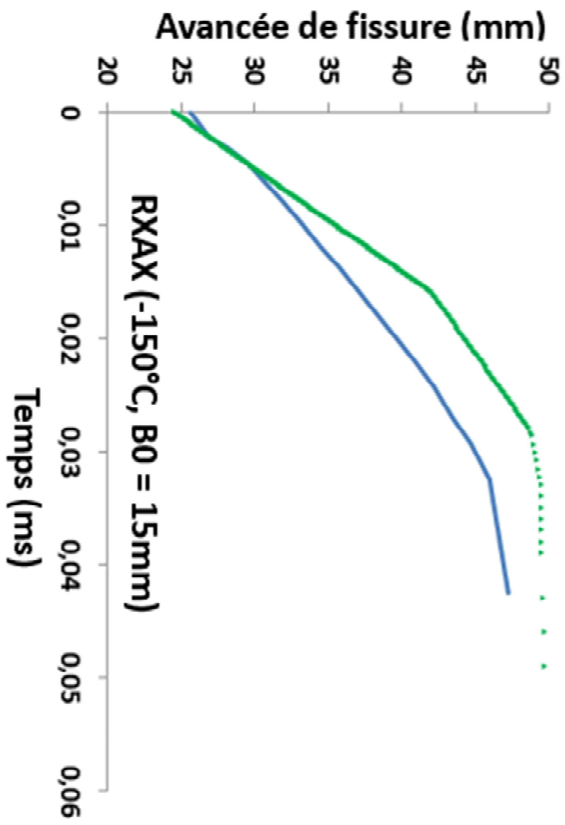
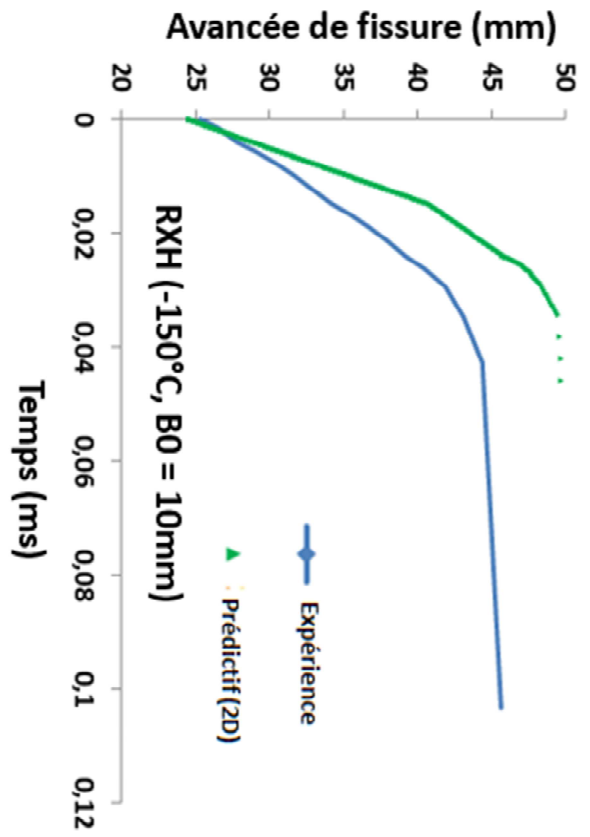
Annexe D

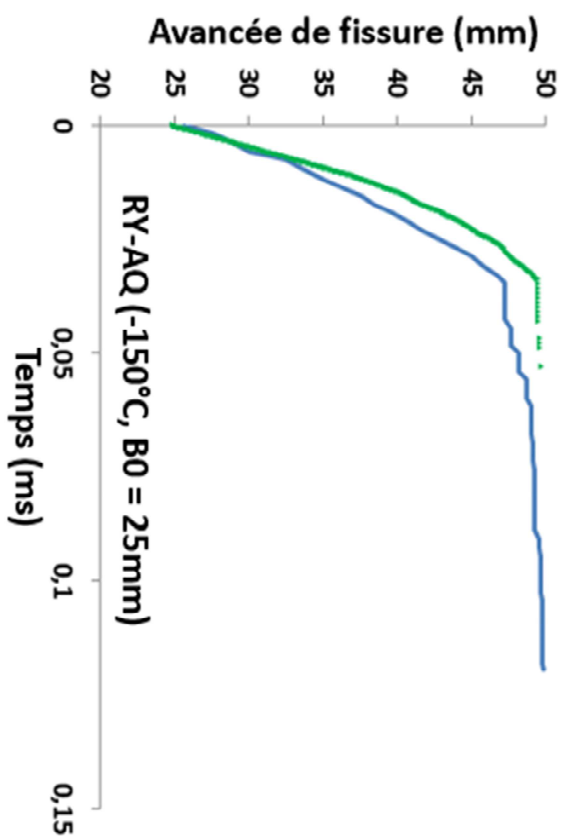
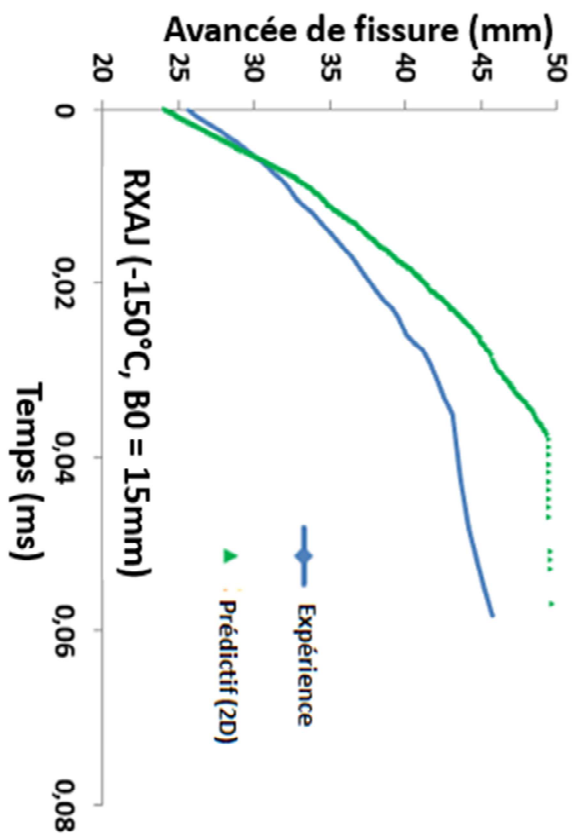
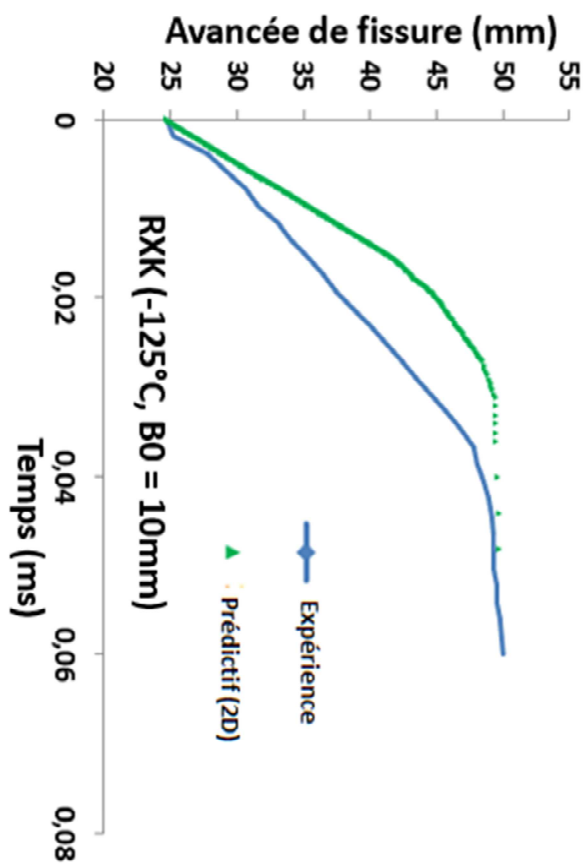
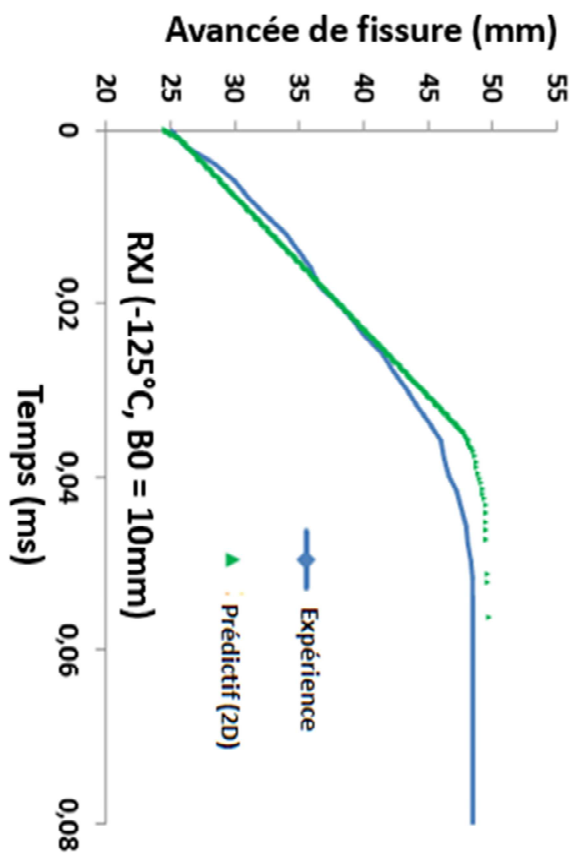
Résultats prédits (2D) de la propagation et de l'arrêt de fissure pour les essais sur les éprouvettes CT25

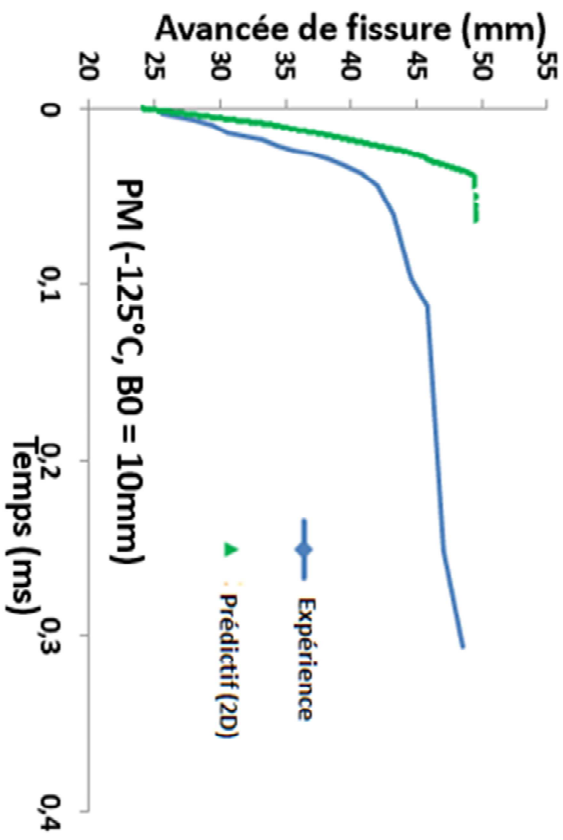
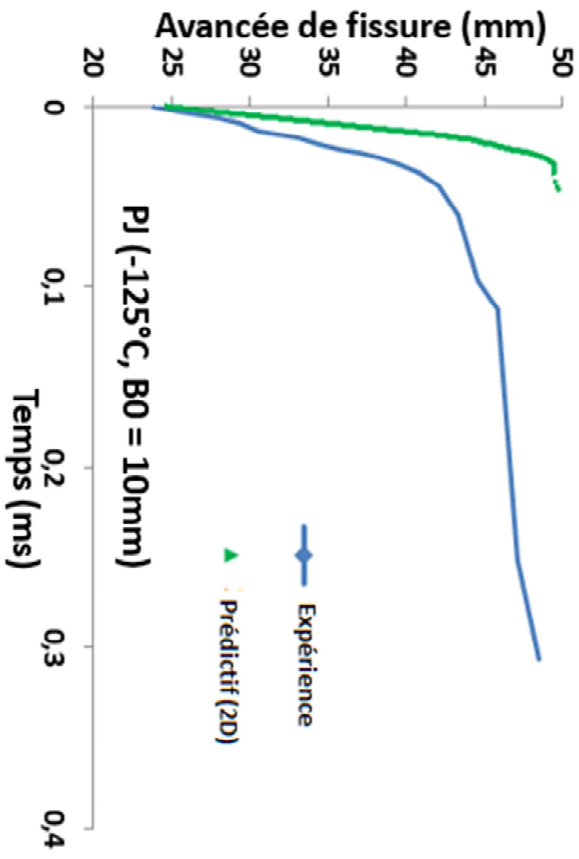
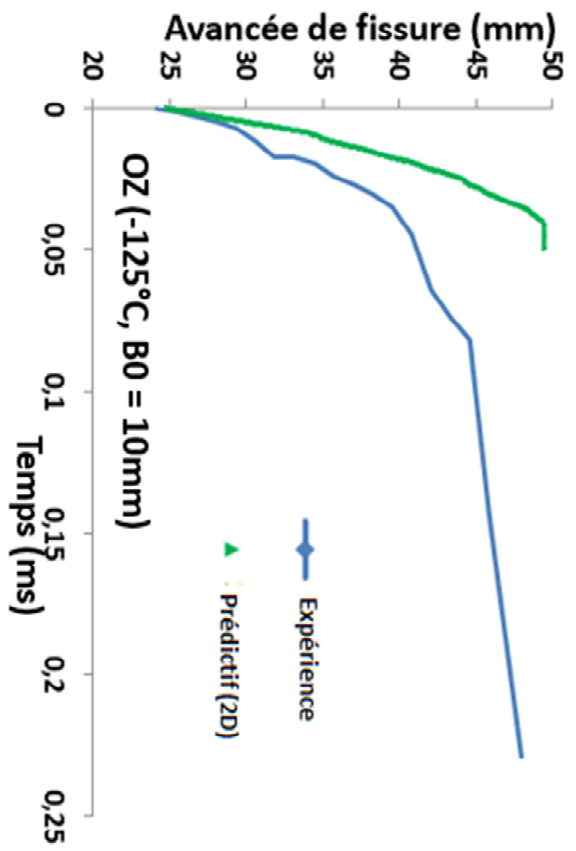
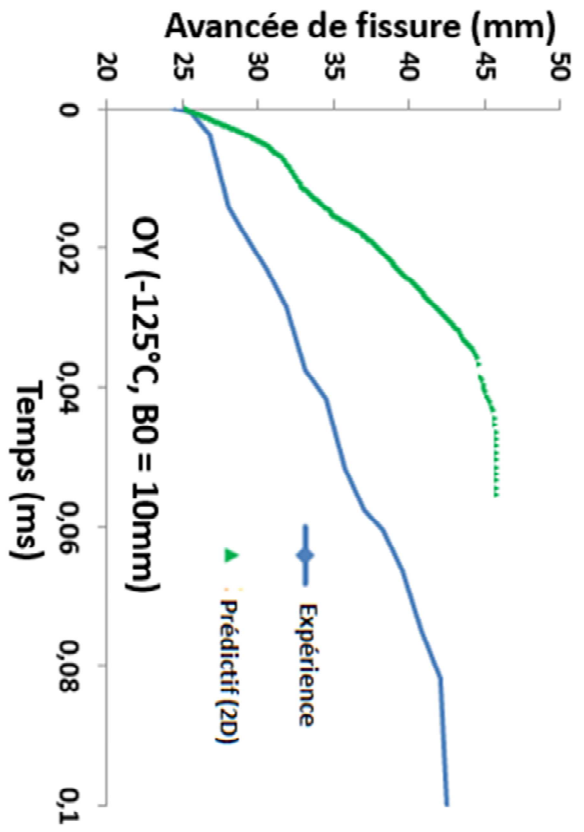
Cette annexe présente, les avancées de fissure en fonction du temps, prédites par le critère proposé dans cette thèse. Les résultats sont issus des modélisations 2D des essais isothermes sur les éprouvettes CT25 à quatre températures différentes : -150°C , -125°C , -100°C et -75°C .

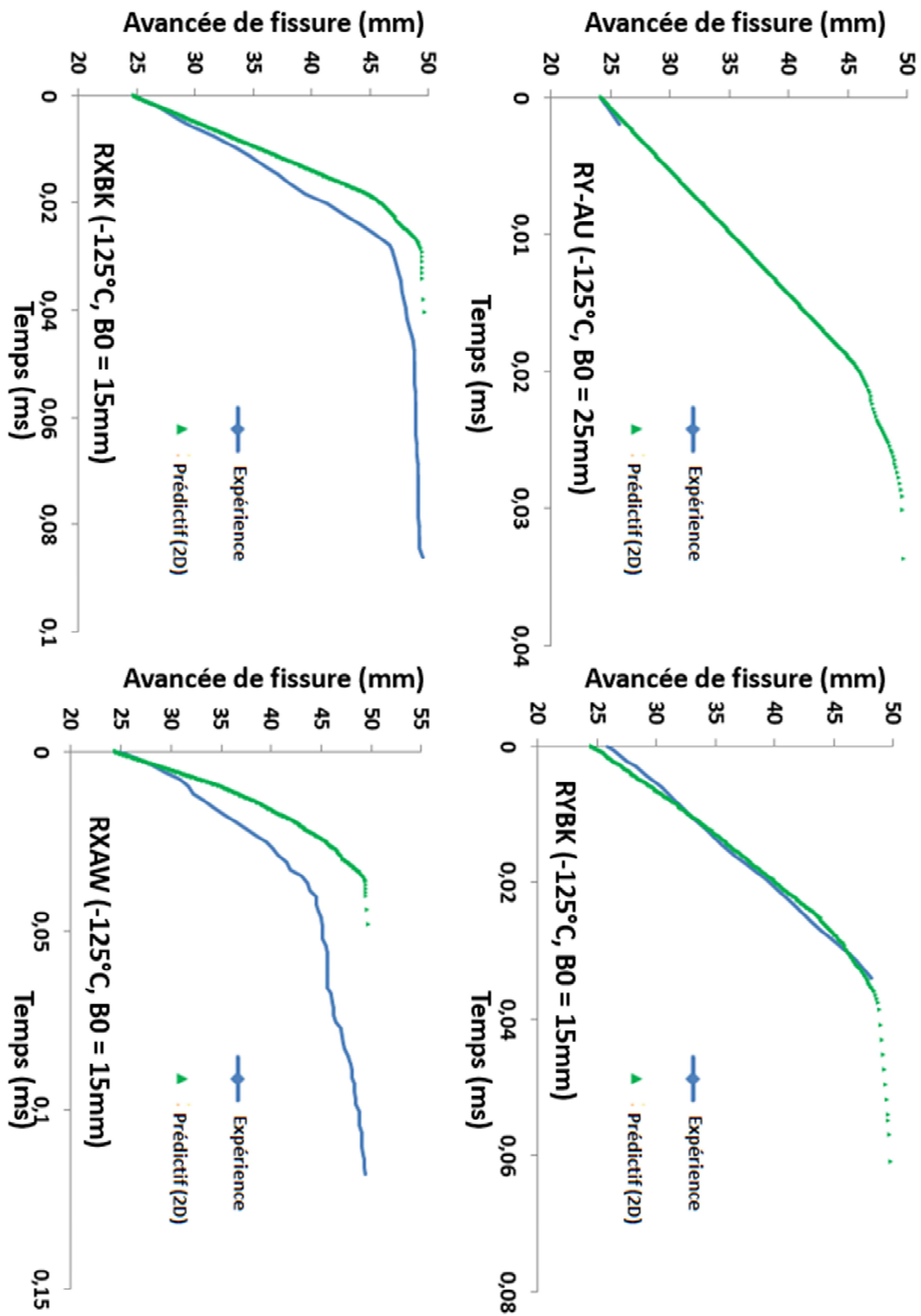


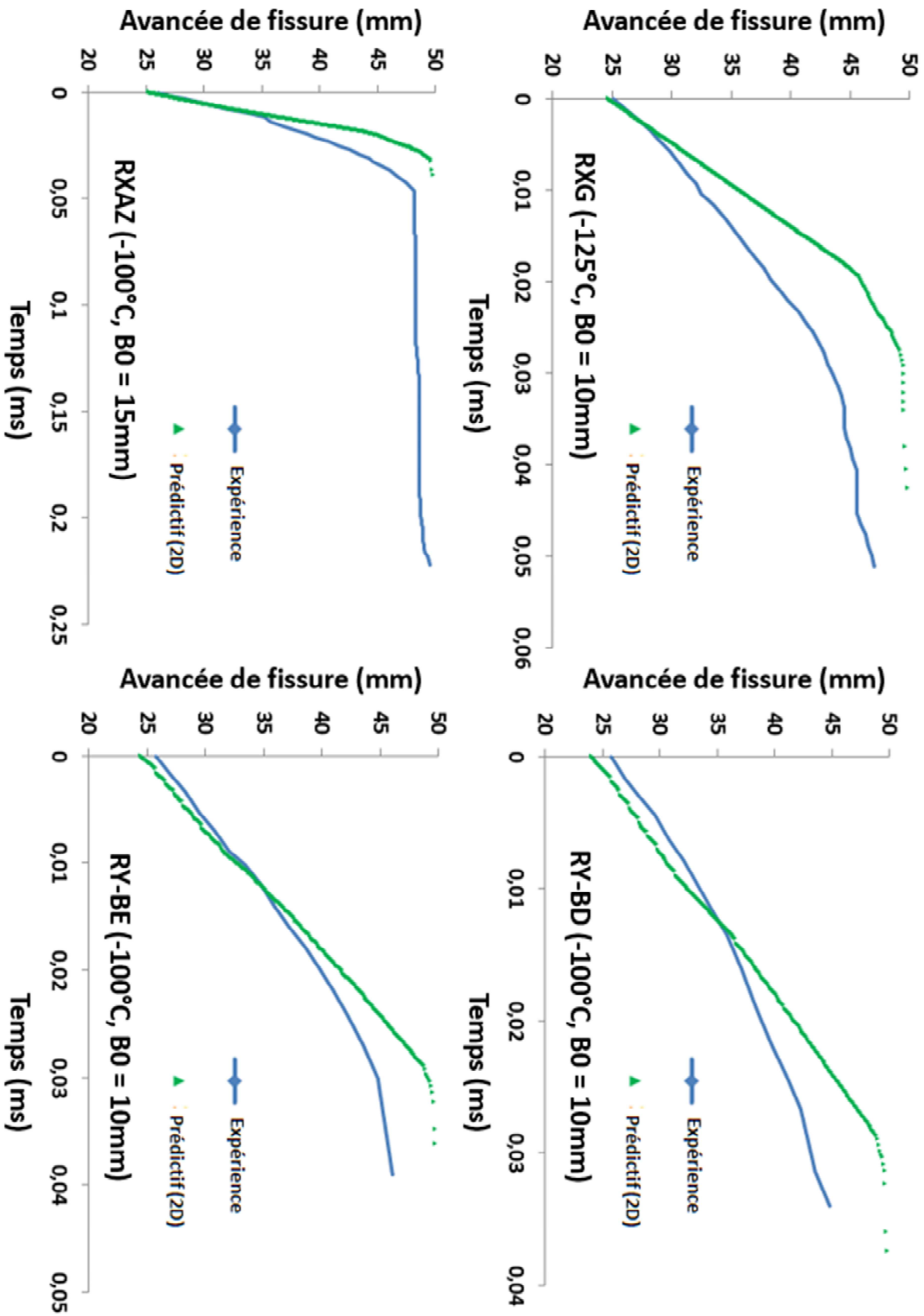


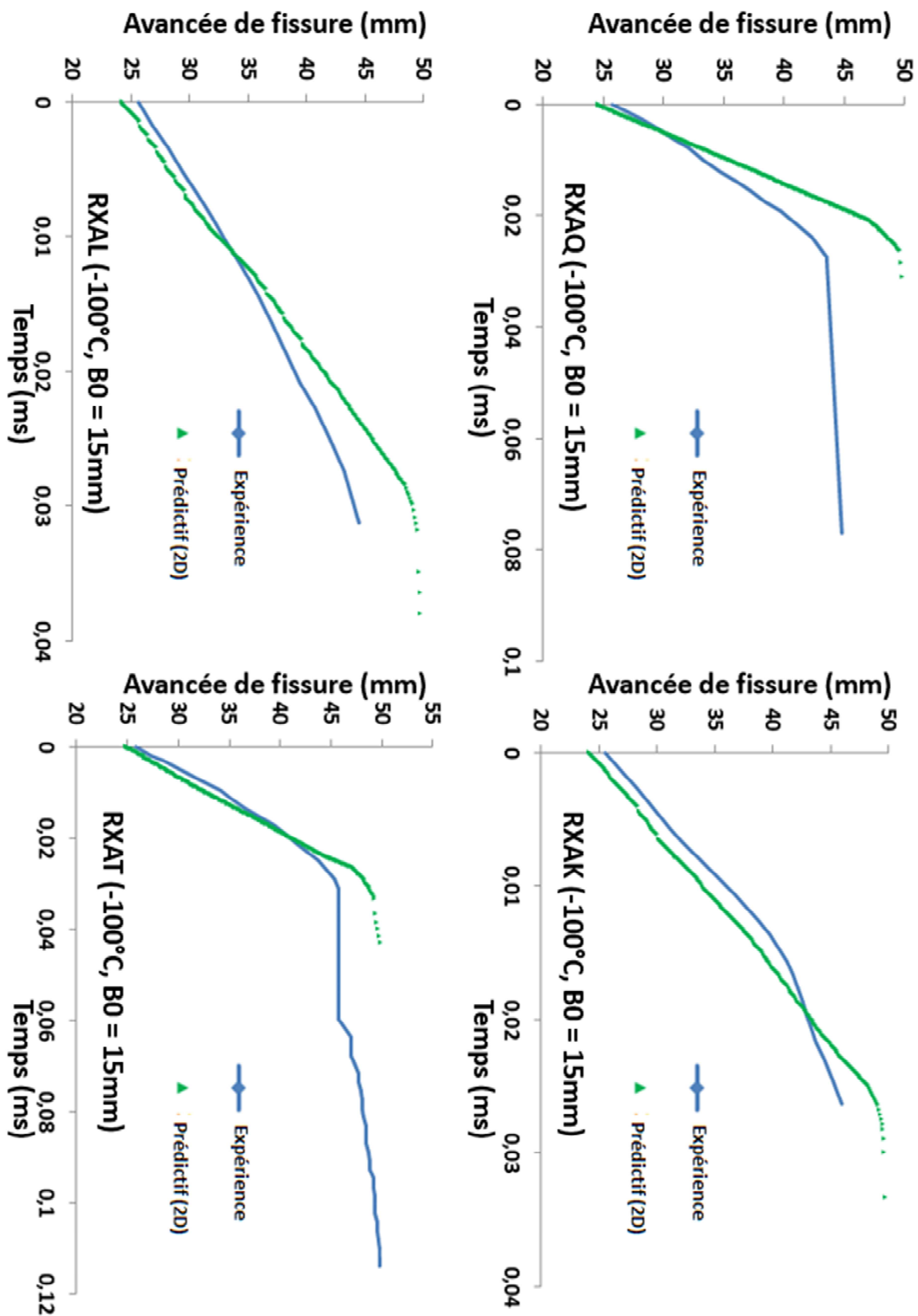


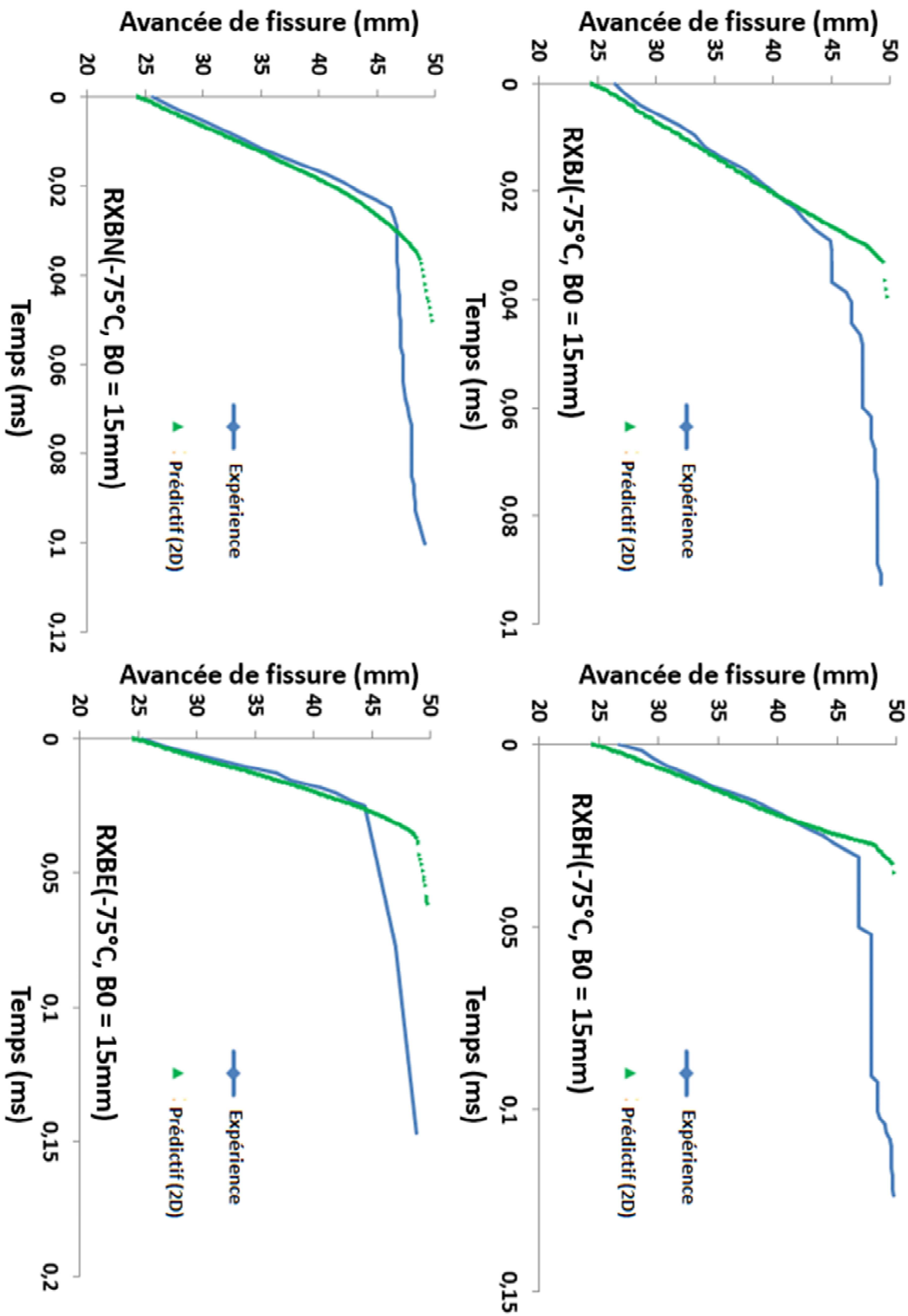


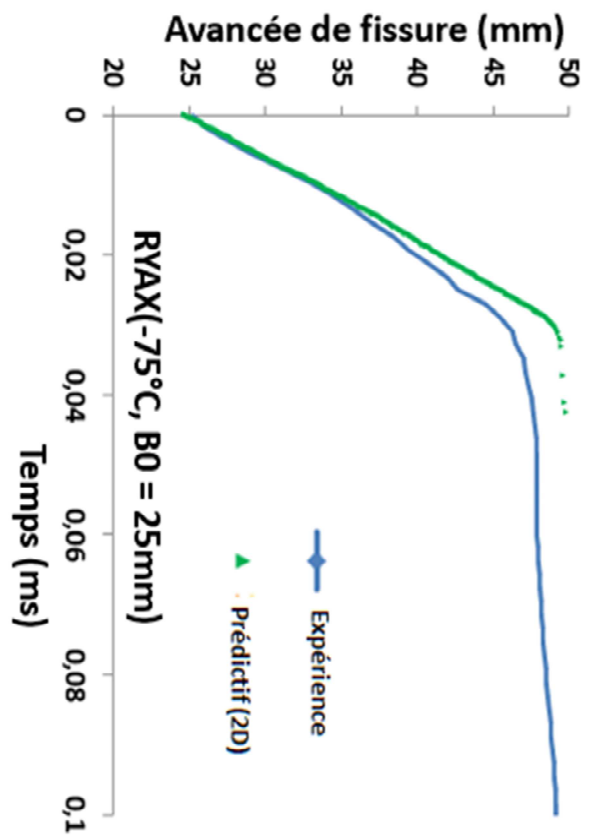
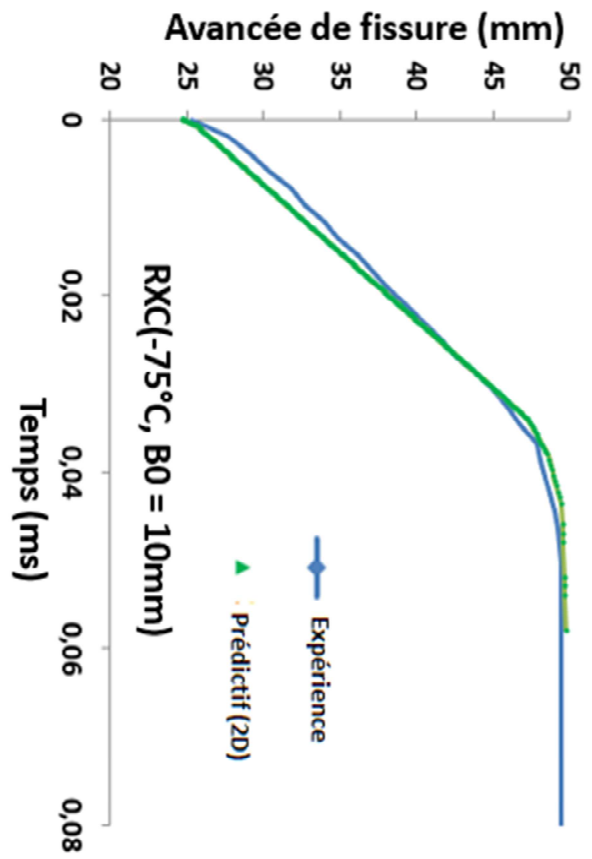






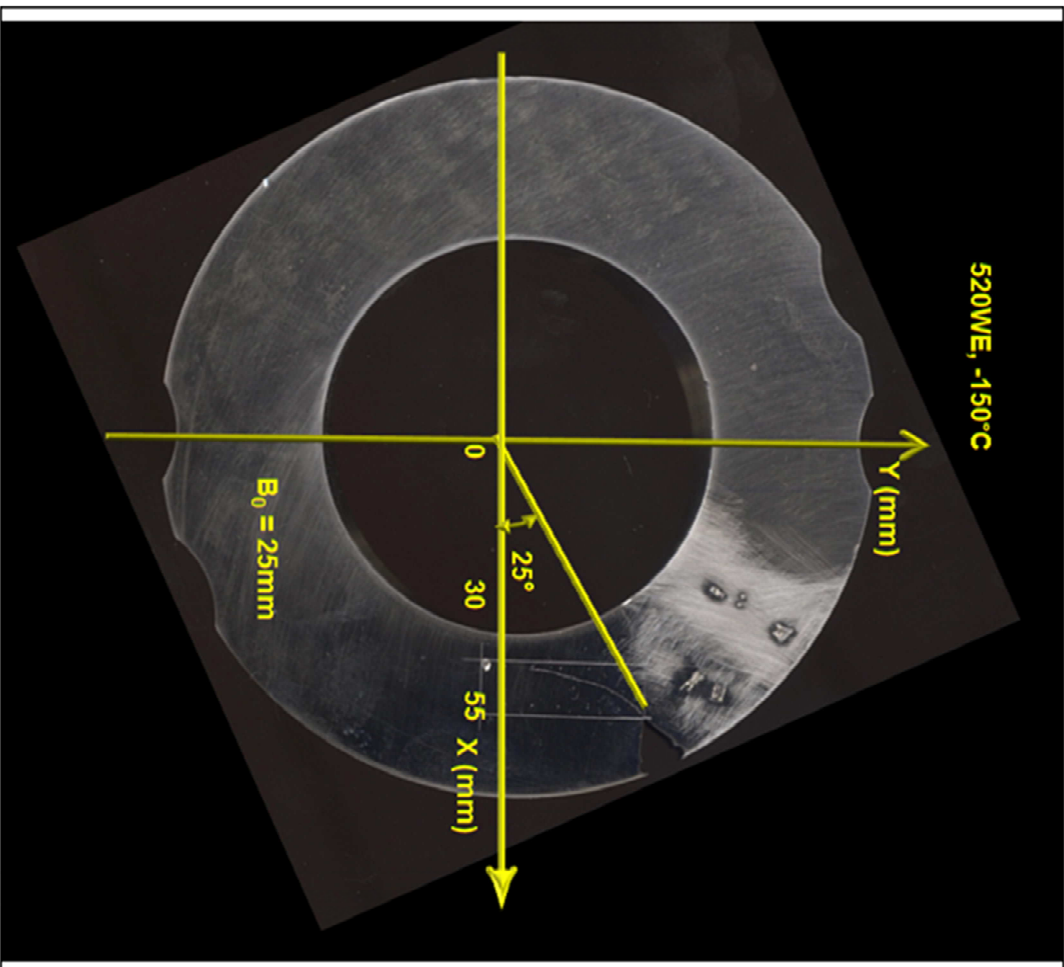






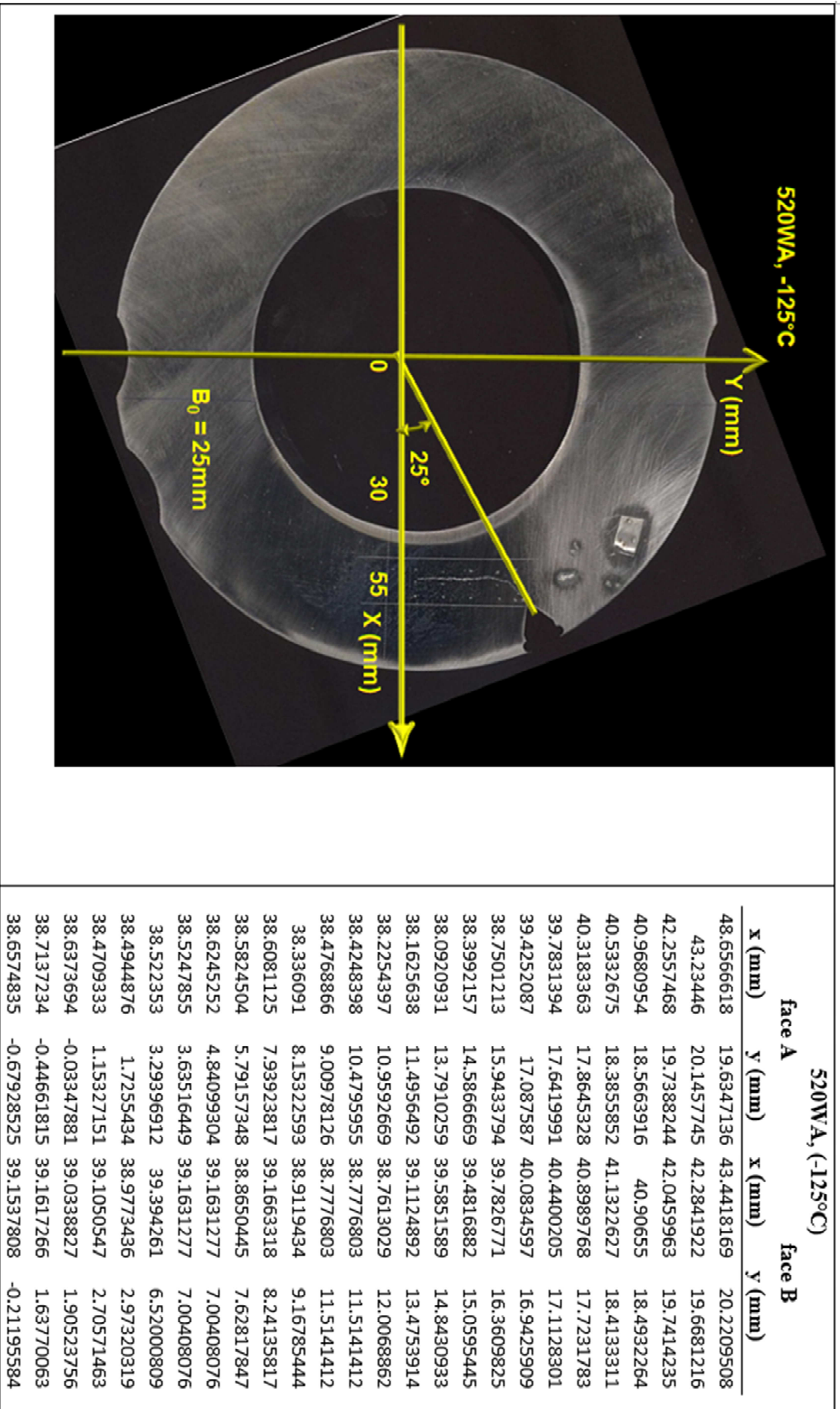
Annexe E

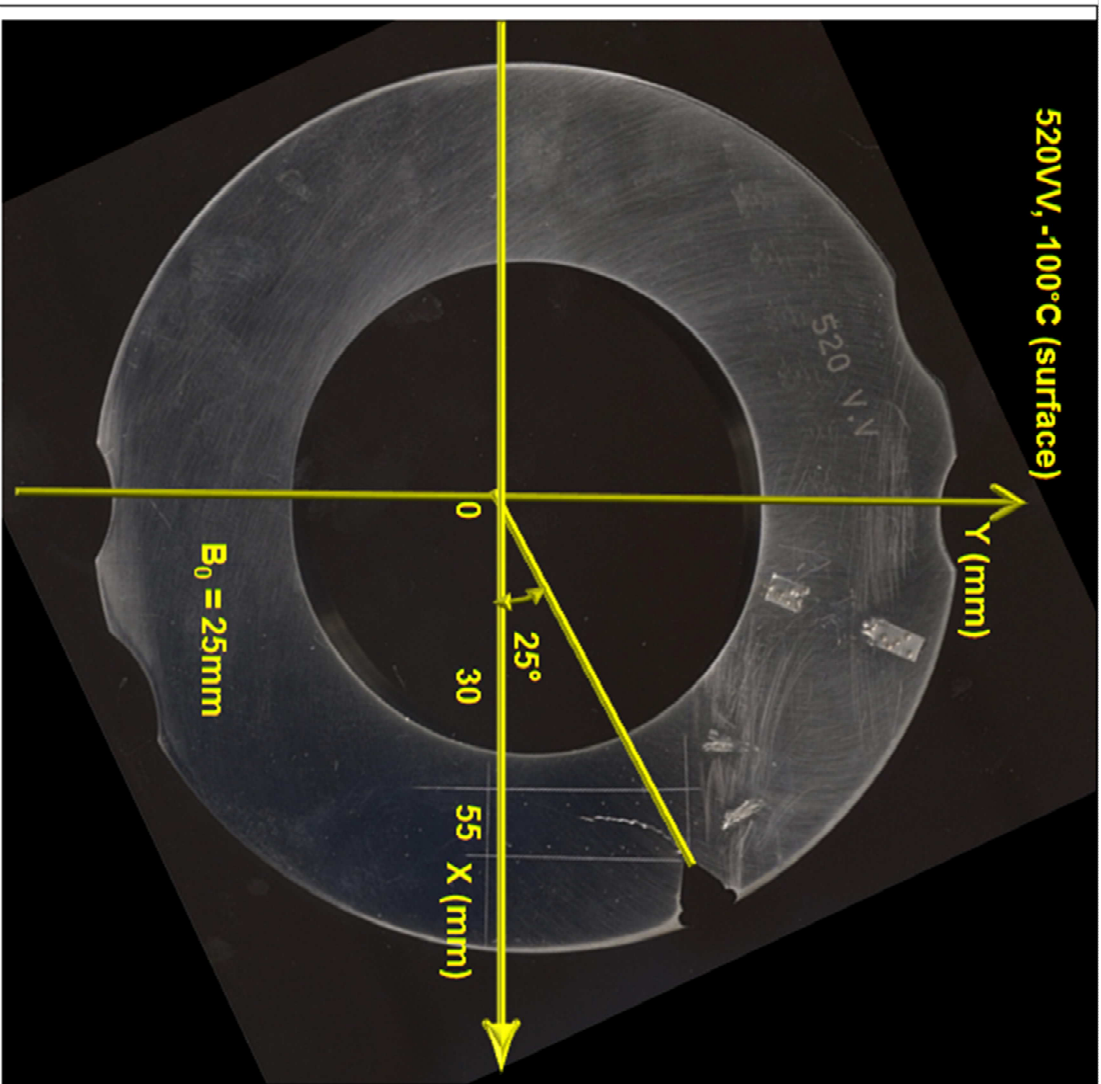
Résultats des essais isothermes sur
les anneaux sollicités en mode mixte
(I + II)



520WE, (-150°C)

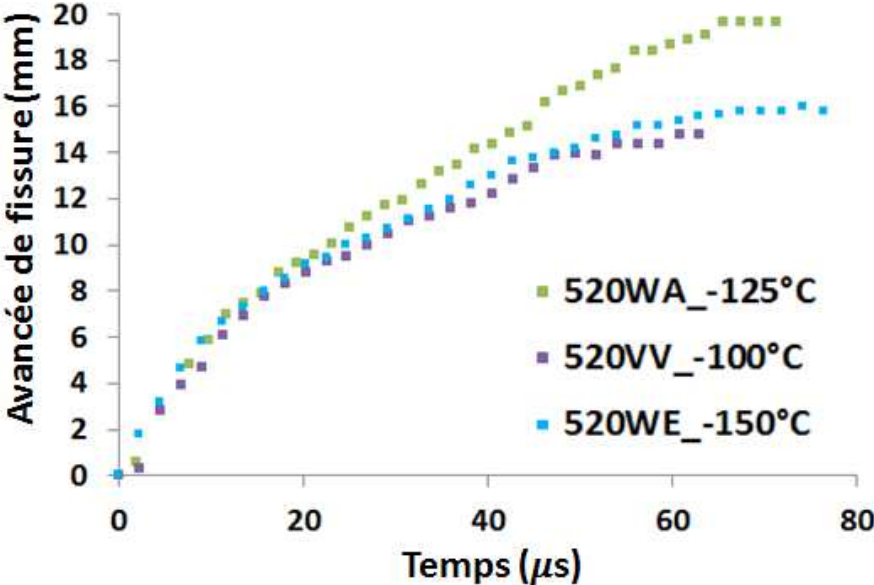
Face A		Face B	
x (mm)	y (mm)	x (mm)	y (mm)
43.482025	20.192696	43.286126	20.025986
42.453876	19.84633	43.286126	20.025986
41.942908	19.349651	42.419002	19.668644
41.594886	19.187365	41.974092	18.873188
41.063965	18.490939	41.163864	18.065166
40.979359	18.227059	40.884835	17.786869
40.303468	17.186084	40.698563	17.265168
39.609404	16.120194	40.698563	17.265168
39.26098	15.517474	40.493493	17.221291
39.017713	14.985966	39.413391	15.261613
38.745936	14.493355	39.030352	14.150093
38.562953	14.408028	38.107703	11.472274
38.577942	13.838282	36.430301	4.2105015
38.243728	13.07613	36.331661	3.7833982
37.869984	11.730062	36.331661	3.7833982
37.214725	9.5022048	36.30903	2.327972
36.630894	6.9380236		
36.403769	6.5290153		
36.349972	6.3251822		
36.044718	3.5069277		
35.891323	2.5363662		





520VV, (-100°C)

face A		face B	
x (mm)	y (mm)	x (mm)	y (mm)
43.4909453	20.4504121	43.3927375	20.3829908
42.5076593	19.9628794	42.145238	19.7500755
42.3471568	19.8832914	41.7936935	19.5456536
42.0632504	19.742518	41.6441567	19.2435521
41.5960662	19.0717298	41.3824458	18.9801716
40.8913483	18.3838545	40.8535486	18.5690291
40.6427487	17.7374265	40.6125118	18.3500455
40.0502176	17.4435811	40.2463919	17.8659617
40.0182019	17.0430213	39.8248271	17.4894218
39.5657432	16.2185582	39.6324382	16.6488608
39.4094473	15.5102409	39.6499197	15.9869311
38.8500718	14.032705	39.6006934	15.5688569
38.9848257	13.7609976	39.3673945	15.1009183
39.1073232	13.5139178	39.1365915	14.513103
38.7595394	12.6644495	39.151466	14.2911985
38.7477672	11.9339303	38.5053919	13.4245584
38.5472807	10.8805032	38.613741	12.9936786
38.7126031	10.5470274	38.5249092	12.6193666
38.4885586	9.85125348	38.4819275	11.8665706
38.4774786	9.2148443	38.4800976	10.2702328
38.563213	9.04187094	38.4315598	9.48273766
38.6928656	8.16754718	38.3843094	8.71780009
38.6912552	7.64357441	38.3415748	8.02481212
38.4195961	7.5089534	38.2015507	7.57145976
38.5727528	7.20014747	38.2683347	7.13554179
38.6829093	6.97787659	38.3318379	7.00527434



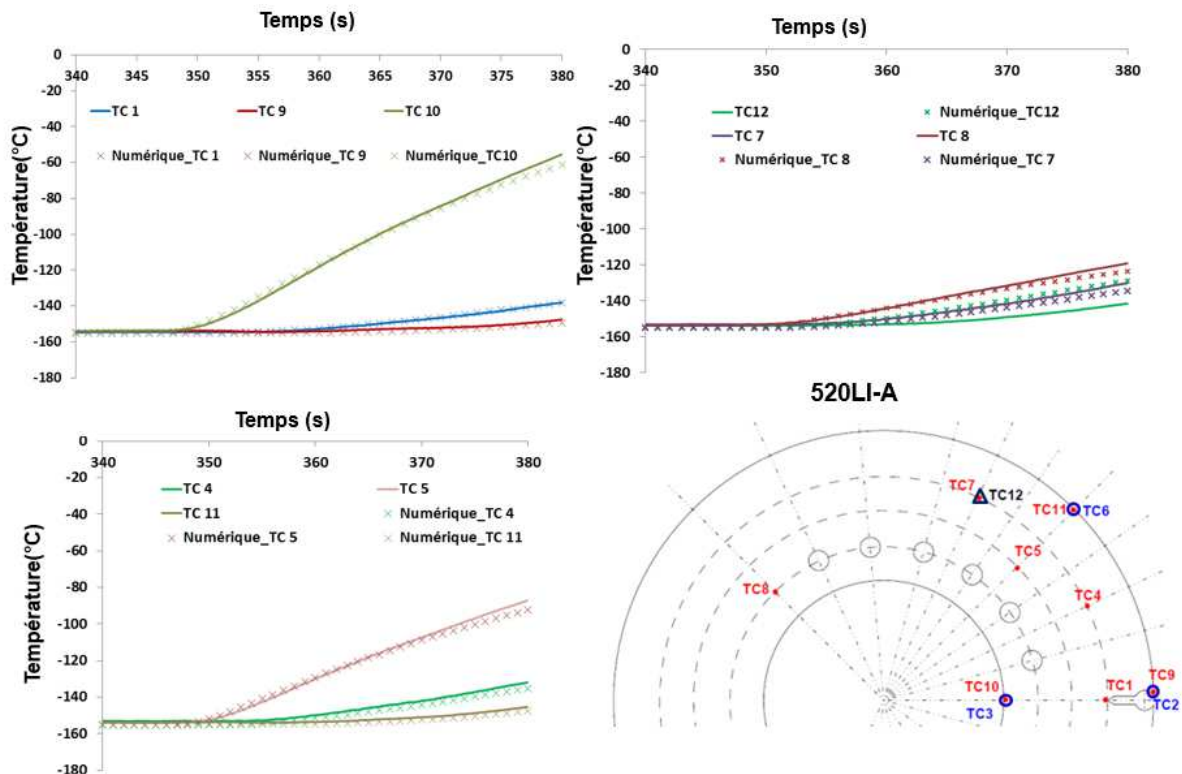
Annexe F

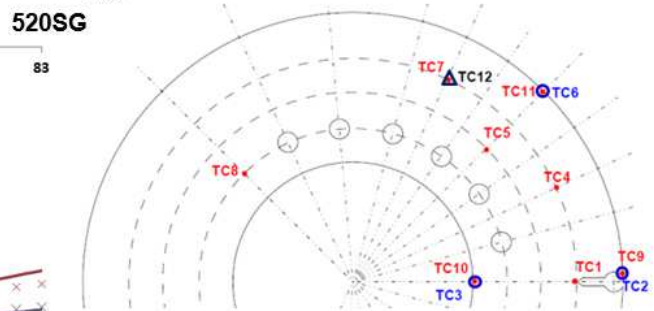
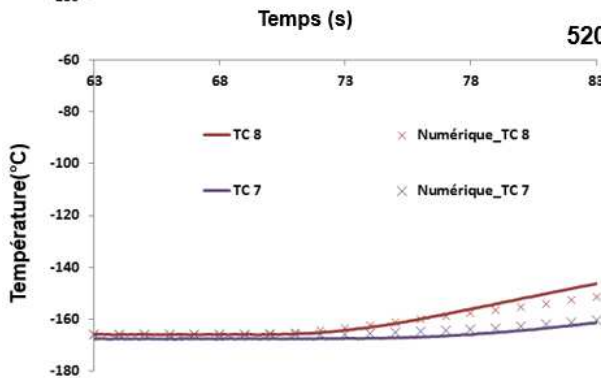
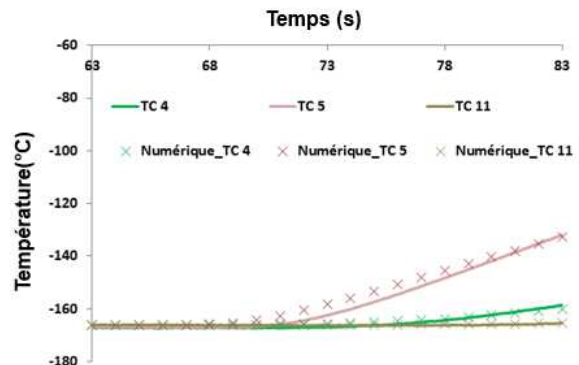
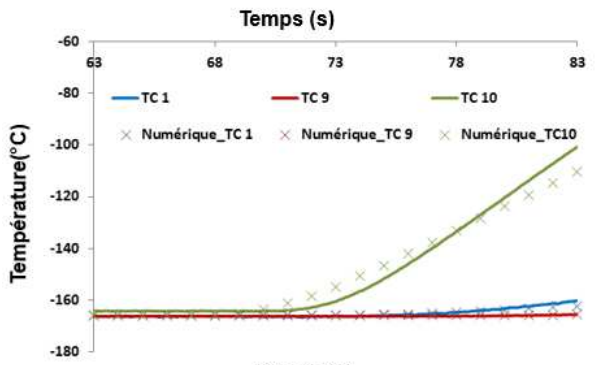
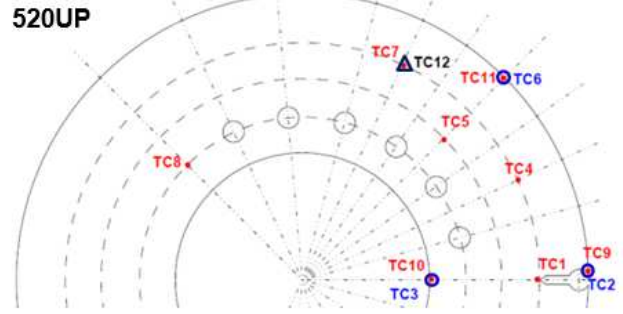
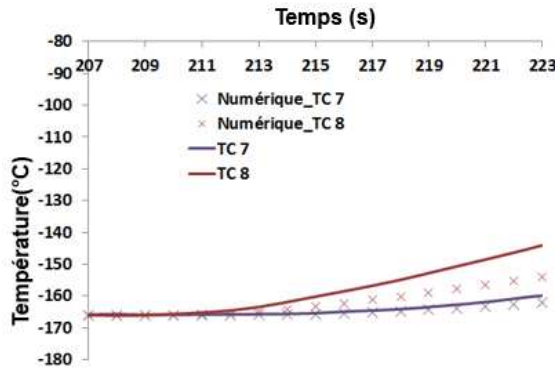
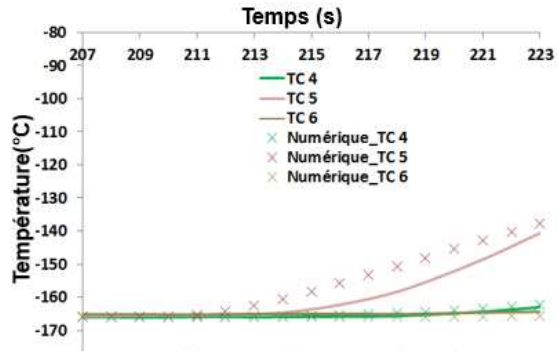
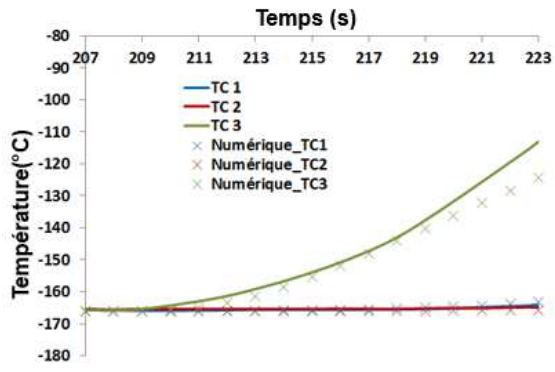
Choc thermique

Pré-fissuration de l'anneau 520LI-A

	étape 1		étape 2		étape 3	
	début	fin	début	fin	début	fin
a (mm)	23.00	23.50	23.50	24.50	24.50	25.00
ΔK ($\text{kJ}\sqrt{\text{m}}$)	25.00	24.49	17.00	16.77	12.30	12.00
K_{max} ($\text{kJ}\sqrt{\text{m}}$)	27.78	27.22	18.89	18.63	13.66	13.33
K_{min} ($\text{kJ}\sqrt{\text{m}}$)	2.78	2.74	1.89	1.77	1.18	1.33
K_{moy} ($\text{kJ}\sqrt{\text{m}}$)	15.28	15.39	10.39	10.59	7.65	7.33
F_{max} (kN)	683.71	683.70	491.34	491.30	362.40	362.37
F_{min} (kN)	72.25	72.20	46.89	46.90	31.30	31.30
F_{moy} (kN)	403.71	403.70	281.18	281.20	203.20	203.19
ΔF (kN)	611.46	611.50	444.45	444.40	331.10	331.08
Ouv_{max} (mm)	8.797E-02	9.002E-02	6.129E-02	6.404E-02	4.563E-02	4.658E-02
Ouv_{min} (mm)	8.722E-03	8.933E-03	6.221E-03	6.496E-03	4.780E-03	4.884E-03
Ouv_{moy} (mm)	4.809E-02	4.919E-02	3.329E-02	3.475E-02	2.483E-02	2.534E-02
Δouv (mm)	7.925E-02	8.109E-02	5.507E-02	5.755E-02	4.085E-02	4.170E-02
$\Delta(\Delta ouv)$ (mm)		0.00183698		0.00247399		0.00085083

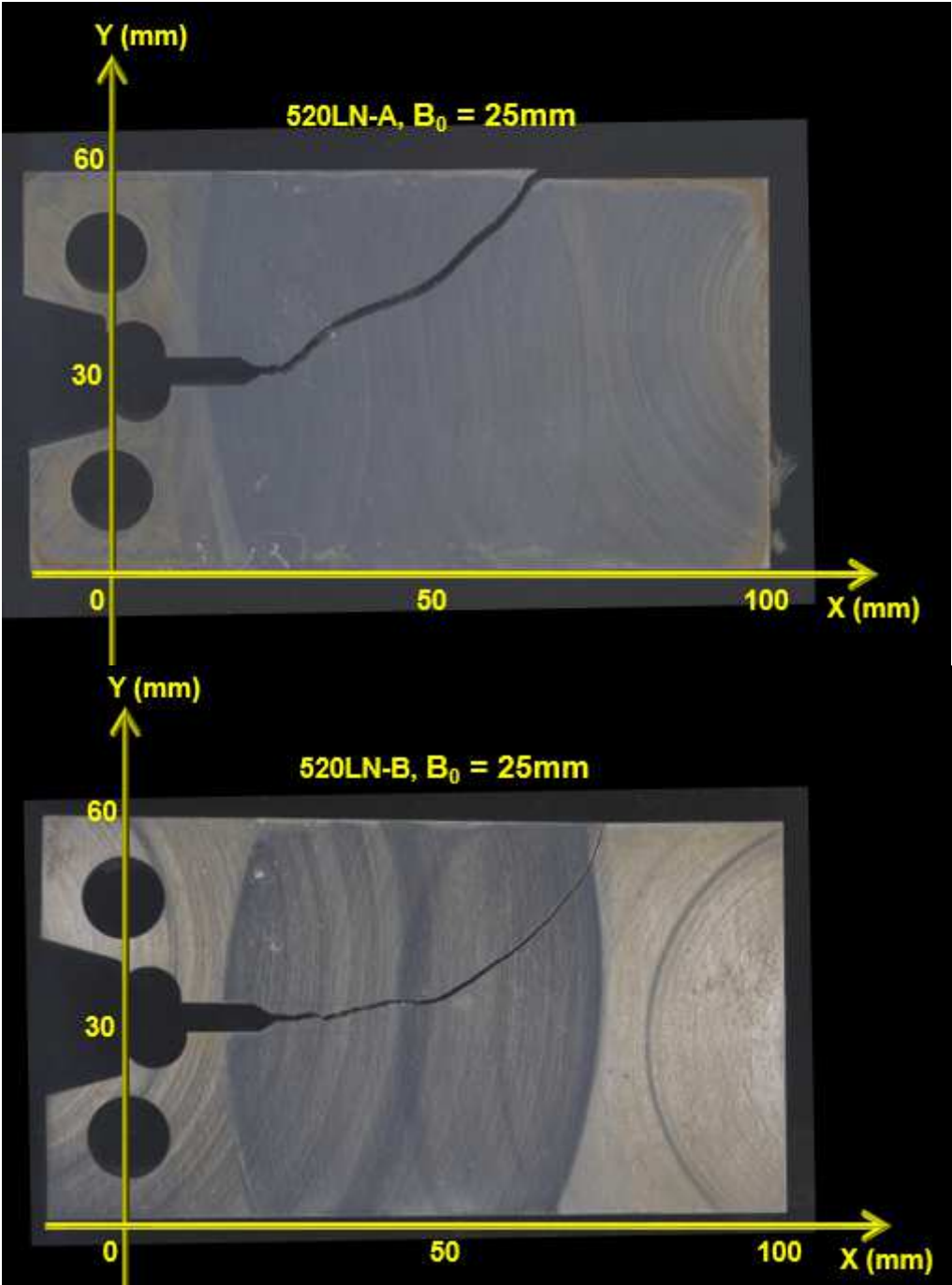
Modélisations thermiques en 2D

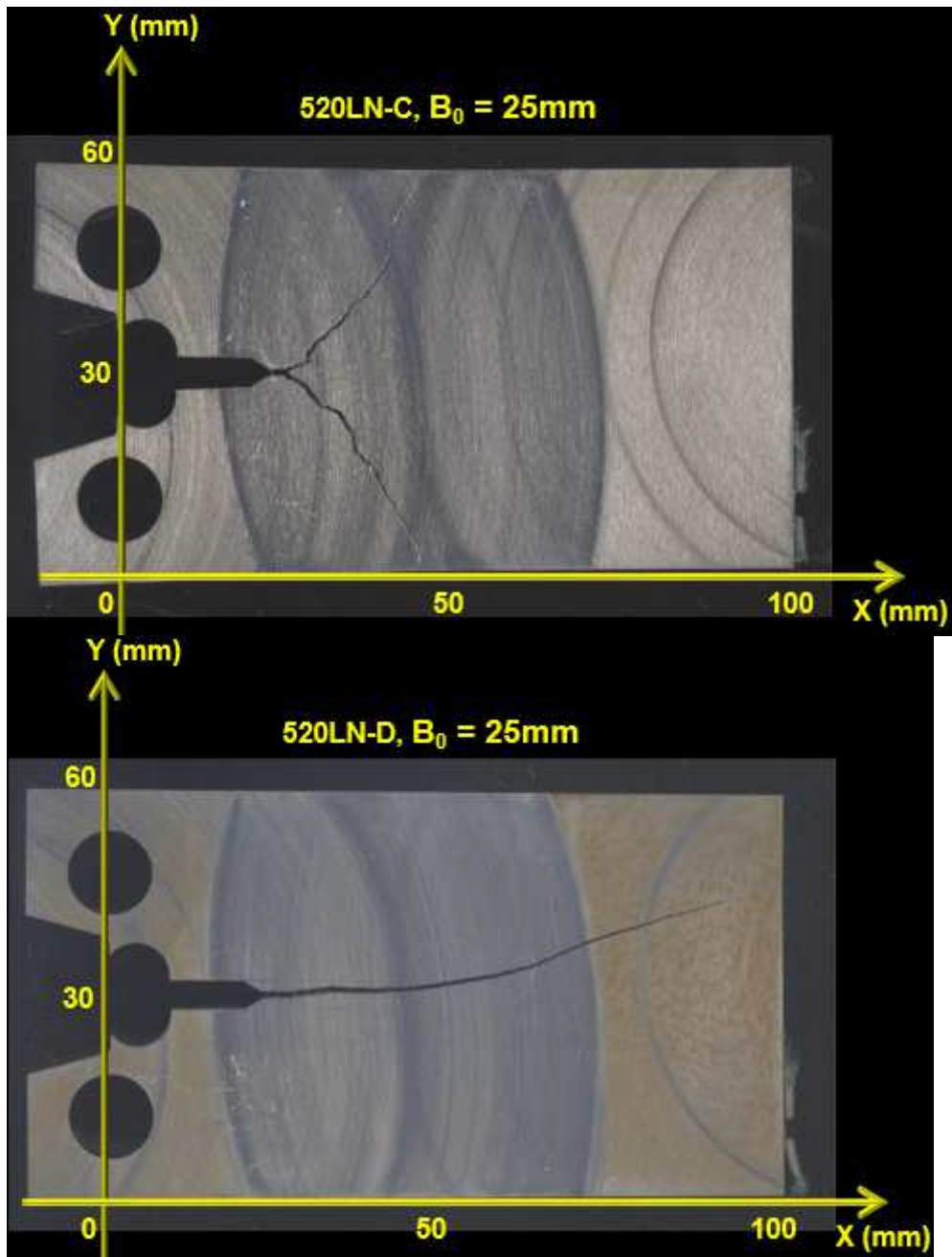


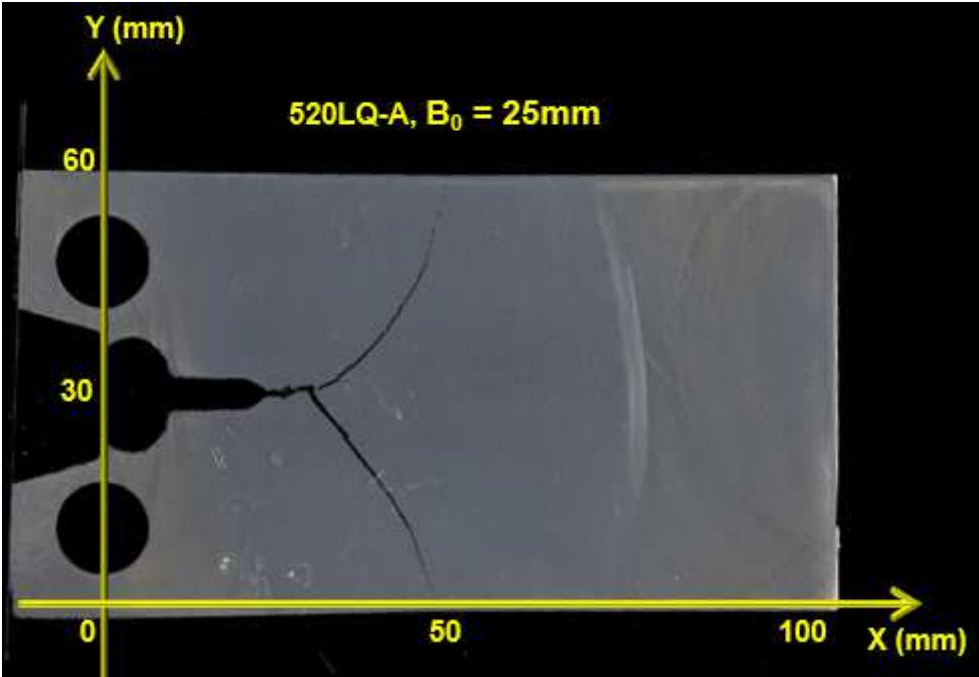


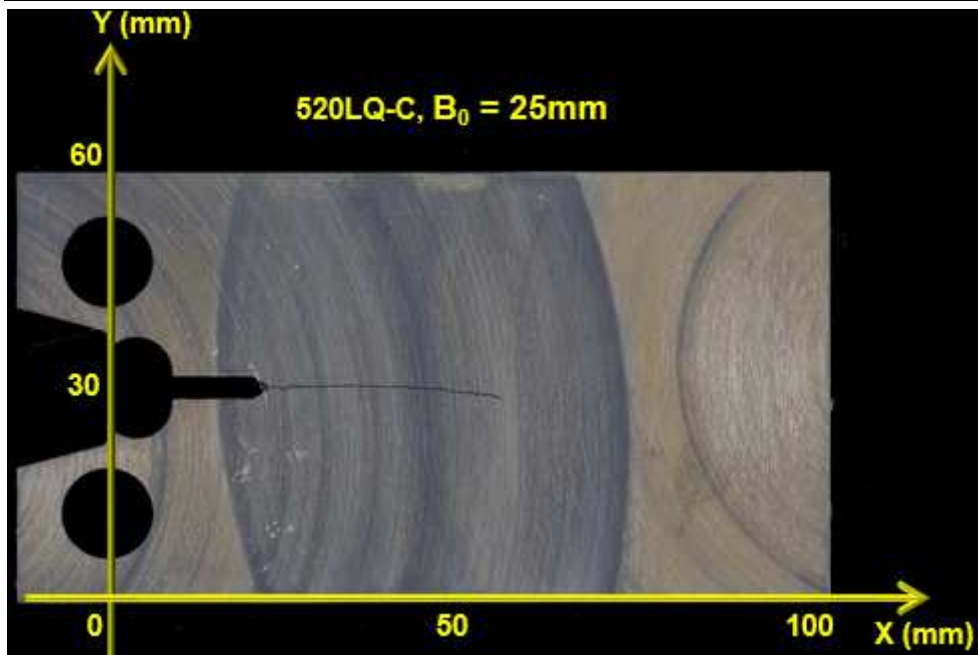
Annexe G

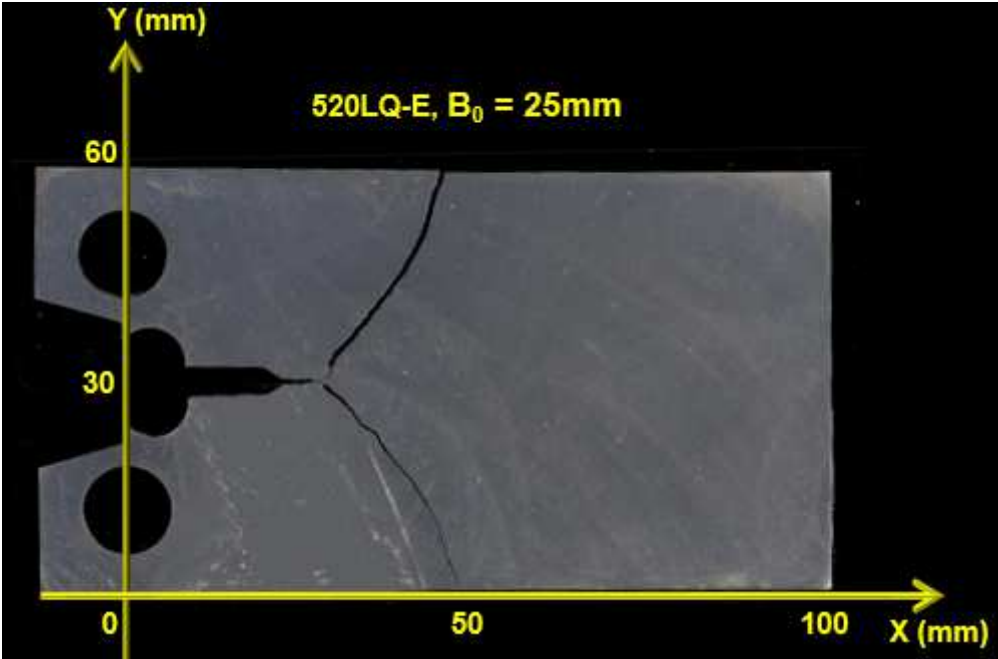
Trajectoires des essais sur les CT rallongées

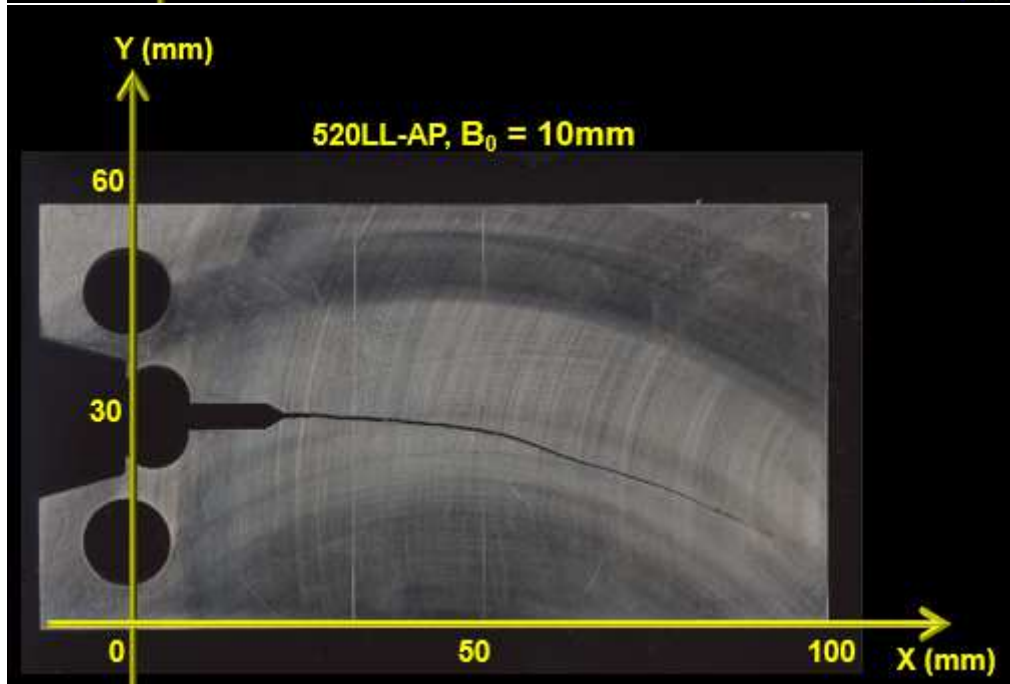
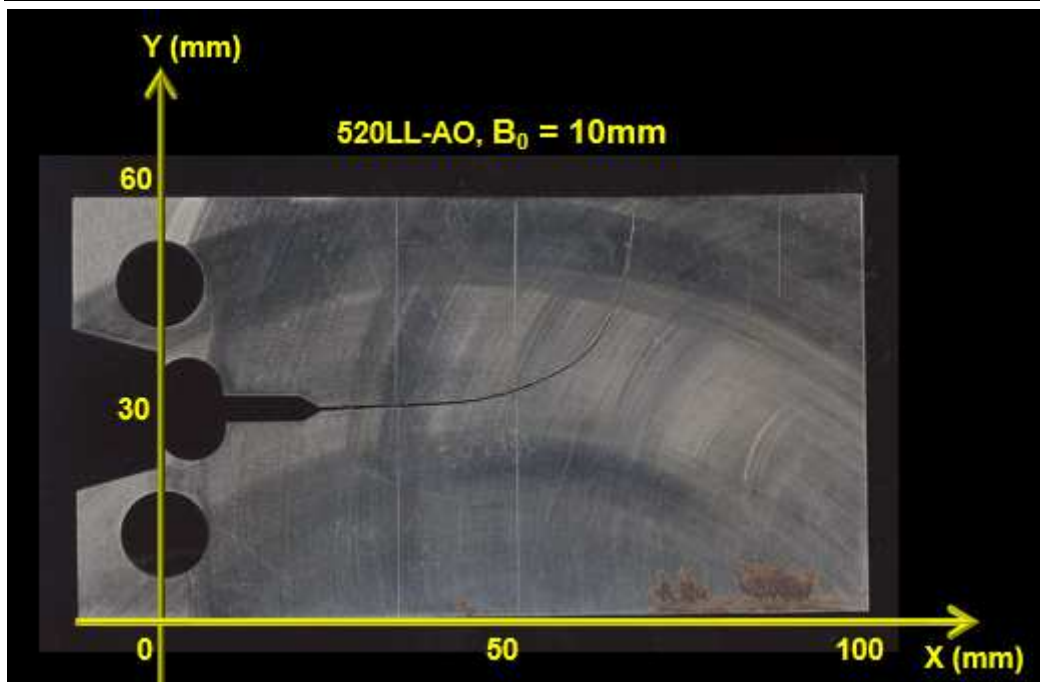


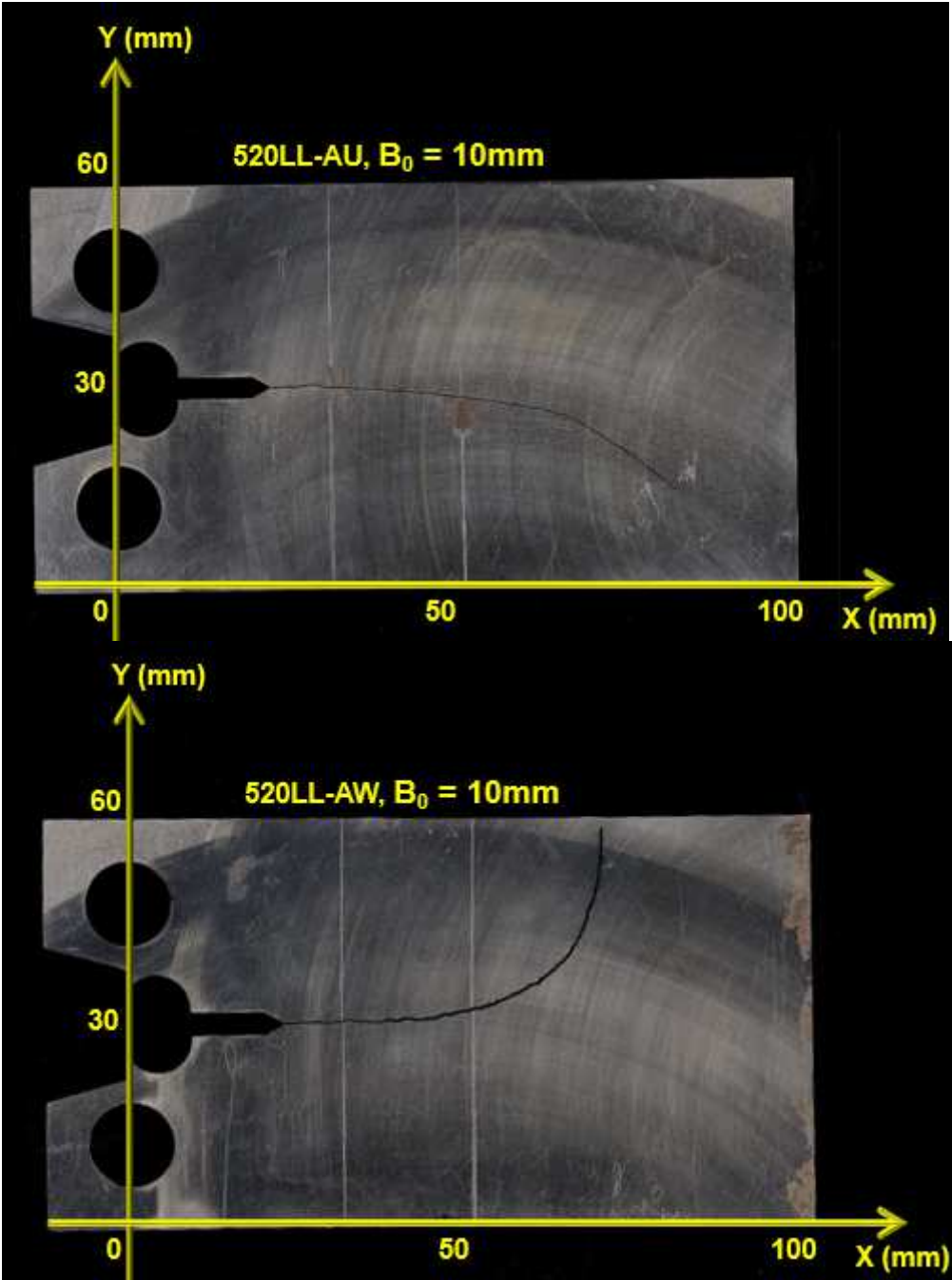













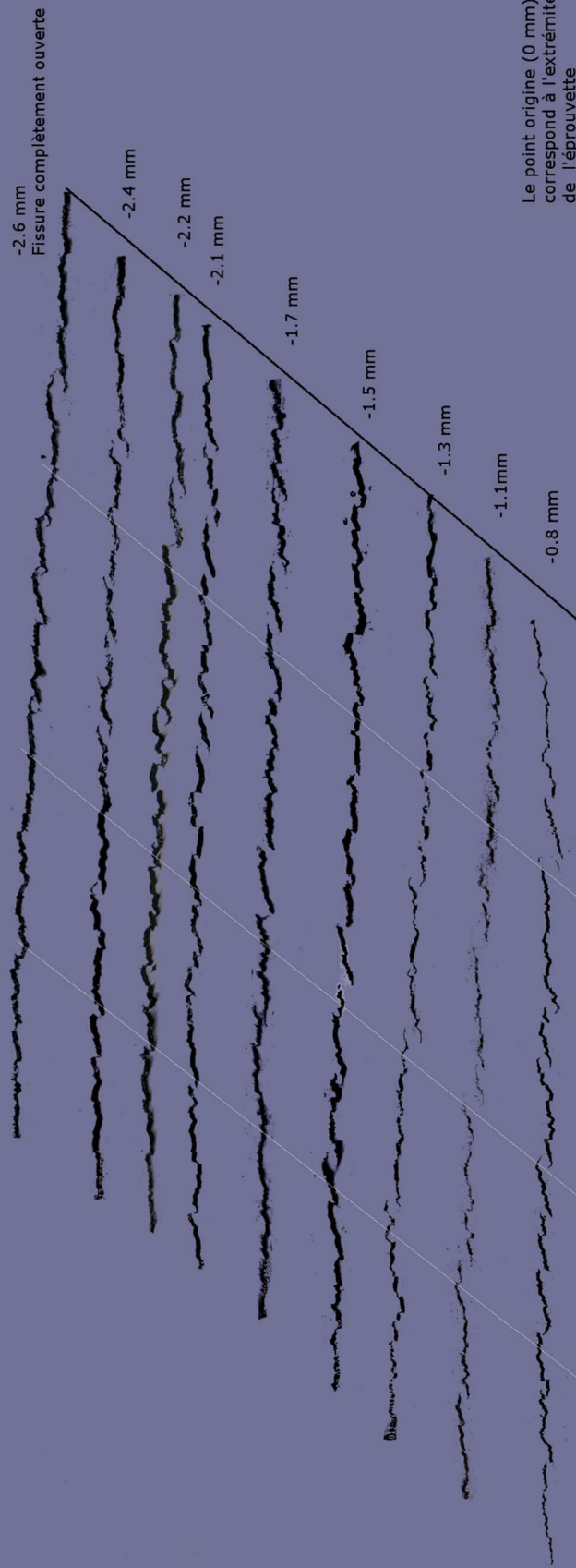
Annexe H

Observations des ligaments

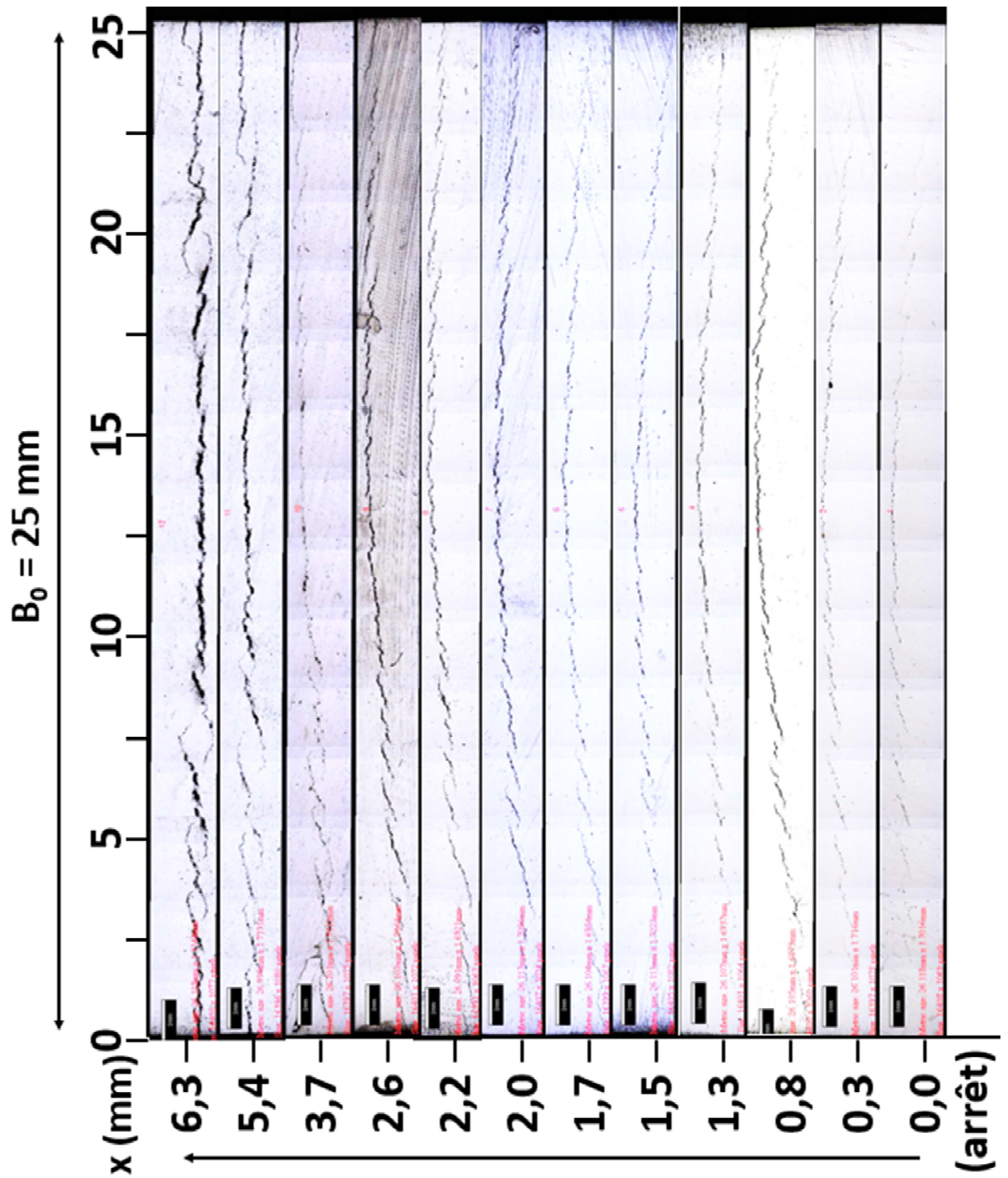
Coupes transversales : 520HO3B (CT25, -150°C)

**Evolution de la fissure dans
l'éprouvette 520HO3B
Type CT25 e= 10 mm
T= -150°C**

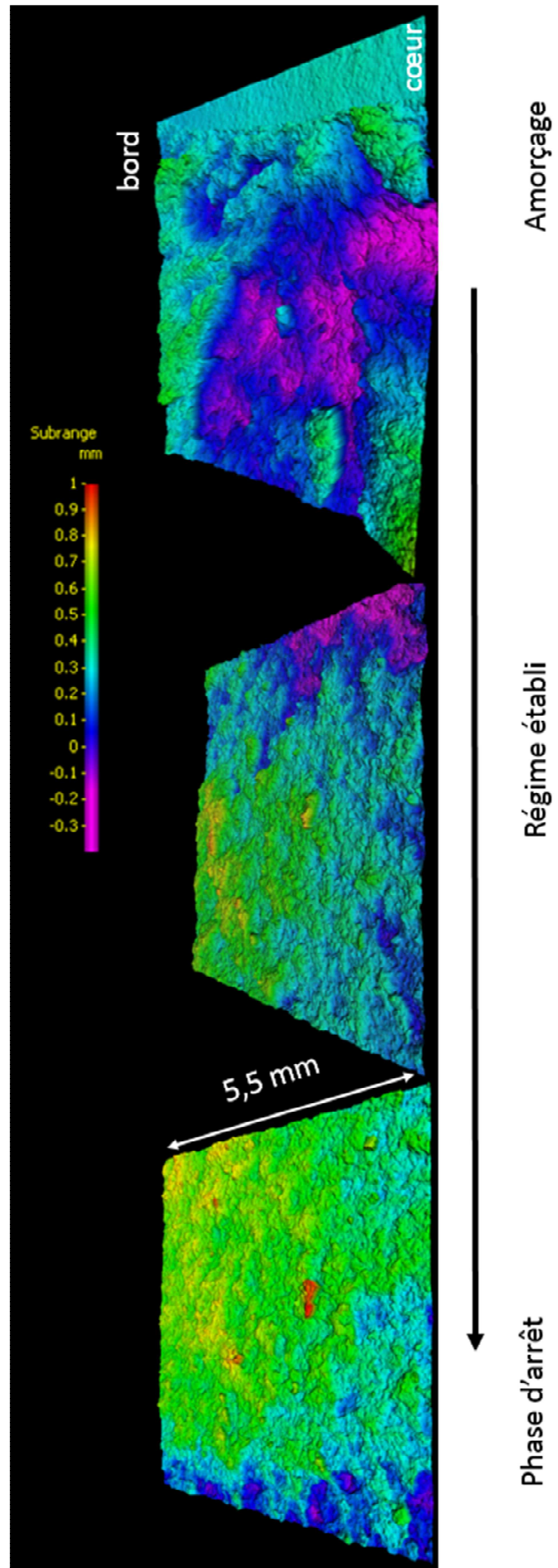
 Echelle de la fissure 500µm



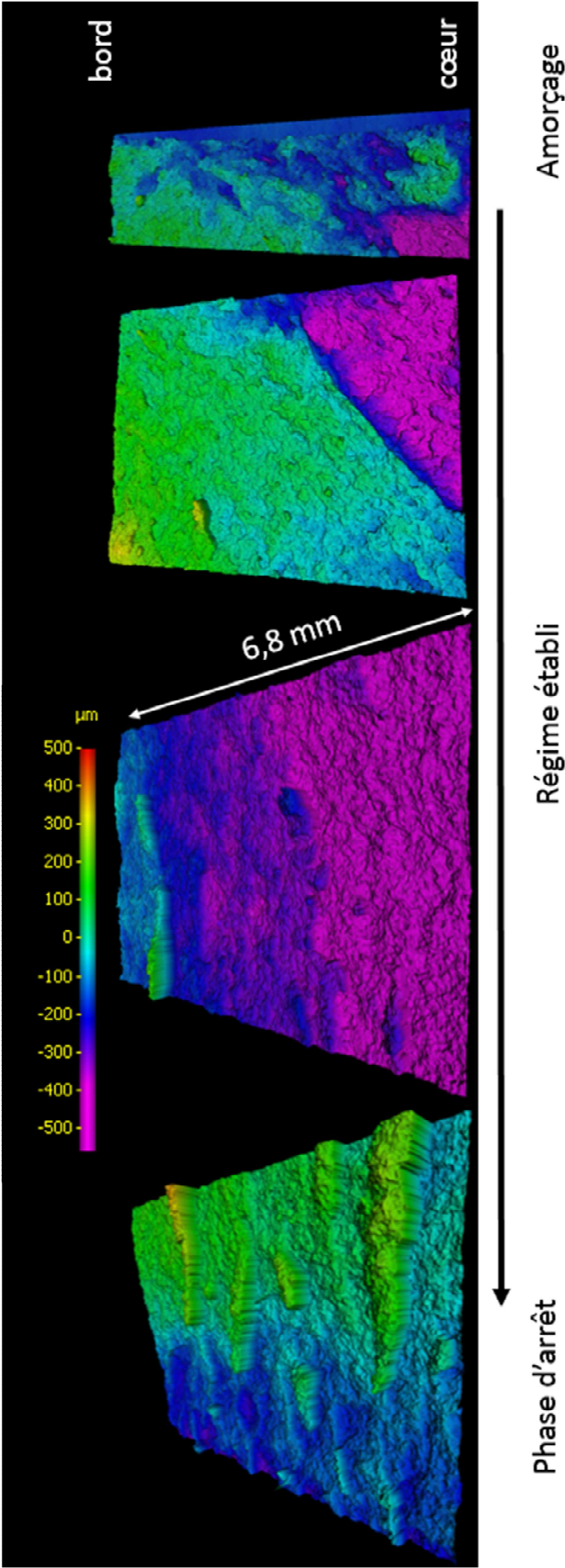
Coupes transversales : 520WA (anneau chargé en mode mixte, -125°C)



Reconstitution 3D du faciès de rupture : 520RX-M (CT25, -150°C)



Reconstitution 3D du faciès de rupture : 520RX-AW (CT25, -125°C)



Faciès de rupture : 520RX-C (CT25, -75°C)

La figure ci-dessous montre les ligaments repérés au MEB ainsi que leurs hauteurs sur le faciès de rupture de l'éprouvette 520RX-C (CT25, -75°C).

