



**ÉCOLE CENTRALE DES ARTS  
ET MANUFACTURES  
« ÉCOLE CENTRALE PARIS »**

**THÈSE**  
présentée par

**Amaury BOUSQUET**

pour l'obtention du

**GRADE DE DOCTEUR**

**Spécialité : Mécanique et Science des Matériaux**

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

**SUJET :**

**CRITÈRE DE PROPAGATION ET D'ARRÊT DE FISSURE DE  
CLIVAGE DANS UN ACIER DE CUVE REP**

**Soutenue le 9 janvier 2013 à l'Ecole Centrale Paris**

**devant le jury composé de :**

**Stéphane Chapuliot, Ingénieur de recherche AREVA, HdR  
Gilbert Hénaff, Professeur ENSMA Poitiers  
Véronique Aubin, Professeur ECP  
Clotilde Berdin, Professeur Université Paris Sud Orsay  
Anna Dahl, Ingénieur de recherche EDF, Docteur  
Philippe Bompard, Professeur ECP  
Stéphane Marie, Ingénieur de recherche CEA, HdR**

**Rapporteur  
Rapporteur  
Présidente du jury  
Examinatrice  
Examinatrice  
Directeur de thèse  
Co-directeur de thèse**

**2013 - ECAP0002**





## **Remerciements**

Cette thèse étant le fruit d'une collaboration entre le Commissariat à l'Energie Atomique de Saclay et l'Ecole Centrale Paris, je souhaite remercier toutes les personnes qui ont participé à ce projet.

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Stéphane Marie et Philippe Bompard, d'avoir dirigé mes recherches durant ces trois années. Je les remercie pour leur soutien, leurs conseils et leur enthousiasme communicatif.

Je tiens à remercier les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon sujet de thèse. Je suis très honoré que Stéphane Chapuliot et Gilbert Hénaff aient accepté de rapporter mon travail. Je remercie Véronique Aubin d'avoir accepté de présider mon jury et Clotilde Berdin et Anna Dahl d'être examinatrices de ma thèse.

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour le financement accordé afin de réaliser cette thèse. Mes remerciements vont également au Laboratoire d'Intégrité des Structures et de Normalisation (CEA Saclay) et au Laboratoire de Mécanique des Sols, Structures et Matériaux (ECP) pour leur accueil, les moyens mis à disposition et l'excellente ambiance de travail tout au long de cette thèse. Ce travail a notamment été rendu possible grâce à l'ensemble du personnel scientifique et administratif de ces laboratoires que je tiens également à remercier. J'ai aussi une pensée pour toutes les personnes que j'ai rencontrées dans des conférences.

Enfin, j'ai une profonde reconnaissance et gratitude envers ma famille.



## Résumé :

L'objectif de cette thèse est de comprendre les micro-mécanismes physiques de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans l'acier de cuve 16MND5 et de proposer un modèle de prédiction robuste et physiquement fondé, en s'appuyant sur une campagne d'essais de rupture fragile sur éprouvettes de laboratoire finement instrumentées, associée à la modélisation numérique de ces essais.

Dans un premier temps, des expériences ont été menées sur des éprouvettes CT25 de différentes épaisseurs à cinq températures (-150°C, -125°C, -100°C, -75°C, -50°C). Des trajets de fissures rectilignes et branchées (deux fissures se développant de manière quasi-symétrique) ont été observés. Pour estimer la vitesse de propagation, une caméra ultra-rapide a été utilisée, associée à la mise au point d'un protocole expérimental permettant d'observer la face de l'éprouvette dans l'enceinte thermique, sans givrage. Des observations à 500 000 images.s<sup>-1</sup> ont permis de caractériser finement la vitesse instantanée de la fissure sur le ligament complet de la CT ( $\approx$  25 mm). En parallèle, pour pouvoir analyser les essais et l'impact de la viscosité sur la réponse mécanique autour de la fissure, le comportement élasto-viscoplastique du matériau a été étudié jusqu'à une vitesse de déformation de 10<sup>4</sup> s<sup>-1</sup> pour les températures étudiées.

La méthode des éléments finis étendus (X-FEM) a été utilisée dans le code de calcul CAST3M pour modéliser la propagation de fissure. Les simulations numériques associent l'approche locale de la rupture en dynamique non linéaire et un critère de propagation en contrainte critique de type RKR à une distance caractéristique. Les travaux réalisés ont permis de confirmer la forme du critère proposé par Prabel à -125°C, et d'identifier les dépendances de ce critère à la température et à la vitesse de déformation. A partir d'analyses numériques en 2D et 3D, un critère multi-température fonction croissante de la vitesse de déformation est proposé. Des modélisations prédictives ont permis de valider le critère sur deux géométries d'éprouvettes (CT et anneau) en mode I à différentes températures.

Des observations MEB et des analyses 3D au microscope optique montrent que le mécanisme de rupture est le clivage associé à des zones de cisaillement ductile entre les différents plans de fissuration. L'étude de la fraction surfacique des marches de cisaillement et des contraintes de fermeture associées tend à justifier le critère mis en place. Un modèle analytique est proposé permettant de justifier le critère déduit des modélisations numériques. Ce modèle considère que les ligaments retiennent la lèvres de la fissure et induisent donc des contraintes de fermeture au niveau de la pointe de fissure qu'il faut compenser pour atteindre la contrainte de clivage effective en pointe de fissure. Cette résistance des ligaments est directement reliée à la loi de comportement du matériau et justifie la dépendance du critère de rupture identifié à la vitesse de déformation.

Enfin, les branchements de fissure ont été analysés via le dépouillement des vidéos obtenues avec la caméra rapide qui mettent en évidence un amorçage initial rectiligne, puis un amorçage de fissures multiples de part et d'autre du plan de fissure qui conduisent à l'arrêt de la fissure initiale, l'une de ces fissures 'secondaires' conduisant ensuite à la rupture de l'éprouvette. Les rôles essentiels de l'épaisseur et du chargement dans ce mécanisme de branchement sont soulignés. L'augmentation de l'épaisseur réduit la fréquence d'apparition de ce mécanisme et finit même par l'annuler. Les faibles épaisseurs conduisent à plus de plasticité très étendue au moment de l'amorçage et génère les germes nécessaires au déclenchement des fissures secondaires qui apparaissent par la suite. Logiquement l'intensité du chargement doit être suffisamment importante pour créer cette zone plastique étendue : les essais qui présentent une propagation rectiligne sont les essais pour lesquels les chargements à l'amorçage sont les plus faibles.

**Mots-clés :** clivage, ténacité, propagation, arrêt de fissure, acier de cuve REP, dynamique, approche locale, simulations, fractographies.

### **Abstract :**

The purpose of this PhD thesis is to understand physical mechanisms of cleavage crack propagation and arrest in the 16MND5 PWR vessel steel and to propose a robust predicting model based on a brittle fracture experimental campaign of finely instrumented laboratory specimens associated with numerical computations.

First, experiments were carried out on thin CT25 specimens at five temperatures (-150°C, -125°C, -100°C, -75°C, -50°C). Two kinds of crack path, straight or branching path, have been observed. To characterize crack propagation and to measure crack speed, a high-speed framing camera system was used, combined with the development of an experimental protocol which allowed to observe CT surface without icing inside the thermal chamber and on the specimen. The framing camera (520 000 fps) has allowed to have a very accurate estimation of crack speed on the complete ligament of CT (~25 mm). Besides, to analyse experiments and to study the impact of viscosity on the mechanical response around the crack tip, the elastic-viscoplastic behavior of the ferritic steel has been studied up to a strain rate of  $10^4 \text{ s}^{-1}$  for the tested temperatures.

The eXtended Finite Element Method (X-FEM) was used in CAST3M FE software to model crack propagation. Numerical computations combine a local non linear dynamic approach with a RKR type fracture stress criterion to a characteristic distance. The work carried out has confirmed the form of the criterion proposed by Prabel at -125°C, and has identified the dependencies of the criterion on temperature and strain rate. From numerical analyzes in 2D and 3D, a multi-temperature fracture stress criterion, increasing function of the strain rate, was proposed. Predictive modeling were used to confirm the identified criterion on two specimen geometries (CT and compressive ring) in mode I at different temperatures.

SEM observations and 3D analyzes made with optical microscope showed that the fracture mechanism was the cleavage associated with ductile shear zones between the different planes of cracking. The study of the surface fraction of ductile shear zones and associated closing stress tends to justify the established criterion. An analytical model is proposed to justify the criterion deduced from numerical modeling. This model assumes that the ligaments hold the crack lips and therefore induce closing stress at the crack tip which has to be compensated to achieve the effective cleavage stress at the crack tip. This resistance of ligaments is directly related to the mechanical behavior of the material and justifies the dependence of fracture stress criterion with strain rate.

Lastly, the crack branching was analyzed thanks to movies obtained with the high-speed camera. The cleavage crack propagates in a straight way over few millimeters. Then, new cracks appear on both sides of the initial crack lips which leads to the arrest of the initial crack. One of the new cracks leads to the failure of the CT specimen. The essential role of the thickness and loading on this branching mechanism is emphasized. The increased thickness reduces the frequency of occurrence of this mechanism and eventually even cancel. Low thicknesses lead to more extensive plasticity at the crack tip and generates the germs for the triggering of secondary cracks that appear. Logically, the intensity of loading must be large enough to create this extended plastic zone : the experiments with a straight path are the tests for which the initial loadings are the lowest.

**Keywords:** cleavage, toughness, propagation, crack arrest, PWR vessel steel, dynamic, local approach, simulations, fractographies.





# **TABLE DES MATIERES**



# Principales notations

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : Etude bibliographique</b>	<b>7</b>
<b>1. Introduction</b>	<b>11</b>
<b>2. Mécanique de la rupture en statique</b>	<b>11</b>
<b>2.1. Critères fondés sur une approche globale de la rupture</b>	<b>11</b>
2.1.1. Le taux de restitution d'énergie $G$	11
2.1.2. Critère $K$	12
2.1.3. Traitement de la plasticité étendue	13
2.1.4. La contrainte élastique $T$	14
<b>2.2. Physique de la rupture par clivage et modèles associés</b>	<b>15</b>
2.2.1. Rupture fragile par clivage	15
2.2.2. Description déterministe du clivage	18
2.2.2.1. Modèle de Curry et Knot	18
2.2.2.2. Modèle de Cottrell	19
2.2.2.3. Modèle de Smith	20
2.2.2.4. Modèle de Zener-Stroh	20
2.2.2.5. Modèle RKR	22
2.2.3. Description probabiliste du clivage	23
2.2.3.1. Théorie du maillon le plus faible	24
2.2.3.2. Théorie de Weibull	24
2.2.3.3. Modèle de Beremin	25
2.2.3.4. Modèle de Wallin, Saario et Torronen (WST)	26
2.2.3.5. Autres modèles	28
2.2.3.6. Modèle de de Chen et al	28
2.2.3.7. Modèle de en contrainte seuil $\sigma_{th}$	29
<b>3. Mécanique de la rupture en dynamique</b>	<b>30</b>
<b>3.1. Fissure stationnaire chargée en dynamique</b>	<b>31</b>
<b>3.2. Propagation rapide de fissure</b>	<b>32</b>
3.2.1. Introduction	32
3.2.2. Vitesse de propagation	33
3.2.3. Analyse élasto-dynamique	36
3.2.4. Critères fondés sur un paramètre global caractérisant la sollicitation en pointe de fissure	39
3.2.5. Travaux de lung et Bouyne	41
3.2.6. Critère proposé par Hajjaj et al et Dahl et al	42

<i>3.2.7. Critère proposé par Prabel et al.</i> .....	43
<b>3.3. Arrêt de fissure</b> .....	<b>45</b>
<i>3.3.1. Caractérisation de l'arrêt de fissure</i> .....	45
<i>3.3.2. Rôle des ligaments sur l'arrêt de fissure</i> .....	48
<b>3.4. Essais de propagation et d'arrêt de fissure</b> .....	<b>51</b>
<i>3.4.1. Premiers essais de propagation et d'arrêt de fissure</i> .....	51
<i>3.4.2. Essais isothermes</i> .....	52
<i>3.4.3. Essais avec gradient thermique</i> .....	54
<b>4. Méthodes numériques utilisées pour la propagation de fissure</b> .....	<b>55</b>
<b>4.1. Méthodes fondées sur les éléments finis</b> .....	<b>55</b>
<b>4.2. Méthode X-FEM</b> .....	<b>56</b>
<i>4.2.1. Partition de l'unité</i> .....	57
<i>4.2.2. Approximation spatiale du déplacement</i> .....	58
<b>5. Conclusion</b> .....	<b>59</b>

## **Chapitre II : Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5** **61**

<b>1. Introduction</b> .....	<b>65</b>
<b>2. Présentation du matériau</b> .....	<b>65</b>
<b>2.1. Généralités</b> .....	<b>65</b>
<b>2.2. Comportement mécanique quasi-statique en fonction de la température</b> .....	<b>66</b>
<b>2.3. Propriétés à rupture de l'acier ferritique 16MND5</b> .....	<b>67</b>
<b>2.4. Effet de la vitesse de déformation sur le comportement du matériau</b> .....	<b>68</b>
<i>2.4.1. Lois de comportement élasto-viscoplastique</i> .....	68
<i>2.4.2. Identification des paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique</i> .....	70
<i>2.4.2.1. Principe de l'essai Hopkinson de compression dynamique</i> .....	71
<i>2.4.2.2. Résultats et identification des paramètres</i> .....	74
<b>3. Protocole expérimental</b> .....	<b>80</b>
<b>3.1. Généralités</b> .....	<b>80</b>
<i>3.1.1. Pré-fissuration</i> .....	80
<i>3.1.2. Mise en place et en température de l'éprouvette</i> .....	80
<i>3.1.3. Mise en charge</i> .....	81
<b>3.2. Méthodes de mesure de la propagation de fissure</b> .....	<b>81</b>
<i>3.2.1. Description des jauges à brins</i> .....	81
<i>3.2.2. Traitement des données des jauges et détermination de l'avancée de fissure</i> .....	82
<i>3.2.3. Description du procédé expérimental avec système d'acquisition rapide</i> .....	83

<b>4. Essais sur CT</b> .....	<b>86</b>
<b>4.1. Longueur et trajet de fissure</b> .....	<b>86</b>
<b>4.2. Données d'amorçage</b> .....	<b>89</b>
<b>4.3. Vitesse de propagation des fissures rectilignes</b> .....	<b>93</b>
<b>4.4. Analyses fractographiques</b> .....	<b>96</b>
<u>4.4.1. Objectifs des observations</u> .....	96
<u>4.4.2. Techniques d'observation et de mesure</u> .....	96
<u>4.4.3. Etude de l'amorçage</u> .....	97
4.4.3.1. Position des sites de clivage .....	97
4.4.3.2. Origine des vitesses élevées à l'amorçage .....	102
4.4.3.3. Analyses profilométriques et résultats .....	104
<u>4.4.4. Etude de la propagation</u> .....	106
4.4.4.1. Observations MEB .....	106
4.4.4.2. Analyses profilométriques et résultats .....	109
<u>4.4.5. Etude de l'arrêt</u> .....	109
4.4.5.1. Observations MEB .....	109
4.4.5.2. Analyses profilométriques et résultats .....	110
<b>5. Conclusion</b> .....	<b>112</b>

## **Chapitre III : Caractérisation et modélisation numérique de la propagation de fissure de clivage** **115**

<b>1. Introduction</b> .....	<b>119</b>
<b>2. Modélisation dynamique des essais de propagation et d'arrêt de fissure</b> .....	<b>119</b>
<b>2.1. Maillage et conditions aux limites</b> .....	<b>119</b>
<u>2.1.1. 2D</u> .....	119
<u>2.1.2. 3D</u> .....	120
<b>2.2. Matériau</b> .....	<b>120</b>
<b>2.3. Chargement</b> .....	<b>121</b>
<b>2.4. Schéma temporel</b> .....	<b>121</b>
<b>2.5. Identification du critère local en contrainte critique</b> .....	<b>122</b>
<u>2.5.1. Simulations à vitesse de propagation imposée</u> .....	123
<u>2.5.2. Influence de la vitesse de déformation plastique équivalente</u> .....	123
<u>2.5.3. Influence de la température</u> .....	124
<u>2.5.4. Modélisations 2D et 3D</u> .....	125
<b>2.6. Analyses prédictives</b> .....	<b>126</b>
<u>2.6.1. Principe</u> .....	127
<u>2.6.2. Analyses prédictives sur éprouvettes CT en mode I</u> .....	127

<i>2.6.3. Validation du critère dans la phase transitoire de l'amorçage</i> .....	129
<i>2.6.4. Analyses prédictives sur éprouvettes annulaires en mode I (compression)</i> .....	131
<b>3. Conclusion</b> .....	<b>133</b>

## **Chapitre IV : Physique du critère de propagation et d'arrêt** **135**

<b>1. Introduction</b> .....	<b>139</b>
<b>2. Mécanismes de rupture pendant la propagation</b> .....	<b>139</b>
<b>3. Mise en évidence de l'impact du comportement visqueux</b> .....	<b>145</b>
<b>4. Effet de la température</b> .....	<b>148</b>
<b>5. Justification du critère établi par une approche en contrainte</b> .....	<b>149</b>
<b>6. Conclusion</b> .....	<b>158</b>

## **Chapitre V : Analyse du phénomène de branchement de fissure** **159**

<b>1. Introduction</b> .....	<b>163</b>
<b>2. Effets de l'épaisseur, de la température et du chargement</b> .....	<b>163</b>
<b>2.1. Effets de l'épaisseur et de la température</b> .....	<b>163</b>
<b>2.2. Effet du chargement</b> .....	<b>165</b>
<b>3. Analyse des films</b> .....	<b>166</b>
<b>3.1. Essai sur CT 520ZY à -150°C</b> .....	<b>166</b>
<b>3.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C</b> .....	<b>168</b>
<b>3.3. Bilan des observations</b> .....	<b>169</b>
<b>4. Analyse MEB</b> .....	<b>170</b>
<b>4.1. Essai sur CT 520ZY à -150°C</b> .....	<b>170</b>
<b>4.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C</b> .....	<b>171</b>
<b>5. Conclusion</b> .....	<b>171</b>

<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>173</b>
<b>Annexes</b>	<b>179</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>261</b>





# Principales notations

$\Delta x$	<i>discrétisation spatiale</i>
$\Delta t$	<i>discrétisation temporelle</i>
$\Gamma$	<i>frontière d'un domaine</i>
$\theta$	<i>angle de propagation d'une fissure</i>
$\lambda, \mu$	<i>coefficients de Lamé</i>
$\nu$	<i>coefficient de Poisson</i>
$\rho$	<i>masse volumique</i>
$\gamma_s$	<i>énergie surfacique nécessaire à la création d'une nouvelle surface</i>
$\sigma_{\theta\theta}$	<i>contrainte circonférentielle d'ouverture</i>
$\sigma_I$	<i>contrainte principale maximale</i>
$\sigma_{Ic}$	<i>contrainte critique de clivage</i>
$\sigma_Y$	<i>limite d'élasticité</i>
$\Psi, \Phi$	<i>fonctions de niveau (Level Set)</i>
$\Omega$	<i>domaine</i>
$a, a_0, a_f$	<i>longueur de fissure, longueur de préfissuration, longueur à l'arrêt</i>
$d, V$	<i>vitesse de propagation de fissure</i>
$B$	<i>épaisseur de l'éprouvette</i>
$c_i \quad (i = d, s, R)$	<i>vitesse des ondes de dilatation, de cisaillement et de Rayleigh</i>
$CT$	<i>éprouvette Compact Tension</i>
$E$	<i>module d'Young</i>
$E_k$	<i>énergie cinétique</i>
$F_k$	<i>fonctions de la base asymptotique de Westergard</i>
$G$	<i>taux de restitution d'énergie</i>
$H$	<i>fonction discontinue d'Heavyside</i>
$J$	<i>intégrale de Rice</i>
$K_M$	<i>facteur d'intensité des contraintes du mode M</i>
$K_I$	<i>facteur d'intensité des contraintes en mode I généralisé au cas élasto-plastique</i>
$K_{Ic}$	<i>ténacité</i>
$K_M^{dyn}$	<i>facteur d'intensité des contraintes dynamique du mode M</i>
$K_M^{cin}$	<i>facteur d'intensité cinématique du mode M</i>
$K_{Ia}$	<i>facteur d'intensité des contraintes à l'arrêt en mode I obtenu par une analyse statique</i>
$K_{IA}$	<i>facteur d'intensité des contraintes à l'arrêt en mode I obtenu par une analyse dynamique</i>
$P$	<i>énergie potentielle</i>
$T$	<i>température</i>
$t$	<i>temps</i>
$u, \dot{u}, \ddot{u}$	<i>déplacement, vitesse, accélération</i>



# **INTRODUCTION**



L'intégrité des centrales nucléaires repose sur trois barrières successives. La première barrière est la gaine du combustible et la seconde est constituée par la cuve. En cas d'accident, la cuve confine les produits de fission et empêche leur fuite à l'extérieur. La troisième et dernière barrière de protection est l'enceinte de confinement qui contient le bâtiment réacteur (figure 1).

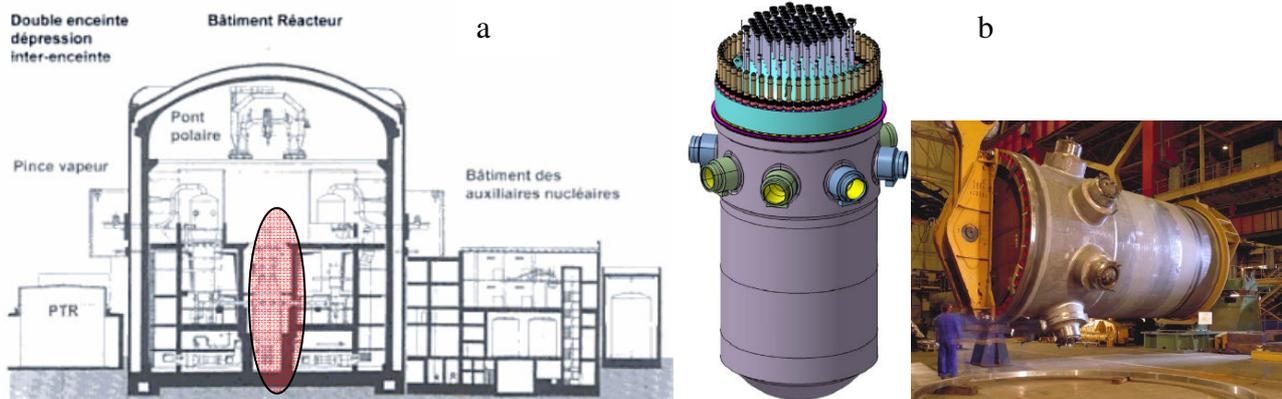
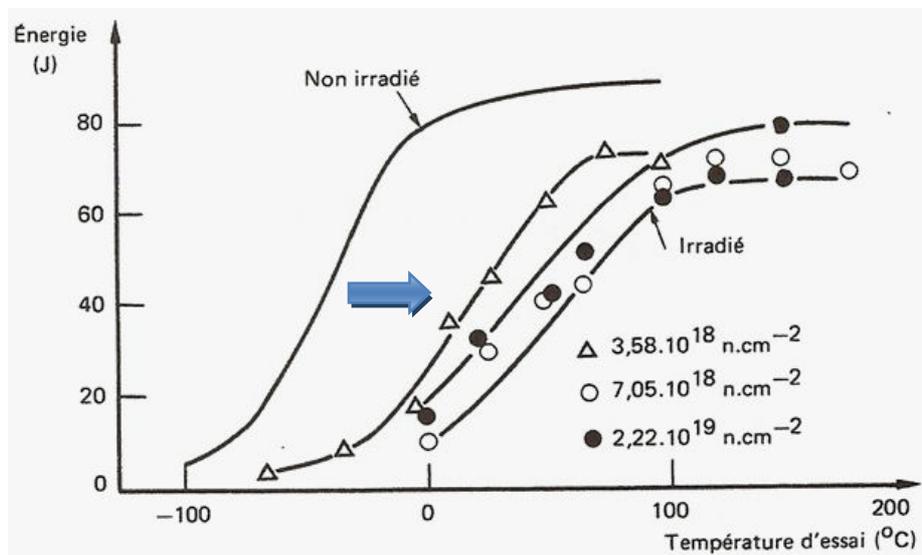


Figure 1 : Implantation générale (a) et cuve REP (b)

Les cuves sont conçues conformément aux Règles de Conception et de Construction des matériels Mécaniques des îlots nucléaires R.E.P. (R.C.C.M.). Il s'agit de règles pratiques de conception, de fabrication et de contrôle transcrivant des objectifs de résistance et de qualité. L'effet de la pression et de la température sur les matériaux est important à prendre en compte au sein d'un réacteur. En conséquence, une pression atteignant 155 bars et une température de 300°C jouent un rôle non négligeable sur la sûreté d'une centrale nucléaire. Cette pression élevée impose l'utilisation de matériaux suffisamment résistants pour limiter l'épaisseur des pièces et présentant une bonne résistance à la rupture brutale par clivage et une bonne soudabilité. Ainsi, les enceintes sous pression sont constituées de matériaux à hautes valeurs de résilience et de ténacité.

La cuve est l'un des composants essentiels d'un REP. En effet, ce composant en acier ferritique au molybdène de type 16MND5, d'une hauteur totale de 14 mètres et d'un diamètre d'environ 4 mètres pour une épaisseur de 20 centimètres, accueille le cœur du réacteur ainsi que son instrumentation. Entièrement remplie d'eau en fonctionnement normal, la cuve, d'une masse de 300 tonnes, supporte une pression de 155 bars à une température de l'ordre de 300°C. Le suivi régulier et précis de l'état de la cuve est essentiel pour deux raisons. Premièrement, la cuve est un composant dont le remplacement n'est pas envisagé, à la fois pour des raisons de faisabilité technique et de coût. Secondement, la rupture de la cuve est un accident logiquement jugé inenvisageable. La validation de cette hypothèse nécessite que des mesures de conception, de fabrication et d'exploitation adaptées soient prises. A basse température, les aciers de cuve rompent de manière fragile par clivage et parfois de façon intergranulaire. A haute température, la déchirure ductile se produit. La transition fragile-ductile correspond au domaine de températures intermédiaires pour lequel les deux modes de rupture coexistent. On s'interdit de travailler dans le domaine fragile. En fonctionnement normal, la paroi interne de la cuve se dégrade lentement du fait du rayonnement neutronique en provenance du cœur fissile du réacteur qui fragilise lentement le métal de la cuve au droit du combustible. Cette fragilisation rend en particulier la cuve plus sensible aux chocs thermiques sous pression ou aux montées brutales de pression à froid. La présence d'une fissure serait alors potentiellement dommageable. Le contrôle de la fragilisation de la cuve est effectué par le suivi du décalage de la température de transition fragile-ductile. Un important travail d'étude de la fragilisation de la cuve a permis de déterminer des équations de déplacement de la température de transition en fonction de la

composition de l'acier (Formule d'Irradiation Supérieure, FI Moyenne, ...). La figure 2 montre que la température de transition augmente avec le degré de fragilisation du matériau (dose reçue). La démonstration actuelle de la tenue de la cuve est fondée sur le non amorçage. Dans des conditions accidentelles telles que le choc thermique pressurisé en cas de perte de réfrigérant primaire (Accident par Perte de Réfrigérant Primaire A.P.R.P.), la cuve peut être sollicitée au niveau du palier bas de la transition fragile-ductile. La procédure d'arrêt d'urgence prévoit d'injecter de l'eau froide ( $\approx 10^\circ\text{C}$ ) et une dépressurisation. Ces deux actions associées à l'augmentation de la température de transition due à l'irradiation neutronique rendent envisageable une rupture fragile par clivage du matériau de la cuve. La surface interne de la cuve passe de  $300^\circ\text{C}$  à la température ambiante. Ce gradient thermique engendre des contraintes de traction sur la partie interne de la cuve, ce qui peut être à l'origine d'une propagation de fissure dans l'épaisseur de la cuve. Ainsi, l'étude de la propagation et de l'arrêt de fissure en complément de l'amorçage s'avère pertinente afin de mieux appréhender les phénomènes de rupture dans de telles situations.



**Figure 2 :** Evolution de la courbe de transition fragile-ductile d'un acier de cuve induite par l'irradiation

Industriellement, pour se prémunir contre tout risque de cette nature, des contrôles de la cuve sont effectués au moment de sa fabrication et tout au long de son fonctionnement. Lors des étapes d'élaboration de la cuve, les opérations de soudage des viroles entre elles, des tubulures sur les viroles et du revêtement sur la paroi interne de celles-ci peuvent être à l'origine de défauts. Des inspections en usine sont alors fondamentalement importantes. Tous les joints soudés d'assemblage font l'objet d'un contrôle de surface par ressuage et d'un contrôle volumétrique par ultrasons et radiographie. Concernant l'inspection en service, les parties les plus sensibles de la cuve sont contrôlées périodiquement, à savoir après les deux premières années de fonctionnement puis tous les dix ans pour les contrôles décennaux. Les zones inspectées sont les viroles de cœur dans leur quasi-totalité et toutes les soudures. Dès le démarrage des premiers réacteurs, un programme de suivi de l'irradiation a été mis en place. Des capsules contenant des éprouvettes réalisées dans le même acier que la cuve ont été placées près du cœur à l'intérieur de celle-ci. Il est à noter que des défauts de fabrication furent détectés sous le revêtement de certaines cuves. A ce jour, toutes les cuves ont fait l'objet d'au moins un examen complet de la zone de cœur. Les défauts détectés jusqu'à maintenant ont tous été jugés non nocifs à l'horizon de 40 ans de durée de vie, soit par leur taille, soit par le fait qu'ils ne se trouvent pas dans les zones dites « points chauds » où le flux de neutrons est le plus élevé, soit parce que le métal de base de la cuve a de bonnes caractéristiques mécaniques initiales.

A l'origine, l'exploitation des centrales avaient été prévue pour une durée de trente ans. Sachant que l'irradiation réelle subie par la cuve est plus faible que celle estimée initialement, la durée de fonctionnement d'une centrale a alors été réévaluée à quarante ans. L'analyse de nocivité de défaut est fondée sur une approche globale qui compare un facteur d'intensité des contraintes à la ténacité isotherme du matériau en s'appuyant sur un calcul statique. L'amélioration des connaissances sur les mécanismes de ruine a mis en évidence le caractère conservatif de cette approche. Des modèles utilisant une approche locale des champs mécaniques à proximité du front de fissure ont alors été développés dont le précurseur est celui de Ritchie, Knott et Rice [1], dit modèle RKR. Ce modèle suppose que la rupture par clivage se produit lorsque la contrainte principale maximale atteint une valeur critique sur une distance donnée en avant de la pointe de fissure qui est reliée à la microstructure du matériau, sans préjuger de la forme ou de la singularité des champs mécaniques. Par la suite, des modèles probabilistes fondés sur une approche locale ont été établis tel que le modèle de Beremin [2].

Ce travail de thèse vise à comprendre et à analyser la propagation dynamique et l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve. Cette problématique entre dans le cadre de la sûreté des installations nucléaires en cherchant à améliorer la compréhension des phénomènes se produisant au sein d'une cuve de réacteur nucléaire soumis à un chargement de type choc thermique sous pression. Irwin [3] a introduit le concept d'arrêt de fissure avec une ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$ . Il y a arrêt lorsque le facteur d'intensité de contrainte en pointe de fissure devient inférieur ou égal à  $K_{Ia}$ . Cependant la détermination de ce paramètre  $K_{Ia}$  à partir d'une approche statique est remise en cause car l'effet dynamique lié à la propagation de fissure n'est pas pris en compte. Cette thèse fait suite entre autres aux travaux antérieurs financés par le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et Electricité De France (EDF) [4-7]. L'enjeu de ces différentes études est d'améliorer la compréhension de la physique régissant le comportement et la rupture de l'acier de cuve. Ce travail de thèse cherche à développer les connaissances et les critères nécessaires pour évaluer la capacité d'une éventuelle fissure initiée dans un mode fragile à s'arrêter dans le métal de base.

Le principal objectif de cette thèse est de développer et de proposer une méthode robuste susceptible de modéliser et prédire correctement la propagation dynamique de fissure de clivage jusqu'à son arrêt en apportant une explication aux micro-mécanismes physiques. Au cours de la thèse de Prabel [7], un critère de propagation dépendant de la vitesse de déformation a été identifié à partir d'une campagne expérimentale menée à  $-125^{\circ}\text{C}$ . Ce critère lui a permis d'obtenir de très bons résultats prédictifs pour des essais sur CT et anneaux soumis à un chargement mécanique isotherme ( $-125^{\circ}\text{C}$ ) en modes I et mixte. Cette étude a pour objectif de confirmer la forme du critère proposé par Prabel [7] et d'identifier l'effet de la température sur le critère de rupture pour une gamme de température s'étalant de  $-150^{\circ}\text{C}$  à  $-50^{\circ}\text{C}$ . Après la réalisation d'une large campagne expérimentale sur éprouvettes Compact Tension et l'identification d'un paramètre de propagation de type RKR, l'effort a porté sur la compréhension des mécanismes sous-jacents permettant d'expliquer l'évolution du critère en contrainte critique identifié. Des analyses fractographiques ont été réalisées pour caractériser les différentes phases du clivage que sont la phase transitoire de l'amorçage, le régime permanent de la propagation avant la phase d'arrêt de la fissure.

Ainsi, ce mémoire s'articule en cinq chapitres. Le chapitre I est une étude bibliographique sur les mécanismes et les modèles décrivant la rupture fragile par clivage. Il présente les concepts de la rupture en statique et en dynamique. Les principaux essais de propagation et d'arrêt de fissure y sont présentés. Un aperçu des méthodes numériques utilisées pour modéliser ces phénomènes est présenté. Le chapitre II regroupe les résultats expérimentaux des essais de propagation et d'arrêt menés sur l'acier de cuve 16MND5 à partir d'éprouvettes Compact Tension pour une gamme de températures comprise entre  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ . Le chapitre III décrit les modélisations effectuées pour l'analyse de la

propagation et de l'arrêt de fissure de clivage. La méthode des éléments finis étendus est utilisée dans le logiciel de calcul CAST3M. Ce chapitre montre les effets de la température et de la vitesse de déformation sur la propagation et l'arrêt de fissure au travers de l'identification du critère en contrainte critique. Des modélisations prédictives, fondées sur le critère identifié, sont décrites afin d'évaluer l'efficacité de l'algorithme de calcul et du critère. Le chapitre IV étudie plus particulièrement les micro-mécanismes physiques intervenant lors de la propagation et de l'arrêt de fissure pour justifier physiquement le critère en contrainte proposé. Le chapitre V analyse le phénomène de branchement de fissure observé durant la campagne expérimentale. Les enregistrements réalisés à l'aide de la caméra ultra-rapide et les analyses fractographiques mettent en évidence les différentes phases du branchement de fissure. En conclusion, une synthèse de ces travaux est réalisée afin d'en dégager quelques perspectives. Une série d'annexes, auxquelles nous renvoyons dans le corps du texte, complète les différents chapitres de ce mémoire. La liste des références bibliographiques mentionnées se trouve à la fin de ce mémoire.

# **Chapitre I : Etude bibliographique**



## Chapitre I : Etude bibliographique

<b>1. Introduction</b> .....	<b>11</b>
<b>2. Mécanique de la rupture en statique</b> .....	<b>11</b>
<b>2.1. Critères fondés sur une approche globale de la rupture</b> .....	<b>11</b>
<u>2.1.1. Le taux de restitution d'énergie G</u> .....	11
<u>2.1.2. Critère K</u> .....	12
<u>2.1.3. Traitement de la plasticité étendue</u> .....	13
<u>2.1.4. La contrainte élastique T</u> .....	14
<b>2.2. Physique de la rupture par clivage et modèles associés</b> .....	<b>15</b>
<u>2.2.1. Rupture fragile par clivage</u> .....	15
<u>2.2.2. Description déterministe du clivage</u> .....	18
2.2.2.1. Modèle de Curry et Knot .....	18
2.2.2.2. Modèle de Cottrell.....	19
2.2.2.3. Modèle de Smith .....	20
2.2.2.4. Modèle de Zener-Stroh.....	20
2.2.2.5. Modèle RKR .....	22
<u>2.2.3. Description probabiliste du clivage</u> .....	23
2.2.3.1. Théorie du maillon le plus faible .....	24
2.2.3.2. Théorie de Weibull .....	24
2.2.3.3. Modèle de Beremin .....	25
2.2.3.4. Modèle de Wallin, Saario et Torronen (WST).....	26
2.2.3.5. Autres modèles.....	28
2.2.3.6. Modèle de de Chen et al.....	28
2.2.3.7. Modèle de en contrainte seuil $\sigma_{th}$ .....	29
<b>3. Mécanique de la rupture en dynamique</b> .....	<b>30</b>
<b>3.1. Fissure stationnaire chargée en dynamique</b> .....	<b>31</b>
<b>3.2. Propagation rapide de fissure</b> .....	<b>32</b>
<u>3.2.1. Introduction</u> .....	32
<u>3.2.2. Vitesse de propagation</u> .....	33
<u>3.2.3. Analyse élasto-dynamique</u> .....	36
<u>3.2.4. Critères fondés sur un paramètre global caractérisant la sollicitation en pointe de fissure</u> .....	39
<u>3.2.5. Travaux de lung et Bouyne</u> .....	41
<u>3.2.6. Critère proposé par Hajjaj et al et Dahl et al</u> .....	42
<u>3.2.7. Critère proposé par Prabel et al</u> .....	43
<b>3.3. Arrêt de fissure</b> .....	<b>45</b>
<u>3.3.1. Caractérisation de l'arrêt de fissure</u> .....	45
<u>3.3.2. Rôle des ligaments sur l'arrêt de fissure</u> .....	48

<b>3.4. Essais de propagation et d'arrêt de fissure</b> .....	<b>51</b>
<u>3.4.1. Premiers essais de propagation et d'arrêt de fissure</u> .....	51
<u>3.4.2. Essais isothermes</u> .....	52
<u>3.4.3. Essais avec gradient thermique</u> .....	54
<b>4. Méthodes numériques utilisées pour la propagation de fissure</b> .....	<b>55</b>
<b>4.1. Méthodes fondées sur les éléments finis</b> .....	<b>55</b>
<b>4.2. Méthode X-FEM</b> .....	<b>56</b>
<u>4.2.1. Partition de l'unité</u> .....	57
<u>4.2.2. Approximation spatiale du déplacement</u> .....	58
<b>5. Conclusion</b> .....	<b>59</b>

## 1. Introduction

Cette thèse a pour objectifs d'étudier les mécanismes physiques de propagation et d'arrêt de fissures de clivage dans les aciers ferritiques, ainsi que de proposer un modèle de prédiction identifié et validé à partir d'essais réalisés sur un acier de cuve REP. Ce premier chapitre est donc consacré à l'analyse de la rupture fragile par clivage. La présente étude bibliographique n'est pas exhaustive, mais elle permet de situer les travaux et les développements réalisés au cours de cette thèse.

Ce premier chapitre rappelle dans un premier temps les différents paramètres utilisés dans le cadre d'une approche globale de la rupture ainsi que les modèles déterministes et statistiques tenant compte des micro-mécanismes physiques du clivage dans le cadre d'une approche locale de la rupture. La mécanique de la rupture en dynamique est ensuite abordée dans une troisième partie en mettant l'accent sur les critères de propagation et d'arrêt de fissure. La quatrième partie présente les méthodes numériques, couramment utilisées, pour modéliser la propagation de fissure. Enfin, une synthèse, récapitulant les résultats de travaux antérieurs et mettant en avant les objectifs de ce travail de thèse, est réalisée.

## 2. Mécanique de la rupture en statique

La mécanique de la rupture permet l'analyse de l'intégrité des structures en tentant de prévoir leurs comportements sous sollicitations dans les cas où des fissures sont présentes. Ce domaine scientifique a particulièrement été étudié depuis la première guerre mondiale, notamment avec les travaux de Griffith [8] et d'Irwin [9]. La mécanique linéaire de la rupture permet de réaliser des calculs relativement simples à appréhender compte tenu de la linéarité du comportement du matériau et de la possibilité d'appliquer les théorèmes de superposition. Lorsque la plastification en pointe de fissure devient importante, l'extension de la mécanique de la rupture au comportement élasto-plastique des matériaux est nécessaire [10, 11].

### 2.1. Critères fondés sur une approche globale de la rupture

Ce paragraphe rappelle brièvement les paramètres régissant l'apparition de la propagation brutale d'une fissure et permettant de quantifier la résistance d'une pièce endommagée. Le lecteur pourra se reporter aux références [12-16] pour plus de détails. L'approche globale de la rupture tente de décrire les conditions de chargement conduisant à la rupture à l'aide d'un seul paramètre énergétique. La démarche consiste à comparer ce paramètre à des valeurs critiques considérées comme caractéristiques du matériau.

#### 2.1.1. Le taux de restitution d'énergie $G$

Cette approche déterministe est issue de la théorie de Griffith [8]. L'équilibre thermodynamique relatif à l'accroissement de la surface fissurée pour une structure élastique, chargée par des forces extérieures, est réalisé quand le taux d'énergie disponible dans le matériau, noté  $G$  (I.1), atteint une valeur critique,  $G_c$ , qui correspond à la résistance du matériau à la fissuration. Ce taux de restitution d'énergie est relié à la variation d'énergie potentielle  $P$  avec l'extension d'aire de fissure  $dA$  :

$$G = - \frac{dP}{dA} \quad (I.1)$$

Dans le cas de matériaux fragiles, Griffith assimile cette valeur critique à l'énergie à rupture  $W_s$  nécessaire pour la création des nouvelles surfaces (I.2). Irwin [9] et Orowan [17] étendirent les concepts de Griffith aux calculs de l'énergie nécessaire à la propagation de fissure et du travail de la

déformation plastique avant fissuration. La fissuration des métaux s'accompagne d'une déformation plastique en fond de fissure dont il faut tenir compte dans la formulation du critère (I.3).

$$G_{Ic} = w_s = 2\gamma_s \quad (I.2) \quad G_{Ic} = 2\gamma_s + \gamma_p \quad (I.3)$$

où  $\gamma_s$  est l'énergie surfacique nécessaire à la création d'une nouvelle surface ( $2\gamma_s$  car deux lèvres de fissure) et  $\gamma_p$  correspond à l'énergie de déformation plastique par unité de surface.

En se fondant sur l'analyse des contraintes d'Inglis [18], Griffith montre que la contrainte critique à rupture s'écrit selon la formule (I.4). Par la suite, Irwin [9] et Orowan [19] ont modifié indépendamment l'expression de Griffith (I.4) afin de tenir compte de la plasticité des matériaux (I.5).

$$\sigma_c = \left(\frac{2E\gamma_s}{\pi a}\right)^{1/2} \quad (I.4) \quad \sigma_f = \left(\frac{2Ew_s}{\pi a}\right)^{1/2} = \left(\frac{2E(2\gamma_s + \gamma_p)}{\pi a}\right)^{1/2} \quad (I.5)$$

### 2.1.2. Critère K

L'approche globale déterministe, fondée sur le facteur d'intensité de contraintes, fut introduite par Irwin [20, 21] sur la base des solutions proposées par Westergaard [22] et Sneddon [23]. Irwin donna, dans le cadre d'une analyse élastique 2D, la forme du premier terme singulier du développement limité des contraintes au voisinage d'un front de fissure. Le champ singulier des contraintes et le champ des déplacements sont donnés en (I.6) et le premier terme du développement en série du champ de contrainte est donné en (I.7) pour le mode I.

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + \varepsilon(r) \text{ et } u_i = K \sqrt{\frac{r}{2\pi}} g_i(\theta) \quad (I.6)$$

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \sigma_{yy} \end{bmatrix} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \begin{bmatrix} 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\ 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \end{bmatrix} \quad (I.7)$$

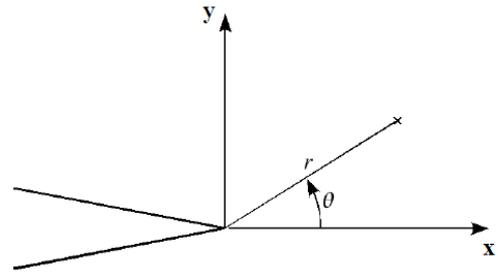


Figure 2.1.2.a : Repère local en pointe de fissure

Le facteur d'intensité des contraintes  $K$  de l'équation (I.6), tenant compte de la géométrie de la pièce fissurée, de la longueur de la fissure et du chargement appliqué, permet de quantifier l'amplitude de la singularité des champs mécaniques. Il y a rupture lorsque  $K$  atteint une valeur critique  $K_c$  (fonction de l'épaisseur de la pièce en mode I) qui caractérise la résistance à la propagation instable de la fissure. Le taux de restitution d'énergie  $G$  est directement relié aux facteurs d'intensité des contraintes par la relation (I.8) [21].

$$G = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{E'} + \frac{K_{III}^2}{2\mu} \quad (I.8) \quad \begin{cases} E' = E \text{ en contraintes planes} \\ E' = \frac{E}{1-\nu^2} \text{ en déformations planes} \end{cases}$$

Cette étude porte sur l'étude de la rupture fragile par clivage d'un acier ferritique 16MND5 de cuve REP française. Les codes de conception [24, 25] définissent pour les aciers de cuve une courbe enveloppe minimale de la ténacité à l'amorçage  $K_{Ic}$  en fonction de la température (I.9).

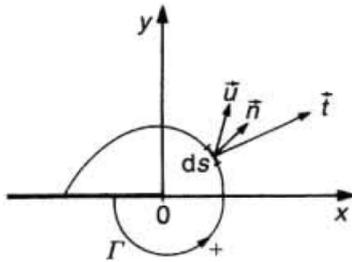
$$K_{Ic} = \min \left[ \frac{36,5 + 3,1 \exp [0,036 \cdot (T - RT_{NDT} + 55,5)]}{220 \text{ MPa} \cdot m^{0,5}} \right] \quad (I.9)$$

où  $RT_{NDT}$  désigne la température de transition fragile-ductile du matériau, définie à partir d'essais Charpy ou Pellini.

Bien que le facteur d'intensité des contraintes fasse la synthèse de la géométrie de la pièce fissurée, de la longueur de la fissure et du chargement appliqué, des effets particuliers tel que le pré-chargement à chaud ne sont pas pris en compte [26]. De plus, ce critère, fondé sur la mécanique linéaire de la rupture reste déterministe et ne tient pas compte de la dispersion expérimentale observée sur les valeurs de ténacité à l'amorçage.

### 2.1.3. Traitement de la plasticité étendue

Une généralisation de l'approche précédente à des situations différentes de celle théoriquement admise (conditions de plasticité confinée, de déformation plane et de symétrie dans le chargement quasi-statique en mode I de la fissure) a été réalisée dans le domaine élasto-plastique avec les travaux de Rice sur l'intégrale  $J$  [27-29]. Rice [27-29] définit une intégrale curviligne le long d'un contour fermé  $\Gamma$  entourant le front de la fissure (figure 2.1.3.a) afin de caractériser l'état des déformations et la singularité du champ des contraintes au voisinage de la pointe de fissure à partir de la loi de conservation d'énergie dans un matériau élastique linéaire ou non linéaire. Cette intégrale (I.10), exprimée dans le repère local de la fissure, correspond au travail d'ouverture des lèvres de la fissure. L'intérêt de cette approche est de ne pas exiger l'hypothèse restrictive que le comportement du matériau soit linéaire. A l'origine, le comportement du matériau est supposé élastique. L'utilisation de  $J$  est valide dans le cadre d'une analyse en petites déformations. Cependant, pour un matériau tenace, il y a émoussement de la pointe de fissure qui nécessite d'être en grandes déformations. L'application de cette théorie a par la suite été étendue, sous conditions, aux matériaux élasto-plastiques, en assimilant ce comportement à un comportement élastique non linéaire (impliquant notamment des conditions de sollicitation monotones).



$$J = \int_{\Gamma} \left[ (w)^{desf} dy - \frac{\vec{t}(\partial \vec{u})}{\partial x} ds \right] \text{ avec } w^{desf} = \int_0^{\vec{u}} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} dt \quad (I.10)$$

avec  $\Gamma$  contour entourant la pointe de fissure,  $w^{desf}$  la densité d'énergie de déformation,  $\vec{t}$  le vecteur des contraintes sur le contour  $\Gamma$ ,  $\vec{u}$  le vecteur déplacement et  $ds$  l'élément de contour.

Figure 2.1.3.a : Contour  $\Gamma$  du front de fissure pour l'intégrale  $J$

L'intégrale  $J$  est indépendante du choix du contour d'intégration  $\Gamma$ . Dans le cas d'un matériau élastique non linéaire, la définition de  $J$  correspond au taux de restitution d'énergie  $G$ . Dans une approche élasto-plastique avec la condition de plasticité confinée en pointe de fissure, Hutchinson [30], Rice et Rosengren [28] donnent la forme des champs asymptotiques, ou champs HRR, en assimilant la plasticité à de l'élasticité non linéaire. Pour un matériau obéissant à une loi puissance de type Ramberg-Osgood (I.11), les champs de contrainte et de déformation s'expriment selon les relations (I.12) et (I.13).

$$\text{Loi de Ramberg-Osgood : } \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad (I.11)$$

$$\text{Champs HRR : } \sigma_{ij} = \sigma_0 \left( \frac{J}{\alpha \varepsilon_0 \sigma_0 I_n r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad (I.12) \quad \varepsilon_{ij} = \alpha \varepsilon_0 \left[ \frac{J}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n r} \right]^{\frac{n}{n+1}} \tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta, n) \quad (I.13)$$

où  $\sigma_0$  est la limite d'élasticité,  $n$  le coefficient d'écroutissage,  $\alpha$  une constante,  $\tilde{\sigma}_{ij}$ ,  $\tilde{\varepsilon}_{ij}$  et  $I_n$  sont des fonctions tabulées de  $n$  et  $\theta$ . Les champs de contrainte  $\sigma_{ij}$  et de déformation  $\varepsilon_{ij}$  sont donc directement reliés à  $J$ .

Dans le cas d'un chargement mécanique monotone croissant, le comportement élastique non linéaire d'un matériau est équivalent à celui d'un matériau élasto-plastique. Ainsi, l'intégrale  $J$  permet de réaliser une extension de la théorie de Griffith à des matériaux élasto-plastiques pour ce type de chargement. Les essais de cette thèse sont réalisés avec un chargement monotone croissant à déplacement imposé, ce qui justifie l'utilisation de l'intégrale  $J$  pour caractériser l'amorçage.

La norme ASTM E1820 [31] exprime la valeur de l'intégrale  $J$  pour un essai de rupture sur éprouvette CT, à partir de l'aire sous la courbe expérimentale force-ouverture plastique. La valeur de cette aire correspond à la partie plastique de l'énergie emmagasinée par l'éprouvette. A partir de l'expression de la variation de cette aire en fonction de l'accroissement de la fissure, la relation (I.14) est obtenue.

$$J = \frac{K_I^2}{E'} + \frac{\eta U_{pl}}{Bb} \quad (I.14)$$

La figure 2.1.3.b, montre l'évolution de  $\log(\sigma_{yy})$  en fonction de la distance normalisée à la pointe de fissure, où  $L$  est la longueur du ligament sain. La situation I symbolise une plasticité confinée, pour laquelle les paramètres  $K$  et  $J$  caractérisent les conditions en pointe de fissure avec des zones de  $K$ -dominance (champ élastique) où les contraintes s'expriment en  $1/\sqrt{r}$  et les zones de  $J$ -dominance dans la zone plastique où la solution HRR est valide avec des contraintes variant en  $r^{-1/(n+1)}$ . La région où les grandes déformations invalident la théorie HRR est la zone sujette à l'émoussement. Plus l'intensité de la sollicitation augmente et plus la plasticité et l'émoussement deviennent importants (situations II et III).

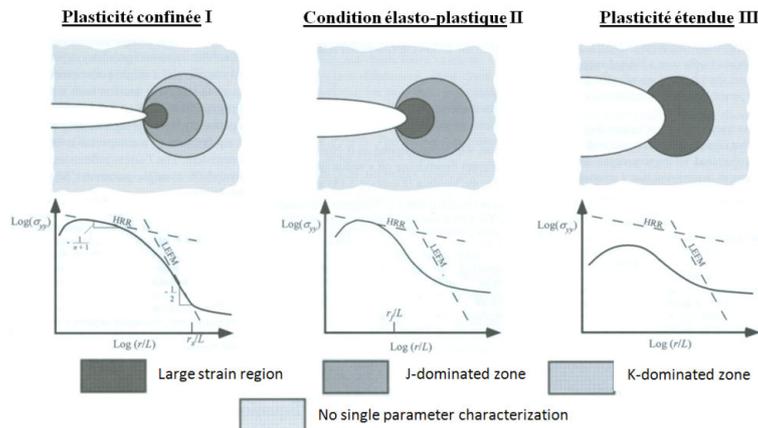


Figure 2.1.3.b : Effet de la plasticité sur les champs de contraintes en pointe de fissure [15]

En plasticité étendue, les valeurs critiques de  $J$  sont dépendantes de la taille et de la géométrie des structures. Le couplage de  $J$  à un second paramètre peut être utilisé ( $J-T$ ,  $J-Q$  et  $J-h$  où  $h$  est le taux de triaxialité) [32].

#### 2.1.4. La contrainte élastique $T$

Dans un matériau élastique isotrope, Williams [33] a montré que les champs de contrainte en pointe de fissure s'expriment comme une série puissance, où le premier terme présente une singularité en  $1/\sqrt{r}$ , le second est constant avec  $r$  et le troisième est proportionnel à  $\sqrt{r}$ . Le second terme uniforme reste fini et a un effet important sur la forme des zones plastiques et sur les contraintes dans cette même zone [34, 35] :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + T \delta_{xi} \delta_{xj} + O(\sqrt{r}) \quad (I.15)$$

$T$  est une contrainte parallèle au plan de la fissure n'intervenant que sur  $\sigma_{xx}$ .  $T$  influe sur la contrainte hydrostatique et sur le taux de triaxialité des contraintes. Des valeurs négatives de  $T$  engendrent une diminution de la contrainte hydrostatique et la zone plastique (positionnée vers l'avant de la fissure) est plus importante que dans le cas où  $T = 0$ . Par ailleurs, une valeur positive de  $T$  est associée à une diminution de la taille de la zone plastique (positionnée vers l'arrière de la fissure) par rapport à la situation où  $T = 0$ . L'approche  $J-T$ , valide uniquement en élasticité linéaire, est inadaptée aux problèmes en condition de plasticité étendue.

En étudiant des trajets de fissure bifurqués, Cotterell et Rice [36] ont montré que l'amplitude de la contrainte  $T$  est sensiblement corrélée à la direction privilégiée de la fissure. La stabilité du trajet de fissure est liée à une propagation sans bifurcation. Les auteurs considèrent que le trajet de fissure est instable pour une valeur de  $T$  positive et stable pour  $T$  négatif. D'autres auteurs confirment la stabilité du trajet de fissure selon  $T$  ainsi que l'influence de la valeur de  $T$  sur la direction choisie [37-40]. Wang et al [41] montrent que des valeurs positives de  $T$  peuvent être reliées à des changements de direction de fissure sur anneaux et éprouvettes CT et que des valeurs négatives de  $T$  correspondent à des trajets de fissure stables pour des essais de choc thermique sur disque. Cependant, l'utilisation de ce paramètre comme indicateur de la stabilité et de la direction de la fissure est effectuée dans les conditions de la mécanique linéaire de la rupture.

On notera qu'en plasticité étendue, l'approche  $K-T$  peut être remplacée par l'approche  $J-Q$ , où  $Q$  représente le second ordre du champ HRR [28, 30]. Le lecteur pourra trouver de plus amples détails sur cette approche dans les références [42, 43].

## ***2.2. Physique de la rupture par clivage et modèles associés***

### ***2.2.1. Rupture fragile par clivage***

Parmi les mécanismes de rupture dans les métaux et les alliages se distinguent la déchirure ductile, la rupture fragile par clivage, la rupture intergranulaire et la rupture par fatigue. Le mode de rupture fragile peut se produire de façon intragranulaire par clivage ou de façon intergranulaire dans le cas où des impuretés sont ségréguées le long des joints de grain. La rupture fragile par clivage peut être précédée par une croissance de la fissure par déchirure ductile dans le domaine de transition fragile-ductile des aciers ferritiques. Il est important de s'attarder sur les travaux dédiés à l'amorçage pour bien comprendre la physique qui entre également en jeu lors de la propagation.

La rupture par clivage correspond à la propagation rapide d'une fissure le long d'un plan cristallographique particulier. Les métaux ayant une structure cristallographique cubique à face centrée présentent du glissement dévié qui favorise une rupture ductile à toutes les températures. Les matériaux dont la structure cristallographique est cubique centrée, rompent par clivage à basse température du fait d'un nombre limité de systèmes de glissements. Par ailleurs, un métal hexagonal compact, est aussi soumis à la rupture fragile par clivage à basse température. Dans les matériaux présentant une structure cristallographique cubique centrée et hexagonale compacte, le clivage se déroule respectivement le long des plans  $\{100\}$  et  $\{0001\}$ . La fissure se propage perpendiculairement à la contrainte principale maximale. Lors de son avancée, la fissure change de direction à chaque fois qu'elle rencontre un joint de grain puisqu'elle suit le plan de clivage le plus favorablement orienté dans chaque grain. Macroscopiquement, le faciès de rupture présente un aspect cristallin brillant avec des facettes correspondant à chaque grain du matériau. À l'échelle microscopique, les plans cristallographiques présentent peu d'accidents et l'aspect reste très lisse. La fissure franchissant un joint de grain laisse des marques fractographiques liées à la configuration cristallographique locale et à la consommation d'énergie durant le processus de rupture (figure 2.2.1.a). Les fractographies présentent l'allure de rivières (figure 2.2.1.b) qui « coulent » dans la direction de propagation. La

figure 2.2.1.a illustre le phénomène de rivières avec une fissure en propagation qui rencontre un joint de grain. Le plan de clivage le plus favorable en termes d'énergie consommée dans le grain adjacent diffère généralement soit d'un angle de twist, soit d'un angle de tilt par rapport au plan de clivage initial. Il se forme alors plusieurs fissures de clivage parallèles. Les multiples fissures en propagation se rejoignent par des marches. Des marches de clivage ou des marches de cisaillement avec des zones à cupules correspondent au rattrapage des légères désorientations du plan de clivage par rapport à l'orientation cristallographique idéale. Ce phénomène étant consommateur d'énergie, les fissures ont tendance à converger pour ne former qu'une seule fissure macroscopique (figure 2.2.1.a).

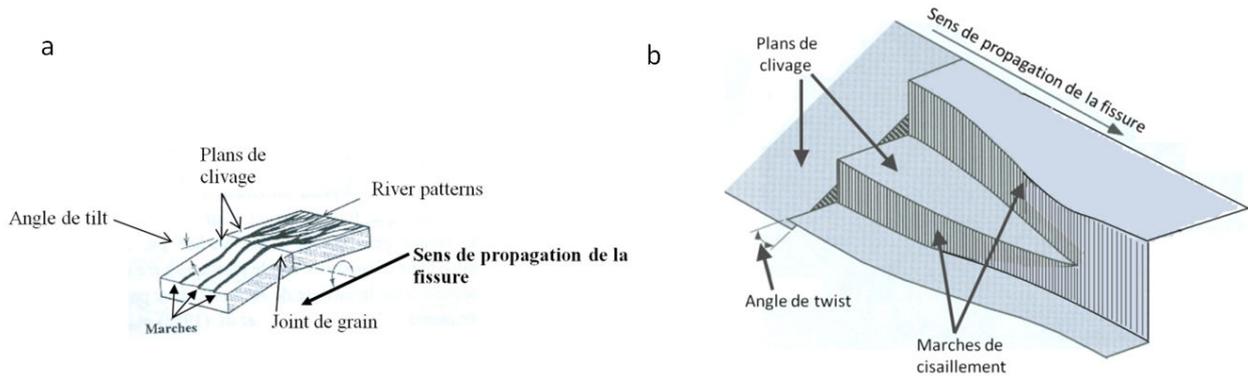


Figure 2.2.1.a : Marques fractographiques liées à l'angle entre deux grains adjacents (a : angle de tilt ou b : angle de twist) [15]

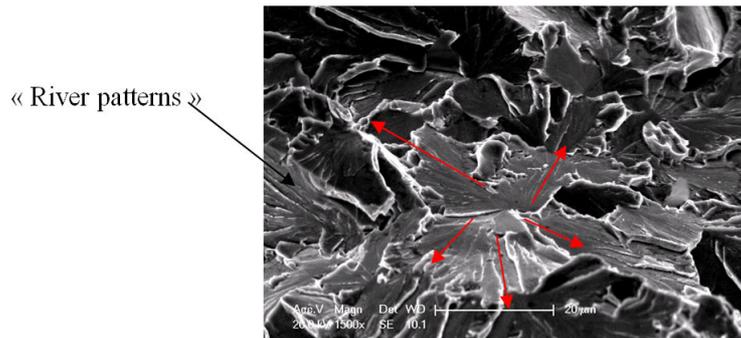


Figure 2.2.1.b : Fractographie MEB d'un site d'amorçage du clivage d'où rayonnent des microfissures (éprouvette Compact Tension 520RY-BK testée à -150°C)

Cette thèse porte sur l'étude du comportement d'un acier de cuve ferritique qui présente une structure cubique centrée. Ce type de matériau présente une transition de comportement de type fragile-ductile avec la température. Le clivage et la déchirure ductile sont respectivement les modes de rupture à basse et haute température. La déchirure ductile s'explique par la nucléation, la croissance et la coalescence de vides microscopiques qui apparaissent pour une déformation plastique suffisante au niveau d'inclusions ou de particules qui constituent la phase secondaire du matériau. Le clivage est plus particulièrement abordé dans les paragraphes suivants.

La contrainte locale théorique de clivage (I.16) s'exprime en fonction de la distance inter-réticulaire  $a_0$  et l'énergie de surface  $\gamma_s$  nécessaire à la création de nouvelles surfaces de rupture.

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{a_0}} \quad (I.16)$$

Les plans de clivage les plus favorables sont ceux ayant un module d'Young  $E$  faible et une grande distance inter-réticulaire  $a_0$ . Les contraintes théoriques de clivage sont de l'ordre de  $E/10$  voire  $E/5$ . Or, ces valeurs sont très supérieures aux valeurs mesurées expérimentalement. En effet, la valeur expérimentale est plutôt de l'ordre de  $E/100$ , soit 1000 à 2000 MPa pour les aciers. Cet écart

s'explique soit par l'existence de défauts dans le réseau cristallin produisant des concentrations de contrainte (inclusions clivées), soit par un effet local d'amplification de contrainte dû à des mécanismes associés à la plasticité (empilement des dislocations, mâcles). Les contraintes de clivage mesurées sur éprouvettes de traction lisses pour différentes microstructures d'aciers sont indiquées sur la figure 2.2.1.c.

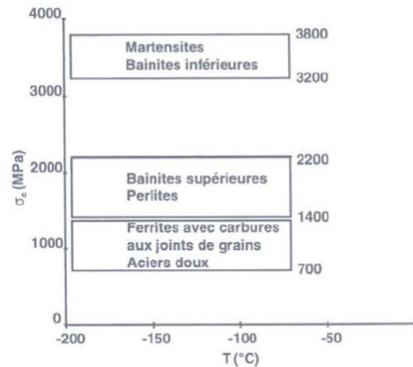


Figure 2.2.1.c : Contraintes de clivage mesurées sur éprouvettes de traction lisses pour différentes microstructures d'aciers [44]

Le clivage prend naissance suite à une déformation plastique préalable. En effet, des déformations plastiques hétérogènes (bandes de glissement étroites ou mâcles) dans l'acier créent d'importantes concentrations de contraintes. Le clivage apparaît alors pour une contrainte macroscopique critique  $\sigma_c$  nécessaire à la propagation des microdéfauts et des microclivages formés en tête d'empilement ou au voisinage des inclusions rompues lors de la déformation plastique. Le diagramme de Davidenkoff (figure 2.2.1.d) présente schématiquement les modalités de rupture de l'acier ferritique [45]. La limite d'élasticité augmente lorsque la température diminue. A très basse température, le clivage apparaît à des niveaux de contrainte proche de la limite d'élasticité car la contrainte critique  $\sigma_c$  nécessaire à la propagation du clivage est nettement inférieure à la limite élastique du matériau. Dans ce cas, l'allongement à rupture est nul. La température maximale à laquelle la limite d'élasticité est égale à la contrainte de clivage est la température de ductilité nulle  $T_c$  ( $\sim -30^\circ\text{C}$  pour l'acier 16MND5). Pour des températures plus élevées, la contrainte critique de clivage est supérieure à la limite élastique. Une déformation plastique suffisante est nécessaire pour que l'écroutissage élève le niveau des contraintes à celui de  $\sigma_c$ . La limite d'élasticité étant une fonction décroissante de la température, l'écart entre cette valeur et la contrainte critique s'accroît ainsi que l'allongement à la rupture. L'acier devient alors de plus en plus ductile. A la température de transition de faciès de rupture  $T_f$  ( $\sim 30^\circ\text{C}$  pour l'acier 16MND5), le mode de rupture change car du fait de l'écrêtement de la contrainte par la plasticité, il n'est plus possible d'atteindre  $\sigma_c$  et la rupture se fait alors totalement en mode ductile.

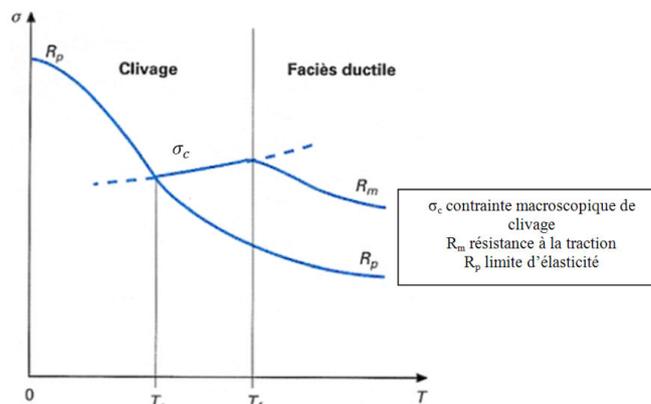


Figure 2.2.1.d : Diagramme de Davidenkoff [45]

La limite d'élasticité s'accroît lorsque la vitesse de sollicitation du matériau augmente car les dislocations en glissement rapide peuvent moins facilement franchir certains obstacles tels que les interstitiels par activation thermique. Ce phénomène disparaît au-delà d'une certaine température qui autorise le franchissement des obstacles ponctuels par activation thermique. La limite d'élasticité sur le palier athermique est alors fonction des obstacles présents dans le réseau cristallin (précipités, joints de grain, ...).

Le clivage des aciers ferritiques résulte d'une séquence de trois processus élémentaires. Le premier événement est la création d'un germe de microfissure. Il peut s'agir de la rupture d'une particule fragile de seconde phase due à un empilement de dislocations ou bien de la création de microfissures au niveau d'un joint de grain par empilement de dislocations. La deuxième étape est la propagation de cette microfissure sur un plan de clivage de la matrice ferritique du grain adjacent grâce à l'état de contrainte local. Enfin, la troisième et dernière phase correspond à la propagation de la microfissure présente dans un grain aux grains environnants via le joint de grain. Le clivage est un mode de rupture faisant intervenir plusieurs barrières successives (figures 2.2.1.e et 2.2.1.f). Selon les résistances de ces barrières microstructurales, le clivage peut être contrôlé par l'étape de nucléation de germes de clivage ou bien par la propagation des microfissures de clivages aux joints de grain [46]. Des études montrent que la germination est l'étape critique à très basses températures alors que la propagation des microfissures est l'étape critique à plus hautes températures dans le domaine de transition fragile-ductile des aciers ferritiques [46-48]. Différentes théories ont été avancées pour rendre compte du clivage dans les métaux.

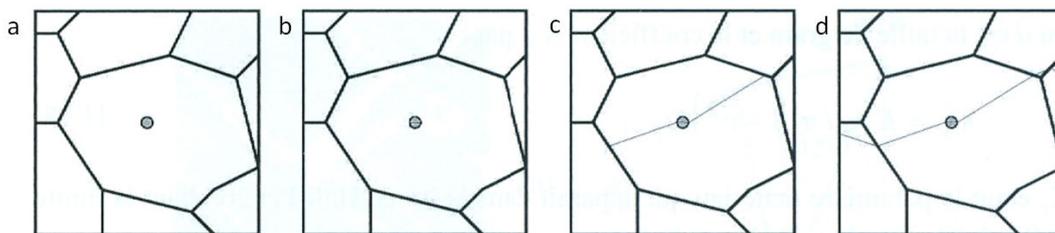


Figure 2.2.1.e : Barrières microstructurales : amorçage sur une particule secondaire (a, b) ; propagation dans la matrice ferritique (c) ; franchissement des joints de grain (d) [46]

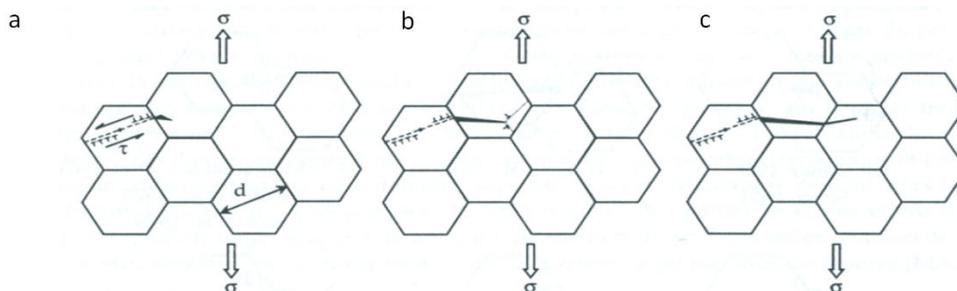


Figure 2.2.1.f : Barrières microstructurales : amorçage au niveau d'un joint de grain par empilement de dislocations (a) ; propagation dans la matrice ferritique (b) ; franchissement d'un joint de grain (c) [47]

## 2.2.2. Description déterministe du clivage

Des modèles d'approche locale prenant en compte les micro-mécanismes de la rupture par clivage ont été mis en place afin de prédire le comportement de matériau fissuré.

### 2.2.2.1. Modèle de Curry et Knott

La rupture par clivage est généralement considérée comme contrôlée par la contrainte car la contrainte normale au plan de la fissure doit dépasser une valeur critique de clivage [49, 50]. Dans les aciers ferritiques, les germes du clivage sont progressivement créés dans un grain au niveau de défauts

microstructuraux (inclusions, particules, colonies de carbures, sulfures MnS, TiN) sous l'influence d'une déformation plastique suffisante en pointe de fissure. Les microfissures de clivage s'amorcent et se propagent dans le grain jusqu'à arriver au joint de grain (paquet de lattes bainitiques correspondant à un ancien grain  $\gamma$ ). Les travaux de Curry et Knott [40] sur la propagation instable d'une fissure dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture, considèrent que le franchissement de la barrière microstructurale se produit lorsque la microfissure de clivage la plus longue permet d'atteindre la contrainte de Griffith donnée par la relation (I.17).

$$\sigma_c = \sqrt{\alpha \frac{E' \gamma_m}{\pi a_c}} \quad (I.17)$$

où  $\alpha$  est le coefficient fonction de la forme de la microfissure,  $a_c$  est la longueur critique de la microfissure créée sur un défaut,  $\gamma_m$  est l'énergie de surface effective du matériau prenant en compte le travail plastique lié à la propagation de la microfissure de clivage.

Les différents termes de la relation (I.17) sont considérés indépendants de la température bien que  $\gamma_m$  ne le soit pas réellement car il dépend de la plasticité du matériau. De plus,  $E'$  diminue lorsque la température augmente.

D'autres théories ont été avancées pour rendre compte du clivage dans les métaux, à savoir les modèles de Cottrell, Smith et Zener-Stroh.

#### 2.2.2.2. Modèle de Cottrell

La théorie de Cottrell [51] suppose que deux plans de glissement actifs de type  $\{110\}$  sécants génèrent une microfissure de clivage sur le plan  $\{100\}$  (figure 2.2.2.2.a). Il en résulte la formation spontanée d'un mur de dislocations à l'origine d'une microfissure de clivage. En effet, des dislocations coin, de vecteur de Burgers  $\frac{a}{2}[111]$  et  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  glissent sur les plans orthogonaux  $(101)$  et  $(10\bar{1})$ . Ces deux dislocations glissiles se combinent en une seule dislocation sessile sur le plan  $(100)$  car cela favorise une diminution d'énergie du système (I.18).

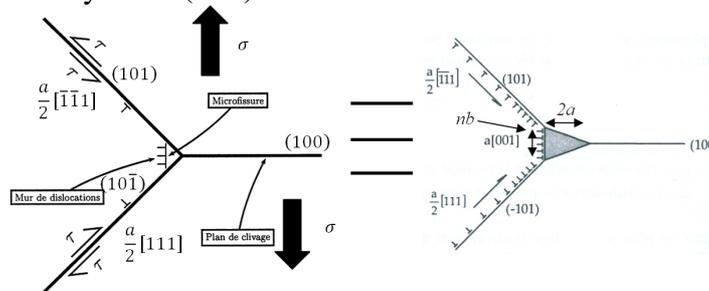


Figure 2.2.2.2.a : Modèle de Cottrell [51]

$$\frac{a}{2}[111]_{(101)} + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(10\bar{1})} \rightarrow a[001]_{(100)} \quad (I.18)$$

La dislocation créée est l'équivalent d'un coin de hauteur  $n.b$  (où  $n$  est le nombre de dislocations et  $b$  le vecteur de Burgers) et de longueur  $2a$ . Cottrell [51] calcule l'énergie critique  $E_c$  nécessaire à la création de la « super dislocation » sessile et à partir de l'analyse de l'instabilité, il estime la contrainte critique de clivage  $\sigma_c$  :

$$\sigma_c = \frac{2\mu\gamma_m}{k_y} d^{-1/2} \quad (I.19)$$

où  $\mu$  est le module de cisaillement,  $k_y$  la constante de Hall-Petch,  $d$  la taille de grain et  $\gamma_m$  l'énergie de surface.

Le modèle de Cottrell [51] met en évidence la relation entre la contrainte  $\sigma_c$  et la taille de grain  $d$ . Plus  $d$  augmente, plus  $\sigma_c$  est petite. McMahon et Cohen [52] ont complété l'analyse de Cottrell en réalisant des essais de traction sur des aciers contenant des carbures de différentes tailles. Leurs résultats (figure 2.2.2.2.b) montrent que des carbures grossiers permettent le clivage alors que des carbures plus petits autorisent le matériau à se comporter de manière ductile. Malgré l'intérêt du modèle de Cottrell, il ne semble pas adapté aux aciers de cuve où l'initiation se déroule au niveau d'inclusions. Le modèle de Smith s'applique en ce sens plus à ce type d'acier.

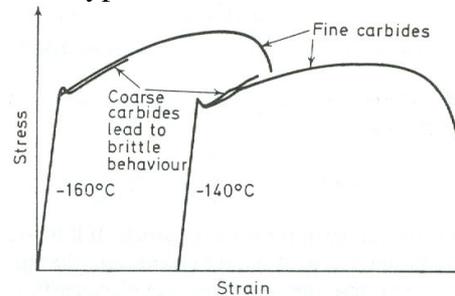


Figure 2.2.2.2.b : Courbes  $\sigma = f(\epsilon)$  pour des aciers contenant des carbures fins et grossiers [52]

### 2.2.2.3. Modèle de Smith

Le modèle de Smith [53] considère que l'étape de nucléation du clivage résulte de l'empilement de dislocations sur une particule fragile (identifiée comme étant un carbure) située dans un joint de grain (figure 2.2.2.3.a). La mise en place de son modèle fait suite aux travaux de Mc Mahon et Cohen [52] qui ont mis en évidence le fait que la rupture de carbures situés aux joints de grain d'aciers doux constitue la phase de germination du clivage. La rupture d'un carbure au joint de grain se produit sous l'effet d'une déformation hétérogène dans le grain ferritique. La deuxième étape de nucléation, à savoir la propagation de la microfissure de clivage dans le grain, se produit sous l'action conjuguée de l'empilement de dislocations, de la contrainte appliquée et de la cisson appliquée.

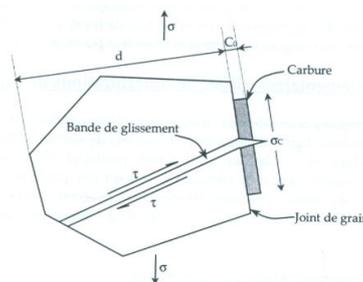


Figure 2.2.2.3.a : Modèle de Smith [53]

Smith établit le bilan énergétique de l'empilement qui conduit à montrer que la contrainte critique de clivage ne dépend pas de la taille de grain  $d$  mais de celle du carbure  $C_0$ . Cependant, Curry a montré que la taille des carbures est directement liée à celle des grains. Ainsi, il y a un effet indirect de la taille du grain  $d$  sur  $C_0$ . En pratique, les grains fins sont associés à de petits carbures et les valeurs de  $\sigma_c$  sont généralement élevées.

Dans le cas où le terme lié à l'empilement de dislocations est négligé dans le modèle de Smith, le critère de propagation en contrainte critique est équivalent à celui donné par Griffith dans le cas de la propagation instable d'une fissure en mécanique linéaire de la rupture. Le franchissement des barrières microstructurales est alors piloté par l'atteinte d'une contrainte critique  $\sigma_c$  (I.17) [49].

### 2.2.2.4. Modèle de Zener-Stroh

Zener [55] propose un modèle dans lequel une déformation plastique hétérogène est nécessaire pour la formation d'une fissure de clivage. La fissure se forme alors dans un plan presque perpendiculaire au

plan de glissement actif. Stroh [56] utilise son approche dans le cas d'un empilement de dislocations coin sur un joint de grain provoquant une concentration de contrainte suffisante pour amorcer une fissure dans le grain adjacent. La figure 2.2.2.4.a représente la situation du modèle de Zener-Stroh avec  $n$  dislocations adjacentes bloquées sur un joint de grain, ce qui est l'équivalent d'un coin de hauteur  $nb$  et de longueur  $2a$ . La germination se produit par l'atteinte de la contrainte critique  $\sigma_c$  en pointe d'empilement des dislocations. Cela se produit lorsque la contrainte d'ouverture en pointe d'empilement est égale à la contrainte théorique (I.16).

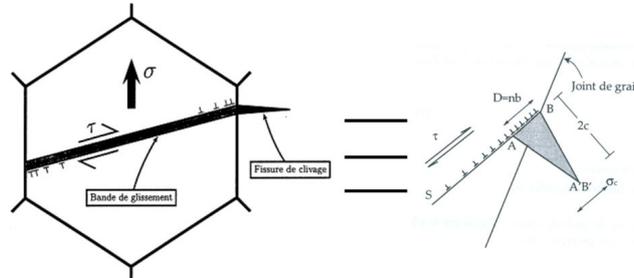


Figure 2.2.2.4.a : Modèle de Zener-Stroh [56]

Dans ce modèle, l'empilement de dislocations est équivalent à une fissure ouverte en mode II avec frottement. Ainsi, le champ de contrainte s'écrit selon (I.20).

$$\sigma_{ij}(r, \theta) = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta) \quad \text{où } K_{II} = \tau_{eff} \sqrt{\pi L} \quad \text{soit } \sigma \propto \frac{\tau_{eff} \sqrt{L}}{\sqrt{r}} f(\theta) \quad (I.20)$$

où  $L$  est la longueur du glissement.

Le clivage a lieu lorsque la contrainte critique  $\sigma_c$  (I.21) est atteinte sur une distance caractéristique  $a_0$ .

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{a_0}} \propto \tau_{eff} \sqrt{\frac{L}{a_0}} \quad (I.21)$$

Les contraintes de traction concentrées en pointe de fissure sont maximales pour  $\theta = 70^\circ$ .

Soit la formule (I.22),

$$\tau_{eff} \propto \sqrt{\frac{E\gamma_s}{L}} \quad (I.22) \quad \text{où } L \cong \frac{d}{2} \quad \text{avec } d \text{ la taille de grain et } \tau_{eff} = \tau_c - \tau_i$$

D'après l'équation (I.22), lorsque  $L$  augmente, il y a une diminution de  $\tau_{eff}$  à condition que  $\gamma_s$  soit constant. Cela implique que la rupture par clivage est contrôlée par la nucléation avec un nombre suffisant de dislocations  $n$  en tête d'empilement.

Selon le modèle de Zener-Stroh [55, 56], le mécanisme du clivage est piloté par l'étape de germination et par l'atteinte d'une valeur de cisssion critique proportionnelle à  $d^{-1/2}$  (où  $d$  est la taille du grain). Après la germination, la microfissure de clivage se propage obligatoirement dans le grain.

### Discussion

Ces différents modèles suggèrent que le clivage s'amorce à partir de défauts dont l'origine est différente. Selon Zener et Stroh, le clivage est causé par l'empilement de dislocations sur un joint de grain. Cottrell identifie la combinaison de deux dislocations glissiles en une dislocation sessile comme le germe de clivage. Smith considère la rupture de particule de seconde phase (carbure) comme étant à l'origine du clivage. Ces approches donnent une importance différente aux étapes d'initiation et de propagation. La rupture fragile par clivage d'aciers de structure cubique centrée est fortement dépendante de leur microstructure. L'effet de la taille de grain [54], la taille des paquets de lattes

résultant de la division d'anciens grains  $\gamma$  d'austénite [57-59], la désorientation de ces paquets [47, 58], la distribution en taille des carbures [60, 61], ou encore la largeur des lattes et des inclusions de seconde phase autre que des carbures (TiC, MnS, ...) [62] peuvent être cités comme exemple de l'influence de la microstructure. Tous les paramètres métallurgiques, ayant un effet sur la mobilité des dislocations (comme les impuretés ou les défauts d'irradiation) jouent également sur la valeur de la contrainte de clivage [63, 64]. Il est donc important d'utiliser le modèle qui permet de retranscrire les phénomènes de rupture se produisant dans le matériau étudiée à la température analysée.

### 2.2.2.5. Modèle RKR

Le modèle d'approche locale de Ritchie, Knott et Rice tente de relier la contrainte de traction critique du clivage  $\sigma_c$  à la ténacité du matériau  $K_{Ic}$  [1]. Selon cette approche, il y a rupture lorsque la contrainte principale maximale atteint la contrainte critique sur une distance caractéristique de la pointe de fissure  $L_0$ . Les auteurs considèrent la contrainte critique de clivage et la distance caractéristique de clivage comme des valeurs indépendantes de la température. L'évolution de la ténacité avec la température est reliée à celle de la limite d'élasticité  $\sigma_y$ . Comme la limite d'élasticité est élevée aux faibles températures, une faible intensification des contraintes est nécessaire pour atteindre la contrainte critique de clivage. Par contre, une plus forte intensification des contraintes est nécessaire aux hautes températures car la limite d'élasticité est faible. La figure 2.2.2.5.a récapitule l'approche locale du modèle RKR.

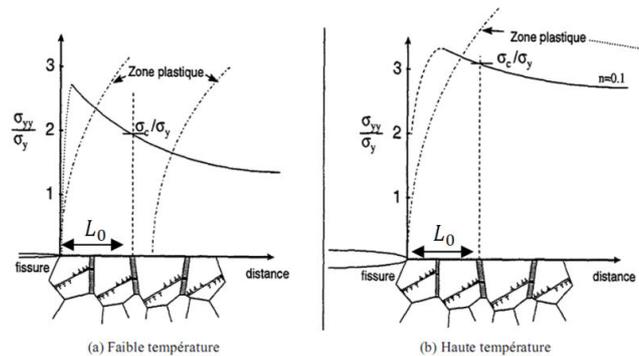


Figure 2.2.2.5.a : Schématisation du modèle RKR aux faibles (a) et hautes (b) températures [1]

Cette analyse a été réalisée sous l'hypothèse de la plasticité confinée, ce qui autorise l'utilisation des champs d'Hutchinson, Rice et Rosengren, dit champs HRR [28, 30]. L'expression du champ de contraintes en pointe de fissure s'exprime sous la forme (I.23).

$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} = g_{ij}(\theta) \cdot f\left(\frac{r}{\left(\frac{K}{\sigma_y}\right)^2}\right) \quad (I.23)$$

où  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes,  $\sigma_y$  la limite d'élasticité,  $K$  le facteur d'intensité des contraintes,  $g_{ij}$  et  $f$  des fonctions dépendantes du coefficient d'écrouissage du matériau.

L'évolution de la ténacité  $K_{Ic}$  avec la contrainte critique de clivage  $\sigma_c$  s'exprime selon la relation (I.24).

$$K_{Ic} = \beta^{-\frac{(n+1)}{2}} L_0^{1/2} \left[ \frac{\sigma_c}{\sigma_y} \right]^{\frac{(n+1)}{2}} \quad (I.24)$$

où  $\beta$  est l'amplitude de la singularité du champ de contrainte HRR et  $n$  le coefficient d'écrouissage.

Avec cette approche, les auteurs ont réussi à prédire correctement la ténacité d'un acier doux de -150°C à -75°C (figure 2.2.2.5.b). Ils considèrent que la microfissure initiée dans un grain est capable de se propager dans un second grain adjacent lorsque la contrainte principale en pointe de la

microfissure est suffisante. C'est pourquoi, ils assimilent la distance caractéristique de clivage à une entité microstructurale égale à deux fois la taille d'un grain.

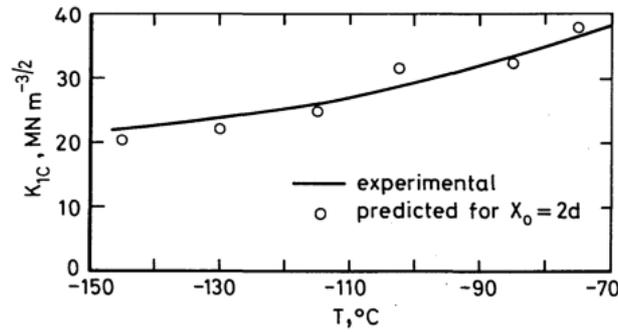


Figure 2.2.2.5.b : Evolution de la ténacité d'un acier allié avec la température [1]

Seules les connaissances de l'évolution de la limite d'élasticité du matériau et du coefficient d'érouissage permettent de reproduire l'évolution de la ténacité avec la température. Le modèle RKR permet aussi d'évaluer l'influence de la fragilisation induite par l'irradiation sur la ténacité en ne considérant que les variations de la limite d'élasticité et du coefficient d'érouissage. Cependant, il faut remarquer que la contrainte critique  $\sigma_c$  ainsi que la distance caractéristique  $L_0$  n'ont pas de signification physique très précise et sont déterminées à partir d'expériences. Par ailleurs, l'application de ce concept de contrainte critique pour la détermination de la ténacité se heurte à des difficultés en raison de la grande dispersion des résultats expérimentaux et de l'effet d'échelle. Des études ont montré qu'il n'y a pas de relations triviales reliant la distance caractéristique  $L_0$  à la taille de grain mais que  $L_0$  doit tenir compte de la distribution des inclusions à l'origine de la rupture [49, 54, 65]. Chen et al [66] expliquent la dispersion de  $K_{IC}$  par l'atteinte de la contrainte critique  $\sigma_c$  sur une distance qui peut être soit supérieure ou soit inférieure à celle entre le front de fissure et le maximum du champ de contraintes. Curry et Knott [49] ont cherché à relier la distance critique  $L_0$  du modèle RKR au volume de matière nécessaire à la présence d'une inclusion satisfaisant au critère de rupture. Ils définissent, sous une contrainte  $\sigma_c$  donnée, la probabilité d'une particule de rayon  $r_i$  à l'origine de l'amorçage d'une fissure selon la formule (I.25) et le critère de rupture totale selon la formule (I.26).

$$P_{rupture} = S \cdot P(r_i) \cdot L^2 N_a \quad (I.25) \quad \sum_{r_i} (S \cdot P(r_i) \cdot L^2 N_a) = 1 \quad (I.26)$$

où  $S$  est le facteur de forme,  $P(r_i)$  la probabilité d'avoir une inclusion de rayon  $r_i$ ,  $L$  la distance à laquelle une inclusion se rompt et  $N_a$  la densité surfacique d'inclusions.

En exprimant  $L$  comme une fonction de la contrainte critique de rupture d'une inclusion de rayon  $r_i$ , de la limite d'élasticité  $\sigma_y$  et du facteur d'intensité des contraintes, Curry et Knott définissent la ténacité  $K_{IC}$  (I.27). Les prédictions réalisées sur différents aciers sont en accord avec les valeurs expérimentales de ténacité.

$$K_{IC} = A \cdot \sigma_y \cdot (N_a U)^{-1/4} \quad (I.27) \quad \text{où} \quad U = \sum_{r_i} \left\{ P(r_i) \cdot \left[ \frac{L}{(K_{IC}/\sigma_y)^2} \right]^2 \right\} \text{ et } A \text{ est une constante.}$$

Bien que les différentes approches locales abordées précédemment soient intéressantes, la méthode utilisée est déterministe alors que l'amorçage du clivage est soumis à de fortes dispersions expérimentales. Plusieurs modèles ont été proposés afin de tenir compte de la nature statistique des germes de clivage. Les modèles les plus utilisés jusqu'à maintenant sont dérivés des travaux de Beremin [2].

### 2.2.3. Description probabiliste du clivage

La dispersion des résultats, obtenus en rupture fragile, s'expliquent principalement par une distribution aléatoire des germes du clivage. La contrainte critique de clivage est d'autant plus faible que la contrainte principale a une direction proche de la perpendiculaire au plan de ces microfissures. Plus le front de fissure est important, plus la probabilité de trouver un défaut orienté de façon préférentielle pour la rupture est élevée. Ainsi, la contrainte macroscopique à rupture est d'autant plus faible que la taille de l'échantillon est grande et donc la définition d'un critère statistique s'impose. La distribution expérimentale des microfissures étant impossible à déterminer, des simplifications ont été réalisées dans la mise au point de modèle. La loi de Weibull est couramment employée pour rendre compte de ces effets. Ce paragraphe présente les principaux éléments de la description probabiliste du clivage. Une bibliographie plus détaillée sur le sujet est proposée en annexe A.

### 2.2.3.1. Théorie du maillon le plus faible

Cette théorie suppose que le matériau est constitué d'un assemblage d'éléments de volume, parfaitement indépendants vis-à-vis de la rupture. Cela signifie que la rupture d'un élément n'affecte pas la probabilité de rupture des autres éléments. La rupture de l'élément de volume le plus faible entraîne la rupture du solide entier.

Soit un matériau dans lequel la zone sollicitée est divisée en  $N$  volumes  $V_0$ . Chaque volume  $i$  est soumis à un état de contrainte homogène  $\sigma_i$ , où  $\sigma_i$  est la contrainte principale maximale. Chaque volume élémentaire est associé à une probabilité de rupture  $p_0(\sigma_i)$  et une probabilité de survie égale à  $1 - p_0(\sigma_i)$ . La probabilité de rupture cumulée de la pièce s'écrit :

$$P_r(\sigma) = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - p_0(\sigma_i)) \quad (I.28) \quad \text{avec} \quad N = \frac{V}{V_0}$$

Dans le cas où les volumes élémentaires, supportant la même contrainte  $\sigma$ , ont tous la même probabilité de rupture  $p_0(\sigma)$ , l'équation (I.28) devient :

$$P_r(\sigma) = 1 - (1 - p_0(\sigma))^N = 1 - \exp \left[ \frac{-V}{V_0} \ln \left( \frac{1}{1 - p_0(\sigma)} \right) \right] \quad (I.29)$$

L'équation (I.29) montre l'effet d'échelle observé dans la rupture fragile avec une probabilité de rupture qui augmente avec le volume  $V$  sollicité. Enfin, dans le cas où la contrainte  $\sigma$  n'est pas homogène dans le volume  $V$  avec  $V$  suffisamment grand devant  $V_0$ , alors on obtient l'expression (I.30).

$$P_r(\sigma) = 1 - \exp \left[ - \int_V \ln \left( \frac{1}{1 - p_0(\sigma)} \right) \frac{dV}{V_0} \right] \quad (I.30)$$

### 2.2.3.2. Théorie de Weibull

Dans le modèle statistique de Weibull, le matériau est considéré isotrope et statistiquement homogène. Cela signifie que la probabilité de trouver un défaut critique dans un volume élémentaire est la même dans tout le volume  $V$  sollicité. Weibull [67] a proposé une expression empirique (I.31) faisant intervenir la probabilité de rupture  $p_0(\sigma)$ .

$$\ln \left( \frac{1}{1 - p_0(\sigma)} \right) = \left( \frac{|\sigma - \sigma_0|}{\sigma_u} \right)^m \quad (I.31) \quad \text{avec} \quad \sigma - \sigma_0 = 0 \text{ si } \sigma - \sigma_0 \leq 0.$$

où  $\sigma_0$  est une contrainte seuil en dessous de laquelle la probabilité de rupture est nulle,  $\sigma_u$  est une contrainte de normalisation et  $m$  est le module de Weibull. Ainsi la relation (I.31) s'écrit :

$$P_r(\sigma) = 1 - \exp \left[ - \int_V \left( \frac{|\sigma - \sigma_0|}{\sigma_u} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right] \quad (I.32)$$

La probabilité de rupture est déterminée à partir de trois paramètres indépendants, à savoir  $\sigma_0$ ,  $m$  et  $V_0 \sigma_u^m$ . Le paramètre  $m$  traduit la dispersion en taille de microdéfauts capables d'amorcer la rupture par clivage et  $\sigma_u$  est assimilé à la contrainte critique de clivage d'un volume élémentaire  $V_0$ .

Plusieurs modèles de prévision de la ténacité ont été dérivés de l'expression (I.32) que Wallin résume dans [68]. Ces modèles se différencient par la définition de la probabilité de rupture élémentaire et par la description du volume actif ou « process zone » de clivage.

### 2.2.3.3. *Modèle de Beremin*

Le groupe de recherche Beremin s'est fondé sur la théorie de Weibull pour caractériser la rupture fragile des aciers [69]. Ce modèle considère la contrainte seuil  $\sigma_0$  nulle et correspond à un modèle de Weibull à deux paramètres. L'étape de germination du clivage est contrôlée par la nécessité d'une déformation plastique  $\varepsilon_p$  suffisante. L'instabilité des microfissures créées se produit pour une valeur critique de la contrainte locale d'ouverture prise égale à la plus grande contrainte principale  $\sigma_I$ . La probabilité de rupture élémentaire est liée à celle de trouver une fissure de taille critique dans un volume d'intégration égal au volume plastique. La probabilité de rupture pour un champ de contraintes non homogène s'exprime selon (I.33).

$$P_r = 1 - \exp \left[ - \int_{V_{pl}} \left( \frac{\sigma_I}{\sigma_u} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right] \quad (I.33)$$

où  $V_{pl}$  est le volume du matériau déformé plastiquement et le paramètre  $\sigma_u$  est associé à une probabilité de rupture de 63%.

Finalement, le modèle de Beremin propose la formule (I.34) pour la probabilité de rupture appliquée au cas tridimensionnel.

$$P_r = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_w}{\sigma_u} \right)^m \right] \text{ avec } \sigma_w = \left[ \int_{V_{plastique}} \sigma_I^m \frac{dV}{V_0} \right]^{1/m} \quad (I.34)$$

La contrainte de Weibull  $\sigma_w$  correspond à la contrainte principale maximale à la puissance  $m$  intégrée sur le volume  $V_{pl}$ . D'après la relation (I.34), l'effet de volume est faible lorsque  $m$  est grand car la dispersion des défauts est faible. Par contre, lorsque  $m$  est faible et que les défauts sont dispersés dans le matériau, l'influence du volume  $V$  sollicité par rapport à la valeur de la contrainte principale maximale est plus grande. Les deux paramètres  $m$  et  $\sigma_u$  doivent être déterminés à partir de nombreuses expériences. Beremin [69] et Mudry [70] ont choisi de prendre un volume élémentaire contenant plusieurs grains, à savoir huit, pour l'étude d'un acier de cuve A508,  $m$  vaut 22 et  $\sigma_u$  est de l'ordre de 2500 MPa pour un volume élémentaire  $V_0$  de  $(50 \times 50 \times 50) \mu m^3$ .

Le groupe Beremin met en évidence l'augmentation de la contrainte critique de clivage avec la déformation plastique. En effet, du fait de l'émoussement des germes de clivage avec la plasticité, il y a nécessité d'une contrainte critique plus importante pour être à l'origine de l'instabilité [71], notamment pour les forts niveaux de probabilité de rupture. La contrainte de Weibull est alors corrigée d'un facteur dépendant de la déformation plastique dans la direction principale  $\varepsilon_I^p$  (I.35).

$$\sigma_w = \left[ \int_{V_{pl}} \sigma_I^m \exp \left( - \frac{m \varepsilon_I^p}{k} \right) \frac{dV}{V_0} \right]^{1/m} \quad (I.35)$$

Par ailleurs, dans le cas de la plasticité confinée, le champ de contraintes peut être défini en pointe de fissure par le champ HRR. L'introduction de la plus grande contrainte principale donnée par la solution HRR dans l'expression de  $\sigma_w$  permet d'obtenir la relation (I.36).

$$P_r = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_y^{m-4} B K_{Ic}^4 C}{\sigma_u^m V_0} \right) \right] \quad (I.36)$$

où  $K_{Ic}$  est le facteur d'intensité des contraintes critique,  $B$  l'épaisseur de l'éprouvette,  $\sigma_y$  la limite d'élasticité et  $C$  une constante fonction du paramètre de Weibull  $m$  et du coefficient d'érouissage  $n$ .

Pour une même probabilité de rupture donnée dans une configuration géométrique donnée, la relation (I.36) montre l'effet de l'épaisseur avec  $K_{Ic}^4 B = \text{constante}$ , l'effet de la température avec  $K_{Ic} \sigma_y^{\frac{m-1}{4}} = \text{constante}$  et l'effet de la vitesse de déformation avec la dépendance de  $\sigma_y$  à la vitesse de déformation.

Ce modèle a largement été utilisé et a notamment été appliqué avec succès sur l'acier de cuve 16MND5 par Al Mundheri et al [71] qui vérifient la dépendance de la ténacité avec la géométrie d'éprouvette, la température d'essai et l'état d'irradiation. Cependant, d'autres études montrent les difficultés à trouver le même jeu de paramètres pour le modèle suivant la géométrie d'éprouvette considéré à une température donnée [5]. La contrainte de Weibull peut varier de manière significative. Par ailleurs, l'évolution de la ténacité n'est pas correctement décrite pour un acier de cuve pour des températures proches de l'apparition de la déchirure ductile [72].

L'expression (I.36), donnée par Beremin, conduit à des valeurs non nulles de probabilité lorsque le facteur d'intensité des contraintes  $K$  est très faible. Afin de prendre en compte les effets de perte de confinement plastique en pointe de fissure et d'avancée de fissure par déchirure ductile précédant la rupture par clivage, Wallin [68, 73] propose la correction (I.37). Yin et al [74] utilisent une valeur seuil de contrainte en dessous de laquelle le clivage n'est pas possible.

$$P_r = 1 - \exp \left( - \frac{B}{B_0} \left( \frac{K - K_{min}}{K_0 - K_{min}} \right)^4 \right) \quad (I.37)$$

La constante  $B_0$  est l'épaisseur de référence associée à  $K_0$  correspondant à une probabilité de rupture de 63.2%.  $K_{min}$  est la valeur seuil de ténacité en dessous de laquelle le clivage ne se produit pas et cette valeur peut être reliée au facteur d'intensité des contraintes appliqué durant la préfissuration par fatigue des éprouvettes [ $(K)_{min} = 20 \text{ MPam}^{1/2}$ ]. Cette correction (I.37) permet de donner une valeur seuil au facteur d'intensité des contraintes pour laquelle il n'y aura pas de rupture.

Le modèle de Beremin est le premier modèle d'approche locale permettant de caractériser l'aspect probabiliste de la rupture fragile par clivage. Son modèle considère que l'étape de nucléation de germes du clivage est vérifiée dès lors qu'il y a plasticité. Ce modèle, comme celui de Curry et Knott, considère que la rupture est pilotée par la contrainte principale.

#### 2.2.3.4. Modèle de Wallin, Saario et Torronen (WST)

Wallin [75] propose de remplacer la courbe enveloppe minimale déterministe des codifications par des courbes maîtresses ou « Master Curves » prenant en compte l'aspect probabiliste de l'amorçage du clivage. Cette approche relie la probabilité de rupture  $p$  à l'intensité des champs mécaniques en fonction de la température. L'auteur utilise dans son étude l'intégrale  $J$  généralisée au cas élasto-plastique, ou bien le facteur d'intensité des contraintes généralisé au cas élasto-plastique  $K_I$  ( $K_I = (E \times J)^{1/2}$ ). Cette courbe a été établie pour l'acier ferritique 16MND5 à partir de résultats obtenus sur éprouvettes Compact Tension [73]. L'équation de ces courbes (I.38) fait intervenir une température de référence  $T_0$  qui correspond à une probabilité de rupture de 50% pour une intensité de  $100 \text{ MPa.m}^{0.5}$ . La procédure d'identification de la température de référence  $T_0$ , relative au nombre minimum d'essais nécessaires et à la prise en compte ou non de l'amorçage ductile avant la propagation en clivage, a largement été étudié à partir d'approche isotherme ou multi-températures [75-77].

$$K_{Jc} = A(p) + B(p) \cdot \exp(0,019 \cdot (T - T_0)) \quad (I.38)$$

où  $A$  et  $B$  sont des coefficients fonctions de la probabilité de rupture  $p$  et de la largeur du front de fissure (norme ASTM E1921 [79, 80],  $A=30$  et  $B=70$  pour  $p=50\%$  d'après une large campagne expérimentale d'essais de ténacité sur aciers ferritiques).

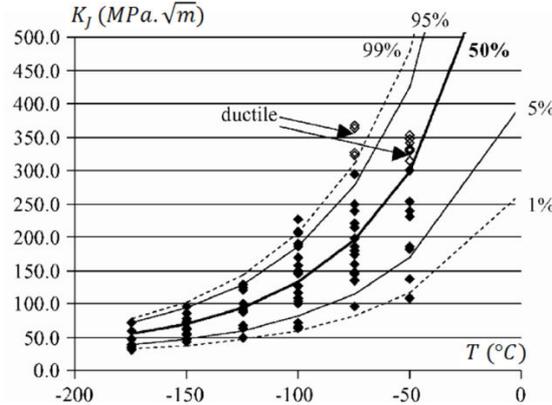


Figure 2.2.3.4.a : Comparaison des courbes maîtresses avec les résultats expérimentaux sur CT pour l'acier 16MND5 [76]

La figure 2.2.3.4.a représente les Master Curves pour différentes probabilités de rupture de l'acier 16MND5. Ces courbes permettent d'établir un critère probabiliste de rupture dans la transition de comportement du matériau [76, 78-81]. Cependant, ce modèle repose sur l'hypothèse d'un champ de contraintes HRR en pointe de fissure. Afin de prendre en compte la perte de confinement, Wallin [82] utilise la contrainte élastique  $T$  dans une nouvelle expression de la température  $T_0$  (I.39).

$$T_0 = T_{0ref} + \frac{T}{10} \quad (I.39) \quad \text{où } T_{0ref} \text{ est la température de référence en plasticité confinée.}$$

Le modèle WST fondé sur les micromécanismes du clivage a permis d'établir une probabilité à rupture en étendant les hypothèses micromécaniques du modèle RKR. A l'origine, les auteurs considèrent que les germes du clivage sont constitués par des particules fragiles de seconde phase (carbures) [83, 84]. La ténacité à rupture est alors contrôlée par la distribution statistique des carbures en pointe de fissure. Cependant, les amorces du clivage ne sont pas uniquement constituées par des particules fragiles de seconde phase. De plus, la plasticité, l'orientation et la taille des grains jouent aussi un rôle dans le processus de rupture. Ce modèle a été « actualisé » pour tenir compte du rôle de la déformation de la matrice ferritique sur la contrainte à rupture du carbure [85]. Le modèle WST propose une probabilité de clivage  $P_r$  qui fait intervenir la probabilité de rupture des particules  $P_{fr}$  et la distribution en taille des particules  $P\{d\}$ . La probabilité de clivage tient aussi compte des particules rompues ne participant pas au mécanisme du clivage via l'expression  $(1 - P_{fr})$ .

$$P_r = \int_{d_0}^{\infty} P_{fr} \cdot (1 - P_{fr}) \cdot P\{d\} \cdot dd \quad (I.40)$$

La probabilité de rompre une particule,  $P_{fr}$ , est décrite par une loi de Weibull tenant compte de la taille de la particule  $d$  et de la contrainte de la particule  $\sigma_{part}$  [86, 87].

$$P_{fr} = 1 - \exp\left(-\left(\frac{d}{d_N}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{part}}{\sigma_0}\right)^m\right) \quad (I.41)$$

où  $d_N$  et  $\sigma_0$  sont des paramètres de normalisation et  $m$  est le module de Weibull.

L'effet de la déformation de la matrice est introduite dans le modèle WST au travers de la contrainte à rupture de la particule. Wallin et al [87] montrent que la contrainte au sein de la particule correspond approximativement au produit de la contrainte et de la déformation de la matrice ferritique du fait que

les densités d'énergie de déformation de la particule et de la matrice doivent être reliées. Les auteurs [87] montrent que la contrainte à rupture de la particule  $\sigma_{part}$  s'expriment selon (I.42).

$$\sigma_{part} \approx \sqrt{\sigma_{pp} \cdot \epsilon \cdot \alpha \cdot E_{part}} \quad (I.42)$$

où  $\alpha$  est le facteur de forme de la particule et  $E_{part}$  est le module d'Young de la particule.

D'autres modèles se sont par la suite développés cherchant à mieux décrire les étapes du clivage. Ces modèles sont abordés par la suite et sont présentés plus en détail dans l'annexe A. Bordet et al se penchent plus particulièrement sur la probabilité de nucléation de micro-défauts initiateurs du clivage [88, 89].

### 2.2.3.5. Autres modèles

Le modèle de Beremin considère qu'il y a nucléation de germes de clivage dès l'apparition de la plasticité et ces microfissures restent actives durant toute l'histoire du chargement. Le risque de rupture fragile est donc non nul dès qu'il y a plasticité. D'autres modèles se sont attachés à intégrer la phase de nucléation tels que les modèles de Bordet et al et de Margolin et al qui distinguent deux étapes nécessaires à la rupture par clivage, à savoir l'initiation et la propagation du clivage. La probabilité de rupture est alors le produit de la probabilité de nucléation par la probabilité de propagation.

La phase de nucléation du modèle de Bordet et al [88, 89] est supposée proportionnelle à la déformation plastique. De plus, les auteurs considèrent que les germes du clivage ne peuvent se propager qu'au moment de leur création et qu'ils deviennent non nocifs s'ils ne vérifient pas le critère de propagation instantanément après leur création du fait de leur émoussement par la déformation plastique. Les auteurs ont utilisés les résultats de différentes études [55, 90-93] pour relier la densité de microfissure à la déformation plastique. Ils mettent en évidence une évolution linéaire de la densité de microfissures avec la déformation plastique. De plus, les auteurs considèrent que la pente reliant la densité de micro-défauts à la déformation plastique varie linéairement avec la limite élastique. En appliquant ce modèle sur un acier de construction offshore (grade 450EMZ), Bordet et al [89] montrent que la probabilité de rupture d'éprouvettes SENB est correcte par rapport aux résultats expérimentaux pour des températures comprises entre  $-196^{\circ}\text{C}$  et  $-130^{\circ}\text{C}$ . Le modèle de Bordet et al présente l'avantage de mieux appréhender la phase de nucléation du clivage. Cependant, ce modèle est fondé sur une évolution linéaire de la densité de micro-défauts avec la déformation plastique qui est discutable dans la mesure où différents germes de clivage existent et sont actifs à partir de déformations plastiques critiques différentes. Par ailleurs, les auteurs considèrent qu'un micro-défaut est actif pour le clivage uniquement à sa création et il perd sa nocivité suite à son émoussement avec la déformation plastique. Cet aspect n'est pas justifié physiquement dans leur approche. Enfin, le dernier inconvénient du modèle repose sur le nombre important de paramètres à identifier, ce qui pose des difficultés pour la transférabilité du modèle.

Dans le modèle de Margolin et al [94-95], la germination du clivage s'explique par l'instabilité d'un empilement de dislocations sur une barrière microstructurale. Les auteurs suggèrent que le critère de nucléation se compose d'une étape critique de germination de micro-défauts et d'une étape critique de propagation au sein d'une entité microstructurale. La nucléation se produit sous l'effet conjugué de la contrainte locale liée à l'empilement de dislocations et de la contrainte principale maximale [95, 96]. Margolin et al [97] appliquent ce modèle avec succès pour la prédiction de la probabilité de rupture sur des éprouvettes CT en acier 3Cr-Ni-Mo-V. L'inconvénient principal du modèle de Margelin et al réside dans le nombre important de paramètres à identifier qui ont un impact direct sur les prédictions du modèle. De plus, le germe du clivage considéré dans le modèle est un empilement de dislocations au niveau d'une barrière microstructurale, ce qui constitue une hypothèse restrictive par rapport aux possibles initiateurs de clivage (carbure, sulfure, nitrure, ...).

2.2.3.6. *Modèle de Chen et al*

Le modèle de Chen et al considèrent trois paramètres critiques pour assurer la nucléation et la propagation du clivage [98, 99]. La nucléation de microfissures est contrôlée par l'atteinte d'une déformation plastique critique  $\epsilon_{pc}$ . Le deuxième phénomène intervenant dans la nucléation est l'instabilité de ces microfissures rendue possible par l'atteinte d'une contrainte principale locale critique au sein du grain  $\sigma_f$ . En effet, les auteurs s'appuient sur des observations expérimentales pour montrer que l'amorçage de microfissures est lié à la plasticité et que leur arrêt aux barrières microstructurales s'explique du fait d'une trop faible contrainte locale. Cette contrainte  $\sigma_f$  est liée à la microstructure du matériau (orientation et taille de grains). Les auteurs, comme dans le modèle de Bordet et al, considèrent que les deux étapes d'initiation et de propagation sont simultanées dans la mesure où les microfissures perdent leur nocivité dans le cas où elles ne deviennent pas instables instantanément. Ainsi, les auteurs définissent l'atteinte d'une triaxialité critique  $h_c$  nécessaire au non émoussement des microfissures qui viennent de s'initier.

Les relations (I.43), (I.44) et (I.45) montrent les trois critères nécessaires à l'apparition du clivage.

$$\begin{aligned} \epsilon_{pl} > \epsilon_{pc} \quad (I.43) & \text{ Nucléation de microfissures de clivage} \\ h = \frac{\sigma_m}{\sigma_{\text{eq}}} > h_c \quad (I.44) & \text{ Non émoussement des germes du clivage} \\ \sigma_I > \sigma_f \quad (I.45) & \text{ Propagation du clivage} \end{aligned}$$

Ce modèle est vérifié à partir d'une campagne expérimentale menée sur 42 éprouvettes CT25 en acier C-Mn à -100°C. Les simulations numériques des essais ont permis de caractériser les trois paramètres critiques  $\epsilon_{pc}$ ,  $h_c$  et  $\sigma_f$ . Selon ces travaux, la zone active de clivage correspond à la zone en amont de la fissure pour laquelle les trois critères sont respectés (figure 2.2.3.6.a). Cette zone active atteint une taille maximale pour le chargement le plus élevé pouvant être atteint avant la rupture.

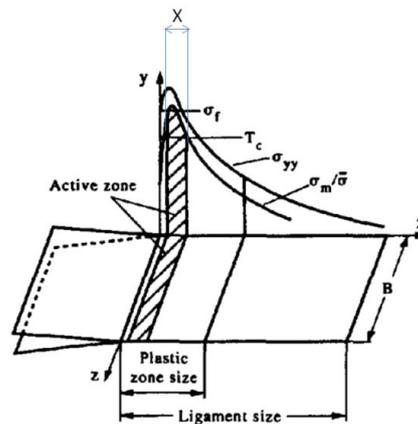


Figure 2.2.3.6.a : Schématisation de la zone active [98]

Les auteurs prennent en compte l'aspect probabiliste de la rupture fragile par clivage en définissant la probabilité de rupture comme le rapport entre la taille de la zone active pour un chargement donné et la taille de cette zone pour le chargement maximal à rupture. La probabilité de rupture est proportionnelle à la taille de la zone active. Cette approche leur permet de caractériser correctement les densités de probabilité des chargements à rupture et les ouvertures de fissure à rupture expérimentales. Par ailleurs, la zone active prédite par ce modèle caractérise correctement la dispersion des sites d'amorçage du clivage. Récemment, Wang et al distinguent trois mécanismes de clivage sur un acier C-Mn [100-102]. A partir de résultats expérimentaux et d'observation MEB, les auteurs montrent que le clivage est piloté par l'étape de germination entre -150°C et -130°C. Entre -130°C et -90°C, le

clivage est contrôlé par la propagation d'une fissure initiée dans une particule de seconde phase et entre -90°C et -60°C, il s'agit du même mécanisme à partir d'une particule de plus grande taille.

2.2.3.7. Modèle en contrainte seuil  $\sigma_{th}$

Les modèles précédents utilisent des contraintes seuil critiques pour mieux décrire la rupture fragile par clivage. Chapuliot [103-105] propose un modèle probabiliste de rupture utilisant une approche en contrainte seuil  $\sigma_{th}$  sur un volume seuil  $V_{th}$ . Le volume  $V_{th}$  est le volume dans lequel la contrainte principale maximale dépasse la contrainte seuil  $\sigma_{th}$ . La probabilité de rupture est constante ( $\phi_0$ ) dans  $V_{th}$  et nulle en dehors. La probabilité de rupture est telle que :

$$P_r = 1 - e^{-F \cdot V_{th}} \quad (I.46) \quad \text{avec} \quad F(\sigma_y) = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\sigma_y - \sigma_{y0}}{\sigma_u} \right)^m$$

où  $V_0$  est un volume élémentaire,  $\sigma_y$  est la limite d'élasticité,  $\sigma_{y0}$  est la limite d'élasticité de référence et  $F$  est une fonction de sensibilité.

La formulation (I.46) permet de rendre compte des effets d'échelle et de la déchirure ductile via  $V_{th}$ . De plus,  $F$  caractérise la sensibilité au clivage du matériau et de la géométrie avec les paramètres  $m$ ,  $\sigma_u$  et  $V_0$ . La dépendance en température est donnée par la limite d'élasticité  $\sigma_y$ . Chapuliot [103, 104] identifie une contrainte  $\sigma_{th} = 1450 \text{ MPa}$  pour l'acier 16MND5 à partir d'essais sur éprouvettes AE. Il s'agit de la valeur la plus basse de contrainte critique, obtenue à -175°C où la plasticité est faible. Le modèle prédit bien la probabilité de rupture d'éprouvettes CT en acier 16MND5 et 18MND5, même dans la zone de transition où il y a compétition entre rupture fragile par clivage et déchirure ductile (figure 2.2.3.9.a). Le Corre confirme la validité de ce modèle sur l'acier de cuve allemand 22NiMoCr37 [106].

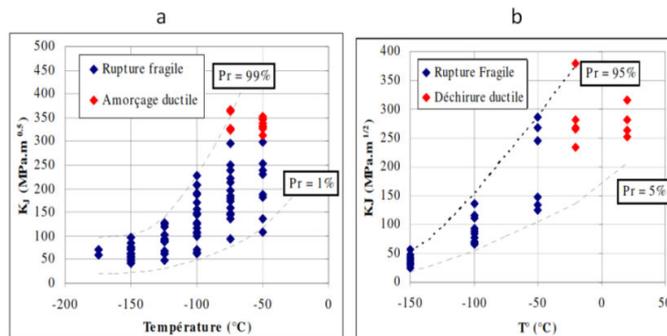


Figure 2.2.3.9.a : Probabilité de rupture d'éprouvettes CT25 : acier 16MND5 (a) ; acier 18MND5 (b) [103]

Dans les aciers de structure cubique centrée, tel que l'acier ferritique, la rupture fragile par clivage se produit à basse température. Les différents modèles abordés précédemment décrivent le clivage en deux processus élémentaires, à savoir la nucléation de microfissures au niveau d'un grain pilotée par la déformation plastique et la propagation de ces microfissures permettant le franchissement des barrières microstructurales contrôlée par l'atteinte d'une contrainte critique. Alors que les modèles de Curry-Knott et RKR restent déterministes, le modèle de Beremin a donné une approche probabiliste au phénomène de rupture fragile, à partir de la distribution en nombre et en taille des particules au sein de la matrice ferritique. Les modèles de Bordet, Margolin et Chen cherchent à mieux caractériser l'étape de germination du clivage. Le modèle de Beremin considère que la rupture par clivage est possible dès l'apparition de la plasticité. Au contraire, les modèles de Bordet, Margolin et Chen mettent en évidence la nécessité d'avoir une étape de propagation qui suit instantanément la phase de nucléation du fait de la perte de nocivité des microfissures lié à l'émoussement. Ces dernières approches font référence aux « just nucleated cracks ». Par ailleurs, plusieurs auteurs ont confirmé la nécessité d'introduire une contrainte seuil de clivage. De plus, un volume caractéristique est défini dans ces modèles pour rendre compte plus précisément des étapes de nucléation et de propagation du clivage.

### 3. Mécanique de la rupture en dynamique

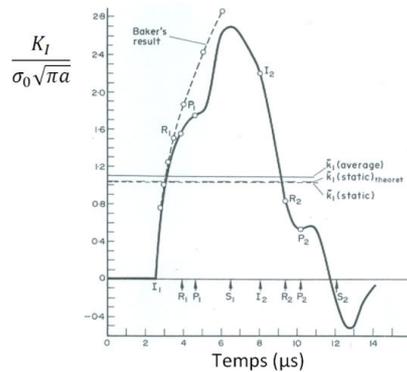
Les critères usuels de la mécanique de la rupture ont été établis pour une analyse des phénomènes en statique ou quasi-statique. Cependant, cette analyse est fautive pour la caractérisation de chocs ou de propagation de fissure à grande vitesse où ce type d'approche ne permet pas de considérer les réflexions d'onde, le réamorçage d'une fissure après son arrêt ou encore les bifurcations de fissure. La propagation d'une fissure crée une onde qui se développe dans la structure, se réfléchit sur la surface libre en onde de traction à l'origine d'un rechargement de la fissure. Ce phénomène peut expliquer la déviation de fissure [107] et le réamorçage de fissure après son arrêt [108]. La mécanique de la rupture dynamique prend en compte les effets d'inertie et le comportement du matériau qui dépend de la vitesse de chargement. Dans le cas où ces effets peuvent être négligés, la situation se ramène au cas quasi-statique.

Le temps est une variable importante à prendre en compte en dynamique. La mécanique de la rupture élastodynamique, pour laquelle le comportement non linéaire du matériau est négligé, a largement été étudiée et des applications pratiques de cette approche sont devenues courantes [14, 16, 109]. Bien qu'ayant des limitations, cette approche reste valide dans de nombreux cas où la zone plastique est limitée en pointe de fissure. Une approche globale fondée sur le facteur d'intensité de contraintes, avec quelques modifications par rapport à celle utilisée en statique, est utilisée pour décrire la propagation de fissure. Afin de tenir compte de la non-linéarité dans le comportement du matériau et de sa dépendance au temps, de nombreuses études se sont intéressées à la généralisation de l'intégrale de contour  $J$  de manière à tenir compte de l'inertie du matériau et de la viscoplasticité [110-112].

En rupture dynamique se distinguent des problèmes relatifs à des structures comportant des fissures stationnaires et soumises à des chargements rapidement variables et des problèmes concernant des structures soumises à des chargements quasi-statiques dans lesquelles les fissures se propagent à grande vitesse. Le premier cas correspond à la mécanique de la rupture appliquée à des chargements transitoires. Dans ce cas, le niveau du chargement appliqué ne suffit pas à décrire correctement la concentration des contraintes en pointe de fissure. L'aspect temporel du chargement appliqué doit être pris en compte. Notre étude se réfère plus particulièrement au deuxième type de problème avec une propagation de fissure de clivage à une vitesse atteignant jusqu'à  $1000 \text{ m/s}$ .

#### 3.1. Fissure stationnaire chargée en dynamique

Il s'agit des problèmes de chargement réalisé par choc sur des structures fissurées. On s'intéresse dans ce cas à l'impact du chargement dynamique sur le critère d'amorçage. Le champ asymptotique des contraintes est analogue à la relation (7) à l'exception que  $K_I$  est remplacé par le facteur d'intensité des contraintes dynamique  $K_I^{dyn}$  qui incorpore les effets dynamiques. Chen [113] met en évidence l'importance de la prise en compte des aspects dynamiques au travers d'une étude sur une plaque fissurée mise en charge par un échelon de contrainte de traction. Alors que le facteur d'intensité des contraintes dynamique diffère de 15 à 30 % pour une fissure finie dans un corps élastique infini par rapport à sa valeur statique [114, 115], il montre que la différence est bien plus grande pour la configuration testée. D'après la figure 3.1.a, l'écart entre les analyses statique et dynamique atteint jusqu'à 160% en terme de facteur d'intensité des contraintes. Il explique cela par l'importance de la réflexion des ondes au sein de l'éprouvette.



**Figure 3.1.a :** Evolution des facteurs d'intensité des contraintes statique et dynamique [113]

Rossoll [5] et Tanguy [116] ont modélisé l'essai Charpy afin de prédire la courbe de résilience dans le domaine fragile et de la transition fragile-ductile de l'acier de cuve 16MND5. Ce test met en œuvre un mouton-pendule sollicitant par choc un barreau entaillé afin de provoquer sa rupture. Cet essai est caractérisé par une vitesse de sollicitation importante qui est à l'origine d'effets dynamiques importants. La grandeur résultante de cet essai est la résilience  $G$  qui correspond à une énergie absorbée par centimètre carré de section. La réalisation de ce type d'essai est rapportée pour la première fois en 1898. La première simulation numérique de l'essai Charpy (2D, déformation plane) remonte aux travaux de Norris [117] qui montre des vitesses moyennes de déformation en fond d'entaille de  $3000 \text{ s}^{-1}$  et des élévations de température de l'ordre de  $150^\circ\text{C}$  en convertissant l'énergie absorbée en chaleur. Par la mise en œuvre de l'approche locale, les travaux de Rossoll [5] et Tanguy [116] ont permis de réaliser le passage résilience-ténacité depuis le bas du plateau de la courbe de résilience jusqu'au domaine de la transition fragile-ductile. Dans ces travaux, le mécanisme d'endommagement ductile a été modélisé par les modèles de GTN et de Rousselier et la description du déclenchement du clivage a été réalisée à l'aide du modèle de Beremin en prenant en compte une correction de déformation plastique. Dans cette analyse, les déformations plastiques importantes dans la zone de rupture permettent de négliger les termes inertiels du fait de l'amortissement de la propagation des ondes. La courbe de résilience de l'acier 16MND5 est correctement modélisée en 3D jusqu'à la température de  $-80^\circ\text{C}$ . A partir de  $-60^\circ\text{C}$ , une augmentation de la contrainte de clivage apparaissant dans le modèle de Beremin avec la température doit être introduite pour décrire correctement les résultats expérimentaux. Les résultats obtenus sur l'étude du passage résilience-ténacité montrent qu'il est possible de prévoir la ténacité jusqu'à des valeurs de  $170 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$  sans introduire d'augmentation de la contrainte de clivage du modèle de Beremin avec la température.

## 3.2. Propagation rapide de fissure

### 3.2.1. Introduction

En élasticité, la fissure devient instable lorsque le taux de restitution d'énergie ou le facteur d'intensité des contraintes excèdent  $G_c$  ou  $K_{IC}$  (analyse quasi-statique). La figure 3.2.1.a illustre le cas simple où le taux de restitution d'énergie (quasi-statique) augmente linéairement avec la longueur de fissure et où  $G_c$  est constant. D'après le premier principe de la thermodynamique, l'excès d'énergie (hachurée sur la figure 3.2.1.a) est convertie en énergie cinétique. L'amplitude de cette énergie cinétique dicte alors l'évolution de la vitesse de propagation.

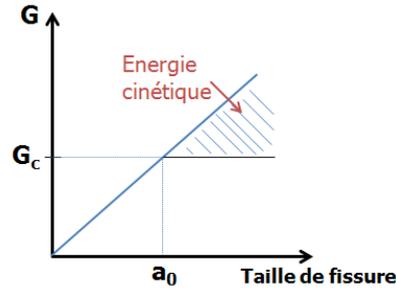


Figure 3.2.1.a : Evolution linéaire du taux de restitution d'énergie  $G$  pour une propagation instable de fissure avec mise en évidence de l'énergie cinétique

De nombreuses études [118-120] ont montré que les analyses utilisées pour décrire la propagation de fissure devaient prendre en compte l'effet de l'énergie cinétique. Ainsi, le taux de restitution d'énergie en dynamique, incluant l'énergie cinétique  $E_k$ , s'exprime par la relation (I.47).

$$G^{dym} = -\frac{dP}{dA} - \frac{dE_k}{dA} \quad (I.47)$$

### 3.2.2. Vitesse de propagation

Les travaux de Mott [121] ont cherché à caractériser la relation entre  $E_k$  et la vitesse de propagation  $V$  de la fissure. Il considère une fissure, de longueur  $2a$ , au sein d'une plaque infinie, dont le comportement est élastique, soumise à une contrainte de traction  $\sigma$ . Il suppose que les déplacements sont proportionnels à la taille de la fissure et aux déformations du fait de la nature élastique du comportement du matériau. En supposant une épaisseur unité de la plaque, Mott montre que l'énergie cinétique  $E_k$  s'exprime selon la relation (I.48).

$$E_k = \frac{1}{2} k \rho a^2 V^2 \left( \frac{\sigma}{E} \right)^2 \quad (I.48) \quad \text{où } k \text{ est une constante et } \rho \text{ est la densité du matériau.}$$

A partir de la relation (I.47), nous obtenons la formule (I.49).

$$G^{dym} = \frac{1}{2} \frac{d}{da} \left[ \frac{\pi \sigma^2 a^2}{E^2} - \frac{k}{2} \rho a^2 V^2 \left( \frac{\sigma}{E} \right)^2 \right] = 2w_f \quad (I.49) \quad \text{où } w_f \text{ est le travail à rupture.}$$

D'après les travaux [8, 9, 19], la contrainte à rupture suit la relation (I.50). A l'amorçage,  $E_k = 0$  et  $a_0$  est la longueur à partir de laquelle il y a rupture (I.51).

$$\sigma_f = \left( \frac{2Ew_f}{\pi a} \right)^{1/2} \quad (I.50) \quad a_0 = \frac{2Ew_f}{\pi \sigma^2} \quad (I.51)$$

Connaissant (I.51) et résolvant l'équation (I.49), différentes études [121-123] ont montré que la vitesse de propagation de la fissure est donnée par (I.52).

$$V = \sqrt{\frac{2\pi}{k}} c_0 \left( 1 - \frac{a_0}{a} \right) \quad (I.52) \quad \text{avec } c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Roberts et Wells [124] ont estimé la valeur de  $\sqrt{\frac{2\pi}{k}}$  à 0,38. Ainsi, d'après (I.52), les auteurs mettent en évidence l'atteinte d'une vitesse limite de propagation de fissure de l'ordre de  $0,38c_0$  lorsque  $a$  devient important par rapport à  $a_0$ . Cette estimation est en bon accord avec les vitesses de propagation

expérimentales dans les métaux qui varient entre  $0,2$  et  $0,4 c_0$  [125]. Freund [126] a montré que la vitesse de propagation dynamique d'une fissure dans un milieu infini est donnée par (I.53).

$$V = c_R \left(1 - \frac{v_0}{a}\right) \quad (I.53)$$

où  $c_R$  est la vitesse des ondes surfaciques de Rayleigh. Ainsi, selon Freund, la vitesse limite de propagation de fissure est de  $2900 \text{ m/s}$  pour un acier où  $v = 0,3$ . Cependant, les valeurs expérimentales sont bien plus faibles.

L'analyse de Freund conduit à une vitesse limite de propagation plus grande ( $0,57c_0$ ) que l'estimation de Roberts et Wells. La notion de vitesse limite de propagation de fissure remonte aux observations faites en 1938 par Schardin et Struth sur du verre inorganique en faisant propager une fissure via un chargement par choc [127]. Cette vitesse limite de propagation est inférieure à  $c_R$ . Schardin [128] a cherché à mettre en évidence l'existence d'une vitesse limite caractéristique du matériau qui peut être considéré comme une constante physique. Il montre que les vitesses limites de propagation varient entre  $0,4c_R$  et  $0,6c_R$  suivant la composition chimique des verres inorganiques. Cotterell [129] considère que la vitesse limite de propagation est due aux propriétés du matériau. Selon Ravi-Chandar et Knauss [130], la différence dans les vitesses observées s'explique par les mécanismes de rupture qui se produisent dans la zone effective de rupture. D'autres auteurs ont confirmé l'importance des mécanismes de rupture pour justifier l'existence d'une vitesse limite de propagation [131-136].

De nombreux travaux se sont intéressés à la rupture dynamique du verre. Cette dernière est à l'origine de la présence de trois zones distinctes sur la surface de rupture. Dans un premier temps, il y a une zone miroir qui est lisse, suivi d'une « mist zone » et d'une « hackle zone » pour lesquelles des faciès de rupture rugueux sont observés. De nombreuses études ont cherché à caractériser une particularité des faciès de rupture, à savoir les marques coniques qui ont été observées sur différents matériaux au niveau de la « mist zone » (figure 3.2.2.a).

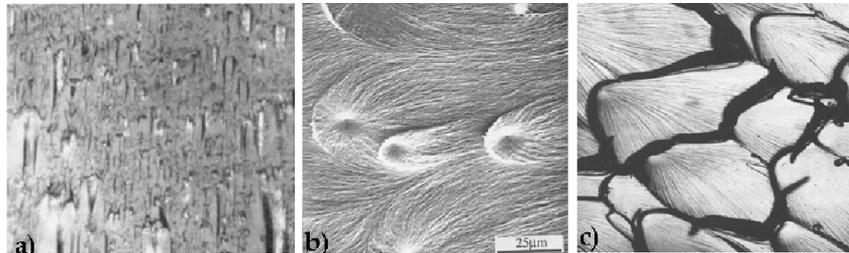


Figure 3.2.2.a : Marques coniques observées sur du verre (a), du polystyrène (b) et du polyuréthane (c) [137, 138]

Ces marques s'expliquent par l'interaction de fissures. Smekal [139] considère qu'une première fissure se propage, puis un défaut en amont du front de fissure va constituer un germe de fissure secondaire à cause du champ de contrainte local. La deuxième fissure n'est généralement pas dans le même plan que la première. Lorsque les deux fronts de fissure interagissent en temps et en espace, le ligament de matière les séparant se rompt en formant des marques coniques sur le faciès de rupture. Yang et Ravi-Chandar [140] justifient l'origine de ces marques par la présence de microcavités prenant naissance sur des nanodéfauts du fait de la propagation rapide de la fissure principale. Fineberg et al [141, 142] ont montré que des fissures se propageant au-delà de  $0,36c_R$  dans du PMMA sont associés à des oscillations de la vitesse de propagation dues à la formation de microfissures à partir de la fissure principale. Les auteurs suggèrent que l'instabilité du trajet de fissuration est la raison d'une vitesse limite de propagation du fait de l'augmentation de l'énergie nécessaire à la propagation de la fissure.

Des études de Guerra et al [143-145] sur la rupture fragile du PMMA ont mis en évidence trois régimes de vitesse :

- $v \ll v_a$  : la surface de rupture est lisse sans marque conique,

- $v_a < v < v_b$  : des marques coniques sont observées,
- $v > v_b$  : il y a la présence de marques coniques ainsi que des micro-branchements de fissures sur les surfaces de l'éprouvette.

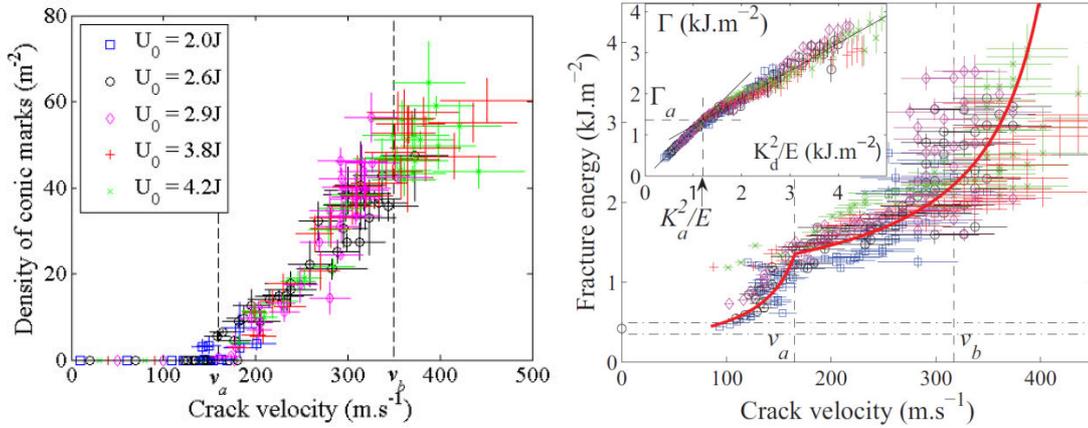


Figure 3.2.2.b : Evolution de la densité de marques coniques et de l'énergie à rupture  $\Gamma$  en fonction de la vitesse de propagation de la fissure [143, 145]

La figure 3.2.2.b montre la variation de la densité de marques coniques et de l'énergie à rupture  $\Gamma$  selon la vitesse de propagation de la fissure. Les vitesses de propagation sont obtenues à l'aide de jauges à brins, le calcul du facteur d'intensité des contraintes est réalisé à l'aide de calculs EF en 2D et l'énergie à rupture est calculée selon la formule (I.54).

$$\Gamma = \left( \frac{1 - v^2}{c_R} \right) \frac{K^2(c)}{E} \quad (I.54)$$

où  $K(c)$  est le facteur d'intensité des contraintes quasi-statique pour une fissure de longueur  $c$ .

Les auteurs montrent que l'énergie de rupture augmente fortement à partir de la vitesse  $v_a \approx 0.23 \times c_R \approx 165 \frac{m}{s}$  (figure 3.2.2.b). Ils considèrent que les marques coniques sont rendues possibles à partir du moment où plusieurs microfissures ont le temps de se développer en amont du front de la fissure principale. Ces microfissures en amont du front de fissure principal s'expliquent par la nucléation et l'activation de sites secondaires du fait de champ de contrainte en pointe de fissure. Chaque microfissure se développe radialement et leur intersection provoque la formation de marques coniques. La figure 3.2.2.c montre la vitesse de la fissure principale et des fissures microscopiques pour des niveaux de chargement croissants de  $a$  à  $f$ . Les auteurs montrent que toutes les microfissures se propagent à la même vitesse d'environ 200 m/s, indépendamment du niveau de force appliquée pour ouvrir la fissure principale. Le comportement observé à l'échelle microscopique est très différent de celui observé à l'échelle macroscopique, où la vitesse de propagation augmente avec la force, celle-ci pouvant atteindre 450 m/s. Ce n'est que par un effet géométrique de rencontre de ces multiples microfissures que la rupture globale est finalement si rapide. Finalement, lorsque la vitesse de propagation macroscopique est supérieure à  $v_a$ , la fissure principale progresse via la coalescence de microfissures se propageant à une vitesse  $v_a$ . Les auteurs considèrent que les microfissures permettent d'augmenter la vitesse macroscopique de propagation. Ce type de mécanisme ne peut pas être exclu pour les aciers. Cependant, il est plus délicat d'identifier des sites secondaires sur les faciès de rupture d'acier que sur du PMMA où des marques coniques sont nettement distinctes.

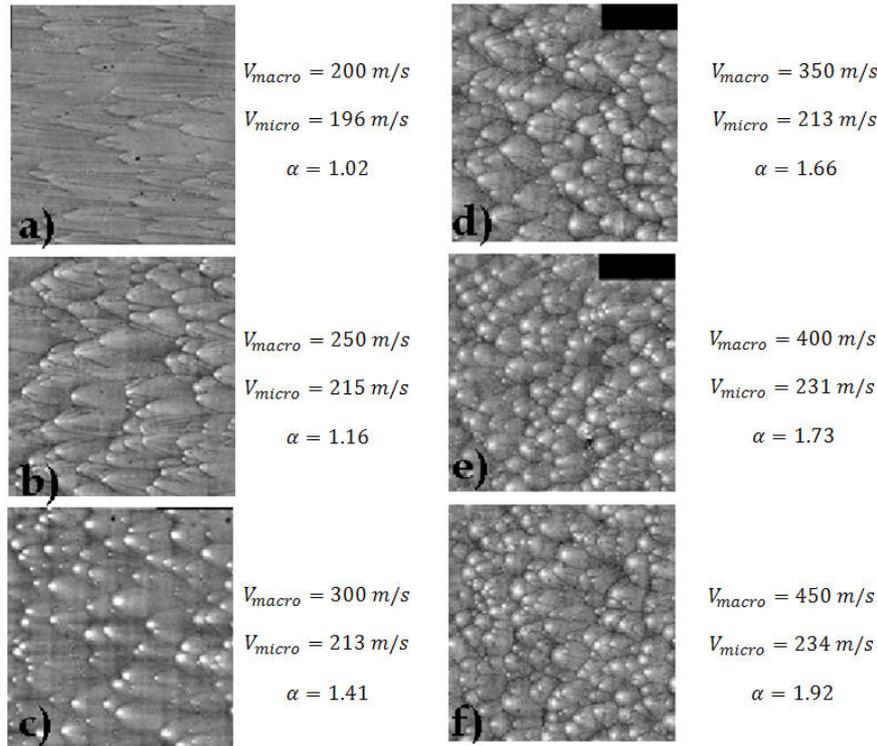


Figure 3.2.2.c : Faciès de rupture pour différentes vitesses macroscopiques  $V_{macro}$  : 200 m/s (a), 250 m/s (b), 300 m/s (c), 350 m/s (d), 400 m/s (e) et 450 m/s (f) [143]

### 3.2.3. Analyse élasto-dynamique

La détermination des champs de contrainte en avant d'une fissure se propageant à vitesse constante a fait l'objet de nombreuses publications [146, 147]. Les auteurs montrent la présence d'une singularité en  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  pour une fissure se propageant mais la dépendance angulaire des champs de contraintes, déformations et déplacements est fonction de la vitesse de propagation. Freund et Clifton [148] et Nilsson [149] ont montré par la suite que la solution déterminée à vitesse constante était valide dans tous les cas et les quantités en pointe de fissure sont fonction de la vitesse instantanée de fissure. Les développements présentés ici présentent le cas général où la vitesse de la fissure peut varier.

En mécanique de la rupture dynamique et pour un matériau élastique linéaire, l'équation d'équilibre est remplacée par l'équation du mouvement (I.55) (absence de forces de volume).

où  $\rho$  est la densité,  $\mu$  et  $\lambda$  sont les coefficients de Lamé.

D'après Freund et Clifton [148], les expressions du champ de contraintes en pointe de fissure en mode I sont données par (I.56), (I.57), (I.58) et (I.59).

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I^{dyn}(\epsilon)}{\sqrt{2\pi r}} \sum_{ij}^I(\theta, d) + \sigma_{ij}^1 + \mathcal{O}(1) \quad (I.56)$$

avec les fonctions :

$$\sum_{xx}^I = \frac{1}{D(t)} \left\{ (1 + \alpha_s^2)(1 + 2\alpha_d^2 - \alpha_s^2) \frac{\cos \theta_d}{\sqrt{Y_d}} - 4\alpha_s \alpha_d \frac{\cos \theta_d}{\sqrt{Y_s}} \right\} \quad (I.57)$$

$$\sum_{xy}^I = \frac{2\alpha_d(1 + \alpha_s^2)}{D(t)} \left\{ \frac{\sin \theta_d}{\sqrt{Y_d}} - \frac{\sin \theta_s}{\sqrt{Y_s}} \right\} \quad (I.58)$$

$$\sum_{yy}^I = -\frac{1}{D(t)} \left\{ (1 + \alpha_s^2)^2 \frac{\cos \theta_d}{\sqrt{Y_d}} - 4\alpha_s \alpha_d \frac{\cos \theta_d}{\sqrt{Y_s}} \right\} \quad (I.59)$$

où  $D(t) = 4\alpha_d \alpha_s - (1 + \alpha_d^2)^2$  ;  $Y_d = \sqrt{1 - \left(\frac{V \sin \theta}{c_d}\right)^2}$  ,  $\tan \theta_d = \alpha_d \tan \theta$  et  $Y_s = \sqrt{1 - \left(\frac{V \sin \theta}{c_s}\right)^2}$  ,

$\tan \theta_s = \alpha_s \tan \theta$  ,  $\alpha_d = \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c_d}\right)^2}$  ,  $\alpha_s = \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c_s}\right)^2}$  avec  $c_d$  et  $c_s$  représentant respectivement les vitesses de propagation des ondes planes de dilatation et de cisaillement telles que :

$c_d = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}$  et  $c_s = \frac{\mu}{\rho} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}$  en déformation plane. Ces vitesses ne dépendent que des caractéristiques physiques du matériau. A température ambiante, pour un acier, avec  $E = 200 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0,3$  et  $\rho = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$ , ces vitesses sont telles que  $c_d = 5880 \text{ m.s}^{-1}$  et  $c_s = 3150 \text{ m.s}^{-1}$ .

Le champ de déplacement prend la forme donnée par l'équation (I.60).

$$u_i = u_i(r^0) + \frac{K_I^{\text{dyn}}(t)}{\mu\sqrt{2\pi}} r^{1/2} U_i^I(\theta, \dot{a}) + u_i(r^1) + \dots \quad (I.60)$$

avec les fonctions suivantes :

$$U_x^I = \frac{1}{D(t)} \left[ 2(1 + \alpha_s^2)\sqrt{Y_d} \cos\left(\frac{\theta_d}{2}\right) - 4\alpha_d \alpha_s \sqrt{Y_s} \cos\left(\frac{\theta_s}{2}\right) \right] \quad (I.61)$$

$$U_y^I = \frac{1}{D(t)} \left[ -2\alpha_d(1 + \alpha_s^2)\sqrt{Y_d} \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right) + 4\alpha_d \sqrt{Y_s} \sin\left(\frac{\theta_s}{2}\right) \right] \quad (I.62)$$

La singularité en  $r^{-1/2}$  est conservée par rapport au cas statique, mais seules les dépendances angulaires sont modifiées. Le facteur d'intensité des contraintes dépend de la vitesse de la fissure. La vitesse des ondes de Rayleigh  $c_R$  (inférieure à  $c_d$  et  $c_s$ ), annule le dénominateur  $D(t)$ . Il s'agit d'ondes se propageant parallèlement à la surface libre du milieu et s'amortissant en profondeur. Cette vitesse s'exprime selon la relation (I.63). Avec les caractéristiques de l'acier mentionnées précédemment,  $c_R = 2900 \text{ m.s}^{-1}$ .

$$c_R = \frac{(0,862 + 1,14\nu)}{(1 + \nu)} c_s \quad (I.63)$$

Pour une fissure en propagation, le facteur d'intensité dynamique des contraintes en mode I  $K_I^{\text{dyn}}(t)$  s'exprime par la relation (I.64).

$$K_I^{\text{dyn}}(t) = \lim_{x \rightarrow 0^+} \sqrt{2\pi x} \sigma_{yy}(x, y = 0, t) \quad (I.64)$$

Il s'agit de la généralisation de la notion de facteur d'intensité des contraintes statique aux problèmes dynamiques. Cependant, alors qu'en statique, le même facteur d'intensité des contraintes sert à caractériser le champ des contraintes et des déplacements, il est nécessaire d'introduire en dynamique le facteur d'intensité cinématique (I.65).

$$K_I^{cin} = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{E}{4(1-\nu^2)} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} u_y(\theta, \pi, \nu) \quad (I.65)$$

Les facteurs d'intensités dynamique et cinématique sont reliés entre eux par la relation (I.66).

$$K_I^{cin} = f_I(V) K_I^{dyn} \quad (I.66) \quad \text{avec} \quad f_I(V) = \frac{\alpha_d(1-\alpha_d^2)}{D(t)(1-\nu)} = \frac{4\alpha_d(1-\alpha_d^2)}{(\kappa+1)D(t)}$$

En statique, les deux facteurs d'intensité sont égaux tels que  $K_I^{cin} = K_I^{dyn} = K_I^{stat}$  car  $\lim_{\alpha \rightarrow 0} f_I(V) = \frac{2}{\kappa+1} \frac{c_d^2}{c_d^2 - c_s^2} = \frac{4-4\nu}{\kappa+1} = 1$  car  $\kappa = 3-4\nu$  en déformation plane. En mode I, une relation du même type qu'en statique (I.8) existe entre  $K_I^{dyn}$  et  $G^{dyn}$  (I.67).

$$G^{dyn} = \frac{(1-\nu^2)}{E} (K_I^{dyn}) (K_I^{cin}) \quad (I.67)$$

La figure 3.2.3.a présente l'évolution du rapport  $\frac{K_I^{dyn}}{K_I^{cin}}$  en fonction de la vitesse  $V$  de propagation dans un acier ayant les propriétés énoncées précédemment à la température ambiante. Ce rapport est toujours inférieur à 1 et la différence entre ces paramètres devient significative à partir de  $500 \text{ m.s}^{-1}$ .

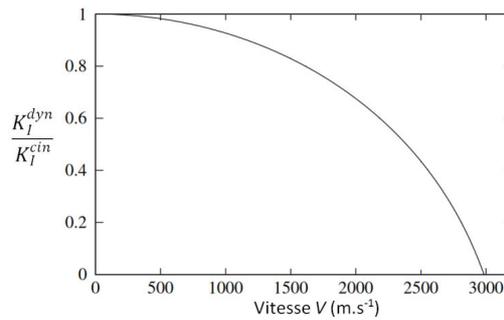


Figure 3.2.3.a : Evolution de  $\frac{K_I^{dyn}}{K_I^{cin}}$  en fonction de la vitesse de propagation  $V$  de la fissure [16]

L'évolution angulaire des composantes du champ des contraintes en pointe de fissure peut être matérialisée par les variations de la contrainte d'ouverture  $\sigma_{\theta\theta}$ , par la contrainte principale maximale

$\sigma_{I_{max}}$  ou encore par la contrainte de cisaillement maximale  $\tau_{max}$  (figure 3.2.3.b,  $Z = \frac{K_I^{dyn}(\theta)}{\sqrt{2\pi r}}$ ).

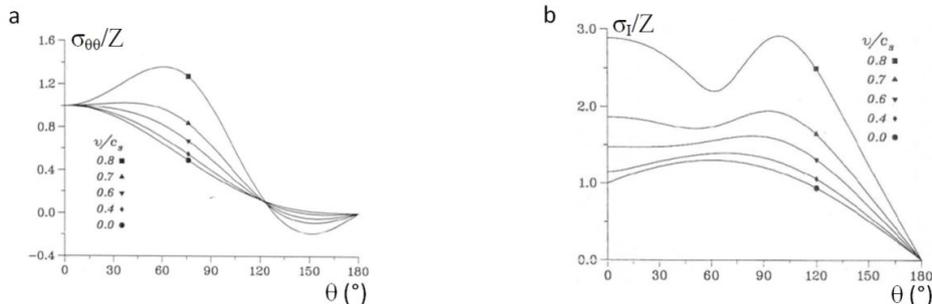


Figure 3.2.3.b : Evolution angulaire de  $\sigma_{\theta\theta}$  et  $\sigma_{I_{max}}$  pour plusieurs vitesses de fissure normalisées [16]

D'après la figure 3.2.3.b.a, à l'amorçage et à faible vitesse de propagation, le maximum de l'intensité des contraintes circonférentielles est dans le prolongement de la fissure ( $\theta = 0^\circ$ ). Au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse de propagation, il y a une homogénéisation des contraintes autour de  $\theta = 0^\circ$  avec une courbe qui présente un plateau. La fissure peut alors bifurquer suivant la présence ou non

de défauts dans une direction proche de  $\theta = 0^\circ$ . La propagation de fissure rectiligne est favorisée pour des vitesses de propagation inférieures à 60% de  $c_s$ , soit  $1800 \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas de l'acier. Les vitesses expérimentales maximales atteintes sont de l'ordre de  $1000 \text{ m.s}^{-1}$  dans de l'acier. Au-delà de cette vitesse, le maximum de l'intensité des contraintes circonférentielles est obtenu pour un angle proche de  $60^\circ$ . Cependant, les expériences montrent que les branchements se produisent avec des angles inférieurs à  $60^\circ$ .

Freund définit le taux de restitution d'énergie dynamique comme étant le flux d'énergie absorbée par la pointe de fissure par unité d'avance de la fissure. La figure 3.2.3.c définit le contour  $\Gamma$  tendant vers 0 et l'intégrale flux d'énergie  $F(\Gamma)$ . Cette dernière traduit la somme de l'énergie mécanique qui traverse  $\Gamma$  et de l'énergie résultant des actions extérieures agissant sur ce contour. L'intégrale  $J_{dyn}$  s'écrit sous la forme (93). En dynamique, l'intégrale  $J_{dyn}$  (I.68) n'est pas indépendante du contour d'intégration.

$$J_{dyn} = \frac{F(\Gamma)}{\dot{a}} = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \int_{\Gamma} \left[ (w + T) dy - \sigma_{ij} n_j \frac{\partial u_i}{\partial x} ds \right] \quad (I.68)$$

où  $w$  et  $T$  sont respectivement les densités d'énergie de déformation et cinétique.

$$w = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (I.69)$$

$$T = \frac{1}{2} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (I.70)$$

L'équation (I.68) a été exprimée sous différentes formes dans les analyses numériques [181-184]. Ces différentes expressions de l'intégrale  $J_{dyn}$  existent à cause des hypothèses de stationnarité locale et des passages à la limite des domaines d'intégration. Leur évaluation numérique donne en général des valeurs très proches.

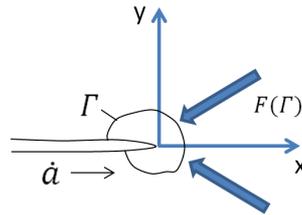


Figure 3.2.3.c : Définition du contour  $\Gamma$  en pointe de fissure qui avance à la vitesse  $\dot{a}$

### 3.2.4. Critères fondés sur un paramètre global caractérisant la sollicitation en pointe de fissure

La propagation se produit tant que le facteur d'intensité des contraintes dynamique  $K_I^{dyn}$  est supérieur à la ténacité dynamique du matériau  $K_{ID}$  (fonction de la vitesse de la fissure  $V$  et de la température  $T$ ) qui est elle-même supérieure à la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  (I.69).

$$K_I^{dyn} \geq K_{ID}(V, T) > K_{Ia} \quad (I.69)$$

En élasto-dynamique, différentes études ont cherché à quantifier  $K_I^{dyn}$ . Broberg [150] a établi une solution analytique au problème de propagation de fissure à vitesse constante dans un milieu élastique infini soumis à un chargement constant de traction sur les lèvres de la fissure (I.70).

$$K_I^{dyn}(t, V) = \frac{I R \alpha^2 c_s^2}{\sqrt{1 - (V/c_s)^2}} K_I^{stat} \quad (I.70)$$

où  $R$  et  $I$  sont fonction de la vitesse de propagation  $V$  et des vitesses caractéristiques du matériau.

Plusieurs études [146, 148, 149, 151-154] donnent la formule (I.71).

$$K_I^{dyn}(t, V) = k(V)K_I^{stat} \quad (I.71)$$

où  $k$  est une fonction universelle (car indépendante du chargement) de la vitesse  $V$  de la fissure. La fonction  $k(V)$  vaut 1 pour  $V = 0$  et décroît vers 0 quand  $V$  approche la valeur  $c_R$ . Rose [155] et Freund [16] proposent les expressions (I.72) et (I.73) pour  $k$ .

$$k(V) = \left(1 - \frac{V}{c_R}\right) \sqrt{1 - hV} \quad (I.72) \quad \text{où } h \text{ est fonction de } c_s \text{ et } c_d$$

$$k(V) = \frac{1 - V/c_R}{\sqrt{1 - V/c_d}} \quad (I.73)$$

Considérons l'amorçage d'une fissure à partir d'une valeur critique  $K_I^{stat}(t_{critique}) = K_{Ic}$ . A partir de cet instant, la fonction  $k(V)$  est inférieure à 1, ce qui signifie que  $K_I^{dyn}$  va diminuer au cours de la propagation de la fissure. Dans ce cas, le facteur d'intensité des contraintes devient inférieur à sa valeur critique initiale, ce qui doit être à l'origine de son arrêt. Cette approche suggère que la propagation se produit avec une augmentation de la vitesse de la fissure afin de maintenir le niveau de chargement en pointe de fissure ou bien que le critère d'amorçage de la fissure diffère de celui de propagation. La relation (I.71) ne s'applique que pour des corps infinis ou bien pour des temps très courts. En effet, cette relation ne tient pas compte de la réflexion des ondes élastiques qui peut avoir un effet significatif sur les champs mécaniques en pointe de fissure. En se fondant sur une analyse énergétique, Freund [16] montre, pour une pièce infinie ou bien pour des temps très courts, que le taux de restitution d'énergie dynamique s'exprime par la relation (I.74).

$$G^{dyn}(V) = g(V)G^{stat} \quad (I.74) \quad \text{avec} \quad g(V) = 1 - \frac{V}{c_R} \quad (I.75)$$

où  $g$  est une fonction universelle de la vitesse  $V$  de la fissure. De même que  $k(V)$ , la fonction  $g(V)$  vaut 1 pour  $V = 0$  et décroît vers 0 quand  $V$  approche la valeur  $c_R$ .

Finalement, Freund obtient la relation (I.76) entre  $K_I^{dyn}$  et  $G^{dyn}$  qui est fonction de  $V$ .

$$G^{dyn} = A(V) \frac{(K_I^{dyn}(t, V))^2}{E'} \quad (I.76) \quad \text{avec} \quad A(V) = \left[ \left(1 - \frac{V}{c_R}\right) (1 - hV) \right]^{-1}$$

La ténacité dynamique peut être mesurée en fonction de la vitesse de propagation de la fissure  $V$  au moyen de systèmes optiques, tels que la photoélasticité [156] et la méthode des caustiques [157]. Pour de faibles vitesses de propagation de fissure, la ténacité dynamique  $K_I^{dyn}$  est peu sensible à la vitesse  $V$  (figure 3.2.4.a.a).  $K_I^{dyn}$  augmente asymptotiquement lorsque  $V$  approche une valeur limite [158, 159] (figure 3.2.4.a.b). La figure 3.2.4.a.b montre que la ténacité à l'arrêt dynamique  $K_{IA}^{dyn}$  augmente et  $V_I$  diminue lorsque la ténacité dynamique  $K_I^{dyn}$  du matériau augmente [160]. Les tendances des deux graphiques de la figure 3.2.4.a ont à la fois été observées expérimentalement (figure 3.2.4.b) et numériquement [160-162]. La relation  $K_I^{dyn} = K_{IA}^{dyn}$  est obtenue lorsque la fissure s'arrête, c'est-à-dire  $V = 0$ . Une des explications proposée est que pour une fissure immobile au sein d'un matériau élasto-plastique soumis à un chargement monotone, il y a d'abord un émoussement de la pointe de fissure et la formation de zones plastiques. Une fissure en propagation tend à être plus aigüe et à présenter des zones plastiques plus petites qu'une fissure immobile. En conséquence, plus d'énergie est nécessaire pour amorcer la rupture d'une fissure immobile que pour maintenir la propagation d'une fissure aigüe.

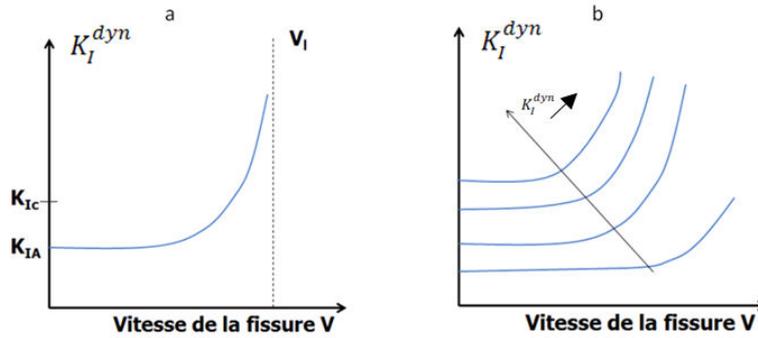


Figure 3.2.4.a : Evolution de la ténacité dynamique avec la vitesse de propagation de la fissure [158-160]

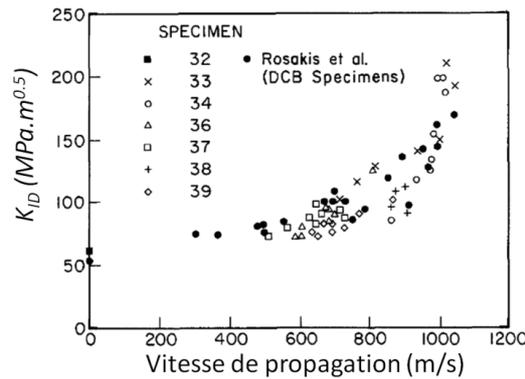


Figure 3.2.4.b : Evolution de la ténacité dynamique de l'acier 4340 en fonction de la vitesse de la fissure [162]

La dépendance de  $K_I^{dyn}$  à  $V$  peut s'exprimer par les relations empiriques (I.77) et (I.78) [14, 163].

$$K_I^{dyn} = \frac{K_{IA}^{dyn}}{1 - \left(\frac{V}{V_l}\right)^m} \quad (I.77) \quad K_I^{dyn} = K_{IA}^{dyn} \cdot (T - RT_{NDT}) + A \cdot (T - RT_{NDT})V^2 \quad (I.78)$$

où  $V_l$  est la vitesse limite de la fissure dans le matériau et  $m$  et  $A$  sont des constantes déterminées expérimentalement.

### 3.2.5. Travaux de Iung et Bouyne

Iung [164] a étudié la propagation et l'arrêt de fissure dans l'acier X65 ferrito-perlitique pour gazoduc à partir d'un essai isotherme sur anneau développé au Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris. L'éprouvette, comportant une fissure à l'équateur en peau externe, est sollicitée en compression à ses pôles en mode I. Le facteur d'intensité des contraintes croît lorsque la fissure avance ce qui produit une rupture instable puis décroît jusqu'à l'arrêt de fissure. Vingt-six anneaux ont été testés à  $-196^\circ\text{C}$  pour étudier la propagation de fissure par clivage.

Les essais réalisés mettent en évidence que le régime établi de la propagation se déroule à une vitesse stable comprise entre 500 m/s et 900 m/s. L'analyse numérique en dynamique de l'essai sur anneau a été effectuée sur le code de calcul Abaqus. La valeur du facteur d'intensité des contraintes dynamique calculée est toujours inférieure à celle statique. L'écart est d'autant plus faible que la vitesse de propagation est faible. Iung [164] montre que cet écart est négligeable pour des vitesses de l'ordre de 200 m/s.

L'observation des surfaces de rupture au MEB montre une grande majorité de grains clivés et des « bandes de matière qui semblent avoir été déchirées de manière ductile ». De plus, Iung montre que

des ligaments, non rompus, restent en arrière du front de fissure lorsqu'on s'approche de la zone d'arrêt de la fissure. L'auteur considère que ces ligaments non rompus ont une influence sur la ténacité à l'arrêt et il cherche à relier la dispersion des valeurs de ténacité à l'arrêt aux ligaments non rompus.

Le modèle développé s'inspire de celui de Rosenfield et Majumdar [165] et des travaux de Hahn [166]. Les travaux de Rosenfield et Majumdar [165] considèrent que l'énergie dissipée durant la propagation de fissure de clivage est consommée par la création de nouvelles surfaces de rupture et la rupture de ligaments. Les auteurs décrivent un modèle de ré-initiation de fissure de clivage à cause de l'observation fractographique de ligaments de matière non rompus durant la propagation. Le modèle, présenté sur la figure 3.2.5.a, suppose que la longueur de la fissure est plus grande que la région de longueur  $d$  ayant des ligaments. Bien que les observations fractographiques mettent en évidence des variations de fraction de ligaments non rompus en arrière du front de fissure, le modèle suppose que la fraction de ligaments est uniforme sur la distance  $d$  en arrière du front de la fissure. La région de longueur  $d$  présente une limite élastique  $Y_0$  qui correspond à la contrainte à rupture  $\sigma_{lig}$  de chaque ligament multipliée par la fraction surfacique  $f$ . Les auteurs expriment la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  selon la formule (I.79).

$$K_{Ia} = K_{Ligaments} = Y_0 \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2} = \sigma_{lig} \cdot f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2} \quad (I.79)$$

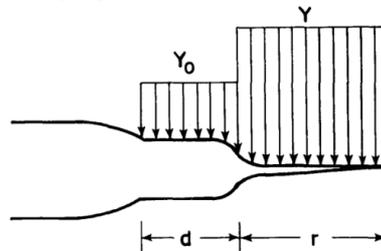


Figure 3.2.5.a : Modèle de Rosenfield et Majumdar [165]

Jung, se fondant sur le modèle de Rosenfield et Majumdar [165], exprime  $K_{Ilg}$  sous la forme (I.80). A partir des valeurs de ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$ , déterminées par l'analyse statique préconisée par l'ASTM,

l'auteur met en évidence une relation linéaire entre  $K_{Ia}$  et le paramètre  $f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2}$ , ce qui lui permet d'estimer  $\sigma_{lig}$  à 2500 MPa. Ce modèle relie de manière prédictive la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  à la présence de ligaments non rompus.

$$K_{Ia} = K_{Ligaments} = \sigma_{lig} \cdot f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2} \quad (I.80)$$

où  $f$  est la fraction surfacique de ligaments et  $d$  la distance sur laquelle se trouvent les ligaments non rompus.

Par la suite, l'analyse des valeurs de ténacité à l'arrêt a permis à Bouyne [167] de préciser les mécanismes en jeu dans la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans l'acier  $2^{1/4}Cr - 1 Mo$  à partir d'essais isothermes sur anneaux, d'essais de choc thermique sur anneaux et d'essais sur éprouvettes Compact Crack Arrest. Une partie de l'énergie apportée en pointe de fissure est consommée par déformation dans la zone plastique et l'autre partie sert à créer les surfaces de rupture par clivage et déchirure des ligaments non rompus à l'arrière du front de fissure.

### 3.2.6. Critère proposé par Hajjaj et al et Dahl et al

Hajjaj [4] a utilisé un critère en contrainte critique dans le contexte d'une analyse élasto-viscoplastique pour modéliser des essais de choc thermique sur disque en acier de cuve 18MND5 afin d'étudier la propagation dynamique et l'arrêt de fissure de clivage [4, 168]. Le gradient thermique dans le rayon de l'éprouvette est important avec des températures en surfaces externe et interne variant de  $-196^{\circ}C$  à

400°C. Le comportement élasto-viscoplastique suit une loi de Cowper-Symonds (I.81) dont les paramètres ont été identifiés par Rossoll [5] sur l'acier 16MND5 et confirmés par Hajjaj [4] avec des essais sur barres d'Hopkinson.

$$\sigma(\dot{\epsilon}^{in}, \epsilon^{in}, T) = \sigma^{stat}(\epsilon^{in}, T) \left[ 1 + \left( \frac{\dot{\epsilon}^{in}}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \quad (I.81)$$

où  $D = 10^8 s^{-1}$  et  $p = 12$ .

La dépendance en température de la contrainte critique  $\sigma_c(T)$  est fondée sur l'évolution de la ténacité à l'arrêt  $K_{IR}(T)$  du code RCCM (I.82). L'influence de la température sur la variation de la contrainte critique peut masquer la dépendance à la vitesse de déformation. Afin de rendre compte de la décélération en fin de propagation,  $\sigma_c(T)$  évolue de telle sorte que le critère croise la courbe du chargement lors du ralentissement de la fissure. Le critère  $\sigma_c(T)$  est appliqué après avoir forcé la rupture des premiers éléments sur 1 mm. Il est nécessaire d'imposer la rupture des premiers éléments car la courbe  $\sigma_c(T)$  identifiée surestime le champ de contrainte dans la zone d'amorçage. L'auteur montre à partir de modélisations 2D et 3D que le critère permet de simuler correctement les sauts de fissure pour différentes longueurs initiales de fissure malgré des cinétiques de fissuration parfois surestimées au début de la phase de propagation (figure 3.2.6.a).

$$\sigma_c(T) = A \cdot K_{IR} = 29.43 + B e^{[0.026(T - RT_{NDT} + 88.8)]} \quad (I.82)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes identifiées sur un essai de choc thermique.

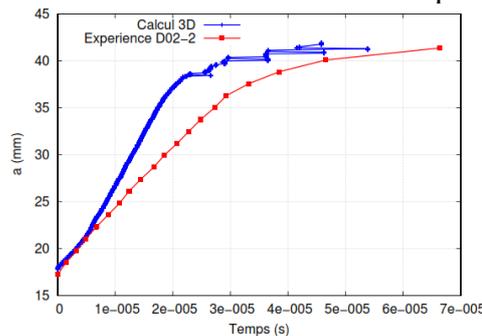


Figure 3.2.6.a : Comparaison des évolutions expérimentale et numérique de l'avancée de fissure en fonction du temps [4]

Dahl et al [6, 169] utilise également un critère en contrainte critique pour modéliser des essais de propagation et d'arrêt de fissure isothermes réalisés entre -150°C et -50°C sur des éprouvettes CT et des anneaux en compression en acier 18MND5. Dans cette étude, le critère en contrainte critique gère la propagation et l'arrêt de fissure. Par contre, le début de la propagation de la fissure est imposée à 1000 m/s par une méthode de relâchement des nœuds sur au moins 1 mm. Pour modéliser les essais isothermes, une contrainte critique  $\sigma_c$  est identifiée à chaque température à partir de simulations en se fondant sur les résultats expérimentaux en force ou en ouverture (figure 3.2.6.b). Afin d'identifier la contrainte critique  $\sigma_c$  à une température donnée, plusieurs simulations des essais sont réalisées avec différentes valeurs de  $\sigma_c$ . La valeur de  $\sigma_c$ , qui permet de simuler correctement la vitesse de propagation et le saut de la fissure mesurés expérimentalement sur différents essais, est retenu. Pour chaque température, les valeurs de contraintes critiques identifiées sur anneaux sont plus faibles ( $\approx 20\%$ ) que sur les CT et une augmentation de cette contrainte critique avec la température est observée (figure 3.2.6.b). Les simulations prédictives d'essais sur CT et sur anneau donnent des longueurs à l'arrêt et des cinétiques de propagation correctes. Cependant, la cinétique du début de propagation n'est pas correctement prédite sur quelques essais. La dépendance de la contrainte critique  $\sigma_c$  à la géométrie peut également remettre en cause le choix d'un critère en contrainte critique uniquement fonction de la température.

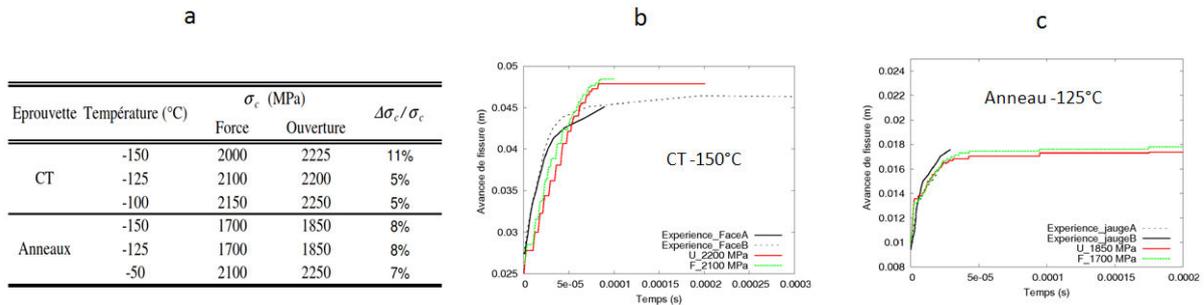


Figure 3.2.6.b :  $\sigma_c(T)$  identifié sur CT et anneaux (a) ; Evolution des avancées de fissure expérimentales et numériques à -150°C sur CT (b) et à -125°C sur anneau (c) [6]

### 3.2.7. Critère proposé par Prabel et al

Prabel et al [7, 170, 171] utilisent un critère de type RKR, dans le cadre d'une analyse élasto-viscoplastique à l'aide de la méthode X-FEM, pour modéliser des essais isothermes à -125°C sur éprouvettes CT et sur anneau en compression. Le matériau étudié est l'acier de cuve 16MND5. Prabel identifie le comportement élasto-viscoplastique du matériau à partir d'essais sur barres d'Hopkinson pour des vitesses de déformation comprises entre  $10^2 s^{-1}$  et  $10^3 s^{-1}$ . Le comportement élasto-viscoplastique du matériau suit une loi de Cowper-Symonds modifiée (I.83) (figure 3.2.7.a). Les coefficients  $H$  et  $p$  dépendent de la température afin de reproduire au mieux les essais réalisés sur barres d'Hopkinson pour la gamme de température étudiée. De plus, le coefficient  $H$  dépend de la déformation plastique afin de reproduire l'effet d'adoucissement thermique. En effet, la chaleur produite par la dissipation plastique élève la température et adoucit le comportement du matériau.

$$\sigma(\dot{\epsilon}^{in}, \epsilon^{in}, T) = \sigma^{static}(\epsilon^{in}, T) \cdot [1 + H \cdot (\dot{\epsilon}^{in})^p] \quad (I.83)$$

avec  $p = 4.25 - 0.015T$  et  $H(T, \epsilon^{in}) = a + b \cdot e^{(-\epsilon^{in}/c)}$  où  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont fonction de la température.

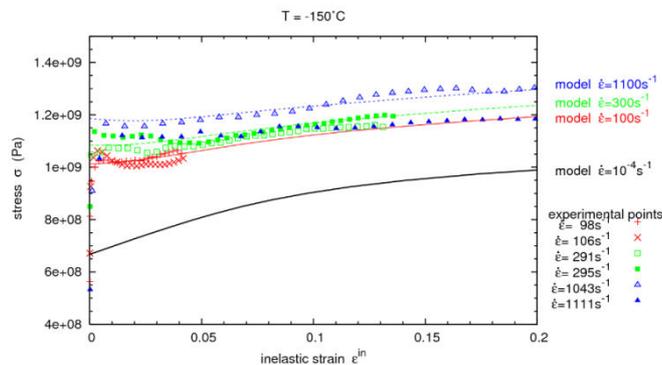


Figure 3.2.7.a : Comparaison avec l'expérience de la loi de Cowper-Symonds modifiée à -150°C [7]

Prabel et al [7, 170, 171] identifient un critère de propagation à partir d'essais réalisés sur CT en imposant les vitesses de propagation expérimentales. La contrainte principale maximale est identifiée à une distance critique de 100  $\mu m$ . La figure 3.2.7.b montre une dépendance de cette contrainte à la vitesse de déformation (I.84). Aux faibles vitesses de déformation, la contrainte obtenue ( $\sigma_{I_{crit}} = 1463 MPa$ ) est proche de la contrainte critique de clivage de l'acier 16MND5 identifiée pour l'amorçage [172]. Cette évolution, utilisée comme critère de propagation pour des analyses prédictives, permet de prédire correctement les avancées de fissure en fonction du temps ainsi que les longueurs à l'arrêt de fissure à la fois sur des éprouvettes CT et sur des anneaux en compression chargés en mode I ou en mode mixte (figure 3.2.7.c).

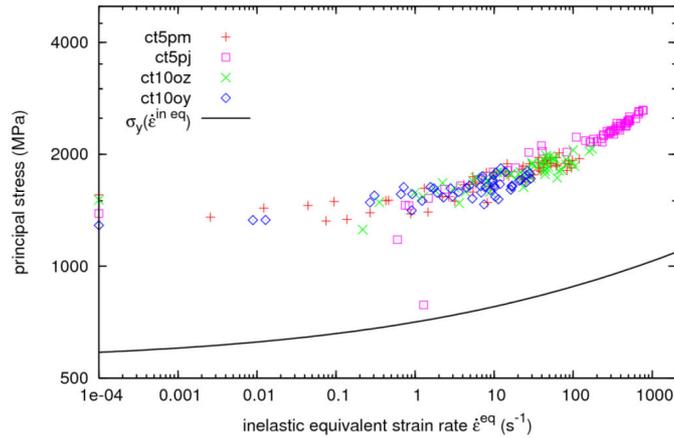


Figure 3.2.7.b : Identification du critère de propagation à -125°C établi par Prabel [7]

avec  $\sigma_{Ic0} = 1463 \text{ MPa}$

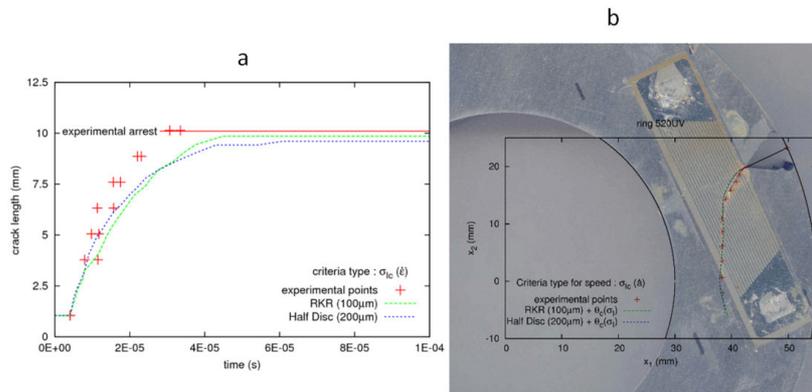


Figure 3.2.7.c : Evolution de l'avancée de fissure en fonction du temps pour un anneau chargé en mode I (a) et en mode mixte (b)

L'hypothèse de déformation plane a été adoptée pour l'ensemble des modélisations réalisées par Prabel [7]. Celle-ci semble justifier pour les anneaux d'épaisseur 25 mm mais elle est plus controversée pour les CT d'épaisseur réduite (5 et 10 mm). Cette hypothèse réduit l'état de plasticité en pointe de fissure et affecte ainsi de manière non négligeable l'état de contrainte. L'utilisation d'une modélisation 3D permettrait de s'affranchir des incertitudes liées aux effets d'épaisseur. Par ailleurs, la dépendance de la contrainte critique de clivage avec la vitesse de déformation doit être validée à d'autres températures.

### 3.3. Arrêt de fissure

#### 3.3.1. Caractérisation de l'arrêt de fissure

Irwin [3] introduit le concept d'arrêt de fissure avec la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  dans le cadre de la mécanique élastique linéaire de la rupture en statique. Les premières études expérimentales de l'arrêt de fissure remontent aux années 50 avec les travaux de Robertson et Pellini [173, 174]. L'arrêt se produit lorsque le facteur d'intensité des contraintes à l'extrémité de la fissure devient inférieur à la ténacité à l'arrêt (I.85).

$$K_I < K_{Ia} : \text{arrêt de fissure} \quad (I.85)$$

Il semble que la valeur de  $K_{Ia}$  ne soit pas intrinsèque au matériau mais soit fonction de la température et de la vitesse de propagation. Par ailleurs, le calcul de  $K_{Ia}$ , établi en statique, est souvent remis en cause, du fait de la non prise en compte des effets dynamiques (vitesse de propagation initiale de la

fissure, émission d'ondes élastiques). Les mesures de la valeur critique de  $K_I$  à l'arrêt d'une fissure sont rendues délicates par des problèmes théoriques liés à l'estimation de l'énergie cinétique. La norme ASTM E1221-88 décrit les procédures de mesure de la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$ . La géométrie de l'éprouvette CCA, retenue par la norme, assure au facteur d'intensité des contraintes de décroître quand la longueur de la fissure augmente. Dans le cadre du programme Heavy-Section Steel Technology, le laboratoire ORNL a réalisé des essais sur des plaques larges afin de mesurer les valeurs de ténacité d'acier de cuve nucléaire dans le domaine de température du bas de la transition fragile-ductile et dans une zone de ténacité à l'arrêt croissante [175, 176]. Les résultats issus de cette campagne expérimentale ont permis d'établir la courbe de référence de la codification ASME reliant la ténacité à l'amorçage et à l'arrêt à la température (I.86). Les courbes de référence pour l'ASME sont au nombre de deux. La courbe de ténacité la plus élevée  $K_{IC}$  (figure 3.3.1.a.a) est supposée être une limite inférieure de la ténacité à l'amorçage dans le cas de chargements complexes (Pressurized Thermal Shock) alors que la courbe de ténacité la plus faible  $K_{IR}$  (figure 3.3.1.a.b) a une double interprétation. Dans le cas d'un PTS, la courbe de  $K_{IR}$  correspond à la limite inférieure de la ténacité à l'arrêt, et en condition de fonctionnement normal, la courbe de  $K_{IR}$  est censée représenter une limite inférieure de la ténacité à l'amorçage.

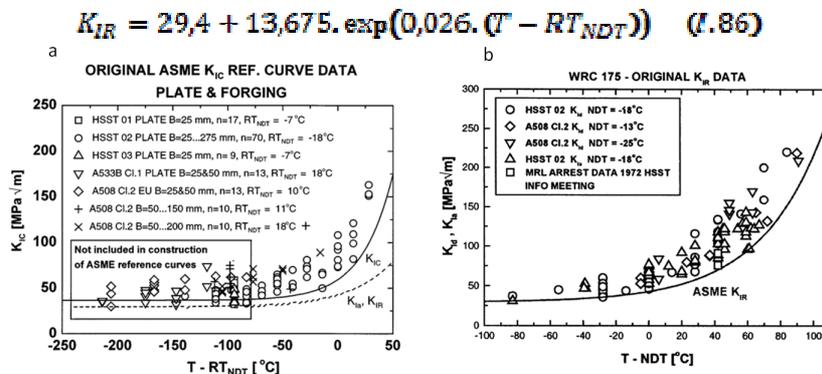


Figure 3.3.1.a : Courbes  $K_{IC}$  and  $K_{IR}$  de référence du code ASME [175, 176]

L'équation (I.86) de la courbe  $K_{IR}$  est une courbe enveloppe basse d'un ensemble de 114 essais réalisés sur de l'acier ferritique A508 et A533. Les travaux de Wallin [218, 219] montrent que la courbe diffère de 5% par rapport à l'arrêt de fissure.

En complément de l'approche en ténacité à l'arrêt, un critère de température d'arrêt de fissure a été utilisé et développé [177-179]. Il s'agit de la température au-delà de laquelle le matériau est susceptible d'arrêter des fissures. Cette analyse du risque de rupture (I.87) fournit une limite supérieure conservative [179].

**$T_{\text{points de fissure}} \cong \text{Crack Arrest Temperature (CAT)} : \text{Arrêt de fissure}$  (I.87)**

Cette analyse est intéressante mais ne tient pas compte des géométries de la fissure et de la structure ainsi que des effets dynamiques. Certains auteurs ont mis en évidence la dépendance de la CAT à l'épaisseur de l'éprouvette. Sur de l'acier A533, Smith [178] montre que la CAT varie entre  $RT_{NDT} + 90^\circ\text{C}$  et  $RT_{NDT} + 30^\circ\text{C}$  pour des éprouvettes dont l'épaisseur diminue. Les essais Robertson et Pellini ont été mis en place afin de mettre en évidence la CAT. Différentes études ont montré la difficulté à trouver une CAT caractéristique d'un matériau [180, 181]. Bien que cette notion permette d'appréhender les micro-mécanismes de propagation et d'arrêt de fissure, il semble que les valeurs déterminées sur éprouvettes ne soient pas transférables à l'échelle de structures où les valeurs de CAT seraient non-conservatives.

L'arrêt de fissure peut aussi être décrit par un critère fondé sur un bilan d'énergie. Tant que l'énergie fournie à la structure est suffisante pour compenser celle qui est nécessaire à la propagation, il n'y a

pas arrêt. Afin de déterminer la valeur critique en dessous de laquelle il y a arrêt de fissure, des essais à impact ont été réalisés [182]. Cette approche reste approximative dans le sens où le bilan énergétique ne tient pas compte de l'énergie cinétique et la dissipation plastique en pointe de fissure tend à diminuer l'énergie disponible pour la rupture.

L'équation (I.88) caractérise la propagation rapide d'une fissure.

$$K_I^{dym}(t) = K_{ID}(V, T) \quad (I.88)$$

Dans le cas où  $K_I^{dym}(t)$  a une valeur inférieure à  $K_{ID}$ , il y a arrêt de fissure. L'arrêt de fissure se produit dès lors que le facteur d'intensité des contraintes diminue avec la propagation de fissure, ou lorsque la ténacité du matériau augmente sur le trajet de la fissure. D'après l'équation (I.88), le facteur d'intensité dynamique des contraintes à l'arrêt  $K_{IA}$  est équivalent à sa valeur statique  $K_{Ia}$  car  $V = 0$ . Cependant, lorsque les réflexions d'ondes sont significatives, l'équation (I.88) n'est plus valide et une analyse statique donne de mauvaises estimations de la ténacité à l'arrêt de fissure.

Kalthoff et al [183] ont réalisé une étude de la propagation dynamique et de l'arrêt de fissure sur des éprouvettes DCB. Ce type d'essai est caractérisé par une diminution de la sollicitation au cours de la propagation de fissure. Les auteurs ont fait varier la sollicitation à l'amorçage en faisant varier le diamètre de l'impacteur. Ils constatent que la fissure s'amorce légèrement au-dessus de  $K_{IA}$  et s'arrête après une courte propagation de fissure. De plus, le saut de fissure est plus important lorsque le diamètre de l'impacteur est plus grand. La figure 3.3.1.b montre les résultats de leurs travaux.

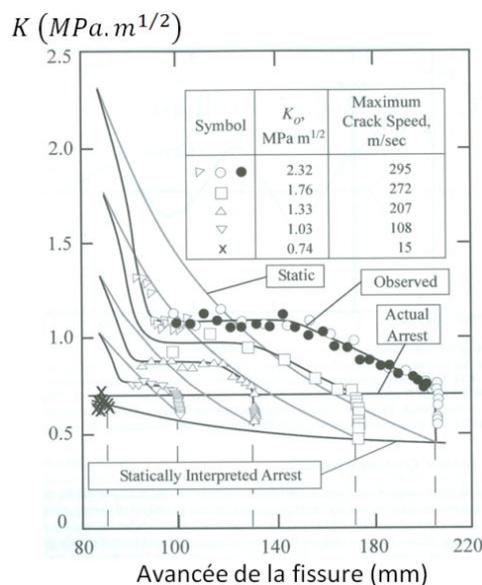


Figure 3.3.1.b : Evolution de la ténacité dynamique et à l'arrêt pour des éprouvettes DCB en Araldite B [183]

Pour des propagations courtes, la ténacité dynamique à l'arrêt  $K_{IA}$  est équivalente à  $K_{Ia}$  du fait d'une faible énergie stockée. Quand la longueur de propagation augmente, la différence entre les valeurs dynamiques et statiques augmente avec  $K_{IA} > K_{Ia}$ .  $K_{IA}$  est considéré comme une constante du matériau, alors que  $K_{Ia}$  est fonction de la longueur de la propagation de fissure. Par ailleurs, le facteur d'intensité des contraintes dynamique durant la propagation de la fissure est considérablement différent de sa valeur statique. Des résultats similaires ont été obtenus par Kobayashi et al [184]. Comme le montre la variation de la ténacité dynamique après l'arrêt de fissure au cours d'une expérience de Kalthoff et al (figure 3.3.1.c), la ténacité dynamique finit par atteindre la valeur  $K_{Ia}$  après plusieurs oscillations. Au moment de l'arrêt de fissure,  $K_I = K_{IA} > K_{Ia}$ . Il faut environ 2000  $\mu s$  pour que  $K_{IA}$  se stabilise à  $K_{Ia}$ . Ces

éprouvettes DCB sont un exemple de l'influence des réflexions d'ondes élastiques sur le facteur d'intensité des contraintes car la forme de ces éprouvettes favorise un retour des ondes très rapide.

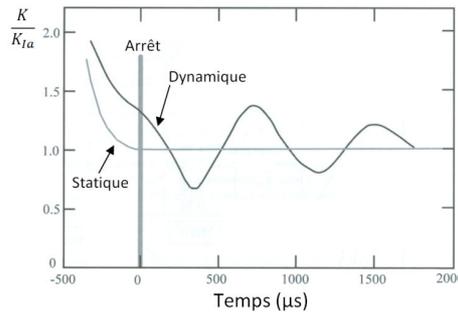


Figure 3.3.1.c : Comparaison des mesures dynamiques du facteur d'intensité des contraintes au calcul statique pour une éprouvette DCB en Araldite B [183].

### 3.3.2. Rôle des ligaments sur l'arrêt de fissure

Des études portant sur la propagation et surtout l'arrêt de fissure ont précisé les mécanismes de ruine en jeu [4, 6, 7, 164, 167, 185]. L'énergie apportée en pointe de fissure se divise en deux parties. Une partie de l'énergie sert à créer de nouvelles surfaces et l'autre partie est consommée par la déformation dans la zone plastique. L'énergie nécessaire à la création de nouvelles surfaces se répartit entre le processus de clivage et des zones de cisaillement au niveau de ligaments et de marches entre les différentes fissures de clivage.

L'effet des ligaments a été pris en compte dans les travaux de Hoagland et al [186] qui reposent sur ceux de Dugdale [187]. Durant la propagation par clivage, la fissure se propage sur plusieurs plans générant des marches de cisaillement et des ligaments non rompus en arrière du front de fissure. Cette étude montre que les ligaments sont plus nombreux et plus hauts lorsque la température passe de  $-75^{\circ}\text{C}$  à  $100^{\circ}\text{C}$  pour des essais réalisés sur DCB sur quatre aciers différents. Les observations métallographiques mettent en évidence deux facteurs influençant le taux de dissipation d'énergie  $R$  d'une fissure en propagation, à savoir  $R_L$  et  $R_{\pm}$  (I.89).  $R_{\pm}$  est lié au phénomène de clivage d'une fissure en propagation (I.90) et  $R_L$  est relié à la présence de ligaments. Les auteurs utilisent un modèle 2D pour caractériser l'influence des ligaments. Une fissure de longueur  $2a$  est située dans une plaque infinie élastique avec une partie de la fissure chargée localement par des forces représentant les ligaments (figure 3.3.2.a). Cette analyse permet d'obtenir l'expression (I.91) de  $R_L$ . D'après les expériences réalisées, une limite supérieure de l'ordre de  $\sqrt{ER_{\pm}} \leq 4.5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  a été révélée.

$$R = R_{\pm} + R_L \quad (\text{I.89})$$

$$R_{\pm} = \frac{7,7\rho Y^2}{E} \quad (\text{I.90}) \quad \text{avec } \rho = 0,13 \left(\frac{\text{K}}{\text{Y}}\right)^2$$

$$R_L = \frac{4F^2}{E\pi a} G^2(m, d) \quad (\text{I.91})$$

où  $Y$  est la limite d'élasticité,  $F$  est la force moyenne exercée par chaque ligament,  $m$  est le nombre de ligaments non rompus et  $d$  est la fraction de la longueur de fissure  $2a$  sur laquelle des ligaments sont encore non rompus et  $G$  est un paramètre fonction de  $m$  et  $d$ .

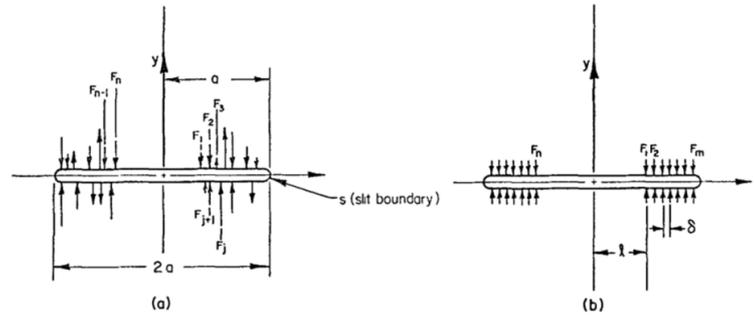


Figure 3.3.2.a : Modèle de Hoagland et al avec l'action des ligaments symbolisée par des forces distribuées aléatoirement (a) et des forces équiréparties (b) [186]

Le modèle de Dugdale [187], établi à partir de la situation de la figure 47b où les forces exercées par les ligaments sont équiréparties et égales, donnent l'expression (I.92) pour  $R_L$ .

$$R_L = \frac{8Y^2 \rho (\beta)^2}{\pi E (\delta)} \quad (I.92)$$

où  $\rho = \alpha - l$ ,  $\beta$  est la largeur moyenne des ligaments et  $Y = \frac{F}{\delta}$ .

Hoagland et al [186] mettent en évidence que les ligaments constituent le principal mécanisme de dissipation d'énergie durant la propagation de fissure dans l'acier.

Les travaux de Dvorak [188] montrent que la formation de ligaments s'explique par des contraintes de clivage différentes d'un grain à l'autre à cause de leur orientation par rapport à la fissure de clivage. Ainsi, les grains difficiles à cliver sont dépassés et sont laissés en arrière du front de fissure en tant que ligaments non rompus. Ces derniers se déforment alors plastiquement avant de rompre. L'auteur considère que la majeure partie de l'énergie dissipée durant la rupture est constituée par la déformation et la rupture des ligaments. Les travaux de Van Elst [189] ont porté sur une propagation intermittente de la fissure de clivage. Selon cet auteur, plusieurs microfissures non reliées entre elles sont initiées en amont d'une fissure arrêtée, par l'émission d'ondes élastiques émanant de la fissure lors de son redémarrage. La croissance simultanée sur plusieurs millimètres de ces fissures et leurs liaisons entre elles par des ligaments est à l'origine d'une propagation rapide selon Van Elst. Cette explication se rapproche des travaux sur le verre [143-145]. Jung [164] considèrent que l'énergie disponible en début de propagation permet de rompre les ligaments, alors qu'elle devient insuffisante en fin de propagation expliquant la présence plus importante de ligaments dans la phase d'arrêt.

Des travaux sur des aciers de cuve ont mis en évidence que la propagation de fissure par clivage est accompagnée de la formation de marches de cisaillement entre les différents niveaux du clivage [4, 6, 7]. Les marches sont parallèles à la propagation de fissure et orientées perpendiculairement par rapport au plan de la fissure. Ces études mettent en évidence que la fraction surfacique des ligaments est plus importante lorsqu'on s'approche du front d'arrêt de la fissure et diminue graduellement lorsqu'on s'éloigne du front d'arrêt de fissure. Des ligaments plus larges sont observés le long de la propagation de la fissure alors que des ligaments plus petits mais plus nombreux sont présents proche du front d'arrêt de fissure. Hahn et al [166] ont étudié la propagation et l'arrêt de fissure sur des éprouvettes DCB et CCT en acier de cuve A533B et A508. Les essais sont réalisés dans la zone de transition fragile-ductile entre  $-10^\circ\text{C}$  et  $40^\circ\text{C}$ . Les auteurs cherchent à estimer la quantité d'énergie dissipée par la déformation plastique et celle consommée par la rupture de ligaments par unité de surface de rupture afin d'estimer la contribution des ligaments à la valeur de ténacité à l'arrêt  $K_{Ic}$ . Le travail plastique  $W_p$  dissipée par la déformation plastique d'un élément de volume jusqu'à rupture s'exprime selon la relation (I.93).

$$W_p = \int_0^{\varepsilon_f} \bar{\sigma} d\varepsilon \approx \bar{\sigma} \varepsilon_f \quad (I.93)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte moyenne dans l'élément de volume et  $\varepsilon_f$  est la déformation plastique à la rupture du ligament.

Cette étude a mis en évidence des hauteurs de marches de cisaillement de l'ordre de 100 à 300  $\mu\text{m}$  le long de la propagation de fissure qui sont en accord avec d'autres études [4-6]. Les auteurs proposent la relation (I.94) de la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$ .

$$K_{Ia} = \left[ K_{Ia}^2(\text{clivage}) + \frac{E W_p V_T}{(1 - \nu^2)} \right]^{1/2} \quad (I.94)$$

où  $V_T$  est le volume de matière déformé plastiquement par unité de surface de fissure projetée.

En se fondant sur des études sur l'acier de cuve A508 réalisées à très basse température [190, 191], où le mode de rupture est par clivage, les auteurs considèrent que  $K_{Ia}(\text{clivage}) = 35 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ . Malgré les approximations de l'approche, il y a un bon accord entre les valeurs de ténacité à l'arrêt mesurées et calculées. Ces résultats montrent que la formation de ligaments et de marches de cisaillement sont les principaux mécanismes dissipateurs d'énergie durant la propagation de la fissure. Cependant, ces travaux se sont intéressés à la zone de transition fragile-ductile où les mécanismes de clivage et de déchirure ductile sont couplés.

Les travaux de Rosenfield et Majumdar [165] considèrent que l'énergie dissipée durant la propagation de fissure de clivage est consommée par la création de nouvelles surfaces de rupture et la rupture de ligaments. Le modèle considère que la fraction de ligaments est uniforme sur la distance  $d$  en arrière du front de la fissure. La région de longueur  $d$  présente une limite élastique  $Y_0$  correspondant à la contrainte à rupture  $\sigma_{lig}$  de chaque ligament multipliée par la fraction surfacique  $f$ . Les auteurs expriment la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  selon la formule (I.95).

$$K_{Ia} = K_{Ligaments} = Y_0 \cdot \left( \frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} = \sigma_{lig} \cdot f \cdot \left( \frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} \quad (I.95)$$

Iung [164] utilise la formule (I.95) sur un acier pour tubes ferrito-perlitique à partir d'essais sur anneaux. La figure 3.3.2.b.a lui permet d'évaluer la contrainte dans les ligaments :  $\sigma_{lig} = 2500 \text{ MPa}$ . Il estime que cette valeur est légèrement supérieure à la limite d'élasticité du matériau pour une vitesse de déformation de  $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ , qu'il évalue à  $2400 \text{ MPa}$ . Bouyne [207] montre sur un acier  $2^{1/4}\text{Cr} - 1 \text{ Mo}$  que  $K_{Ligaments} = 13 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$  avec  $f = 0,1$  ;  $d = 2 \text{ mm}$  et  $\sigma_{lig} = 1500 \text{ MPa}$  à  $T = 0^\circ \text{C}$ . Ainsi,  $K_{tip} = K_{clivage} + K_{Ligaments} = 20 + 13 = 33 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ . La figure 3.3.2.b.b montre que la prise en compte des ligaments dans le mécanisme de rupture permet de mieux rendre compte des valeurs de  $K_{Ia}$ .

Les travaux de Nilsson et al [192] ont porté sur l'étude expérimentale et numérique du rôle des ligaments sur le processus de rupture. En propagation, Freund et Hutchinson considèrent que le taux de restitution d'énergie élastique correspond à la somme de celui lié à la déformation plastique dans la zone plastique  $G_{vp}$  et celui dissipé en pointe de fissure (figure 50). Les travaux de Nilsson et al [192] considèrent que la déchirure des ligaments comptent pour la majeure partie du taux de dissipation d'énergie dans la process zone. Les auteurs utilisent l'expression (I.96).

$$G = G_{lig} + G_{vp} + G_{clivage} \quad (I.96)$$

où  $G_{lig}$  est relié à la déchirure des ligaments,  $G_{vp}$  est lié à la déformation dans la zone plastique et  $G_{clivage}$  est relié au mode de rupture par clivage. La figure 3.3.2.c montre l'évolution de ces grandeurs avec la vitesse de propagation de la fissure.

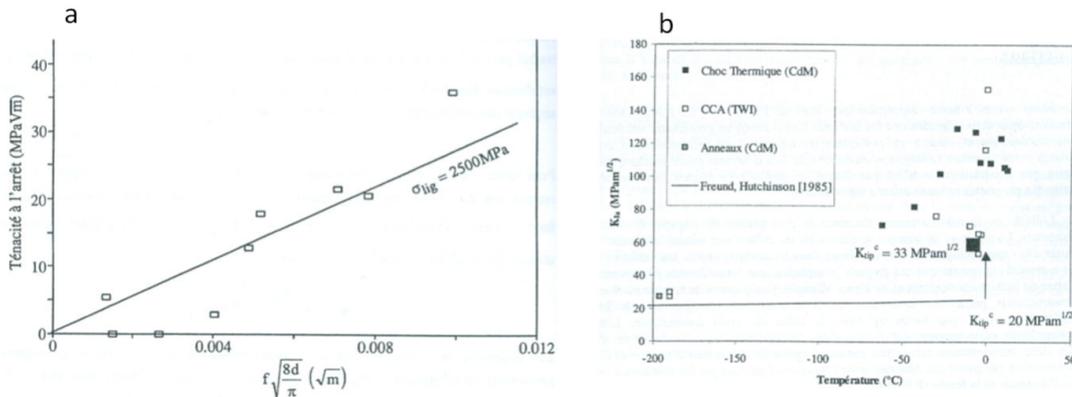


Figure 3.3.2.b : Evolution de la ténacité à l'arrêt [164, 167]

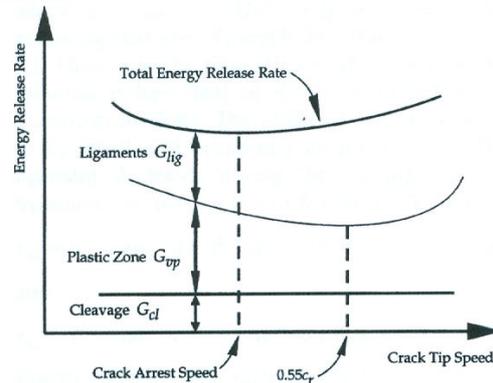


Figure 3.3.2.c : Taux de dissipation d'énergie durant la propagation de la fissure [192]

Le modèle utilisé repose sur un matériau élasto-viscoplastique. L'objectif de l'étude est d'étudier la dissipation d'énergie dans les ligaments en fonction de la vitesse d'extension du ligament  $v_l$ . Pour une fraction surfacique de ligament de 10%, le modèle prévoit une ténacité lié au ligament  $K_{Ligament} = 10,4 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ . Cette valeur de  $K_{Ligaments}$  est en accord avec les résultats de Bouyne [167]. L'étude numérique du clivage de Aihara et al [193] met en évidence l'importance de prendre en compte les ligaments pour modéliser correctement le processus de rupture et retrouver les faciès de rupture.

Une étude de Stahle et Freund [194] utilise un modèle de zone cohésive afin de rendre compte de l'influence des ligaments sur la rupture. Les auteurs suggèrent que des faciès de rupture en clivage d'acier présentent entre 10% et 20% de zones cisailées. Le matériau utilisé est un acier A533B Cl. 1. Le taux de dissipation d'énergie en pointe de fissure  $G_{tip}$  est constitué par les taux de dissipation d'énergie dans la zone à ligaments  $G_L$  et dans la zone à clivage  $G_C$  (I.97), (I.98) et (I.99).

$$G_{tip} = G_L + G_C \quad (I.97)$$

$$G_L = \int_{V_C}^{V_L} \sigma_L dV \quad (I.98) \quad \text{avec} \quad \sigma_L = p \cdot \sigma_Y \cdot \left[ 1 + \left( \frac{4\mu v \sqrt{3}}{l_{grain} \dot{\gamma}_0 \sigma_Y} \right)^{1/2} \right]$$

$$G_C = \int_0^{V_C} \sigma_C dV = 2V_C \sigma_C \quad (I.99)$$

où  $\sigma_C$  est assimilé à la contrainte critique de clivage du volume  $V_C$  correspondant au volume du matériau déformé plastiquement.

Ce modèle permet de mettre en évidence que les ligaments introduisent une dépendance de  $G_{tip}$  à la vitesse de propagation de la fissure. Ces différentes études considèrent que l'énergie dissipée durant la propagation et l'arrêt de fissure de clivage est consommée par le mécanisme de clivage mais aussi par la déformation plastique et la déchirure ductile de ligaments. Des fractographies mettent en évidence des marches de cisaillement parallèles à la direction du clivage dont les hauteurs évoluent le long du

trajet de la fissure. Différents essais ont été mis en place afin de caractériser la propagation et l'arrêt de fissure de clivage.

### 3.4. Essais de propagation et d'arrêt de fissure

L'amorçage de fissure en clivage a été beaucoup plus étudié que la propagation et l'arrêt de fissure. Parmi les différentes études existantes, soit des essais chargés thermiquement ou thermo-mécaniquement sont mis en place de façon à assurer une élévation de la résistance à la propagation de la fissure grâce à l'augmentation de la ténacité du matériau avec la température, soit des éprouvettes dont la géométrie conduit à un facteur d'intensité des contraintes qui diminue au cours de l'avancée de la fissure, sont chargées mécaniquement.

#### 3.4.1. Premiers essais de propagation et d'arrêt de fissure

Les premières études expérimentales de la propagation et de l'arrêt de fissure datent des années 1950 avec les essais de rupture par choc de Robertson et Pellini. Ces études cherchent à déterminer une température d'arrêt de fissure caractéristique du matériau (CAT). Dans l'essai Robertson [173], un projectile vient impacter une plaque préalablement refroidie et mise en traction (figure 3.4.1.a.a). Dans l'essai Pellini (figure 3.4.1.a.b), un cordon de soudure est déposé sur une plaque rectangulaire avant d'être entaillé [174]. Il s'agit d'un essai de flexion trois points dont le chargement s'effectue par l'intermédiaire d'un projectile venant impacter la plaque sur le côté opposé à la soudure (norme ASTM E 208). La Nil Ductility Transition Temperature (NDTT) est définie à partir de l'essai Pellini comme la température maximale pour laquelle la fissure de clivage, amorcée dans le cordon, traverse complètement l'éprouvette. L'essai Batelle (figure 3.4.1.a.c) se différencie de l'essai Pellini par une éprouvette entaillée ne disposant plus de cordon de soudure pour amorcer la fissure. Des corrélations entre les résultats de ces divers essais montrent qu'il n'y a pas d'équivalence simple [179]. Ceci est à mettre en relation avec l'influence de la vitesse de sollicitation qui varie d'un essai à l'autre. En effet, la température de transition  $T_c$  du diagramme de Davidenkoff (figure 2.2.1.d) est d'autant plus élevée que la vitesse de sollicitation  $V$  est plus grande selon la relation (I.100).

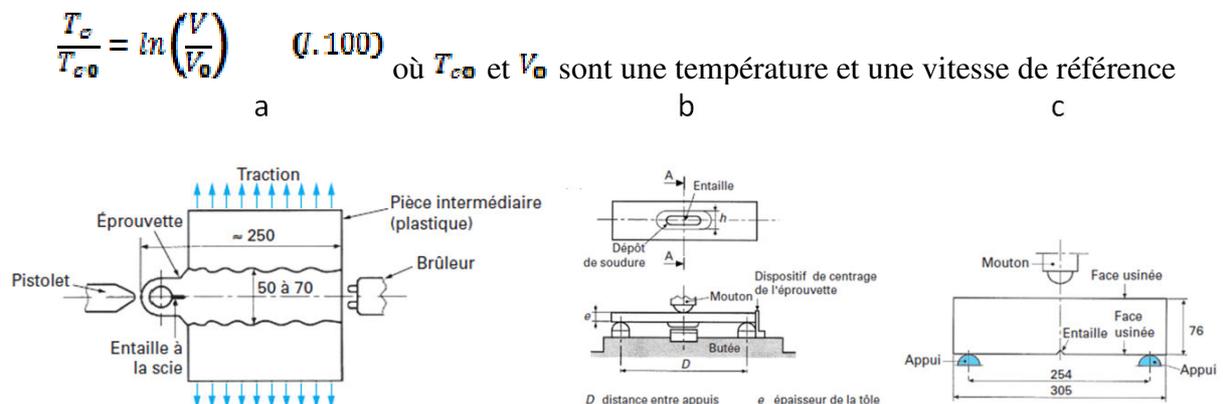


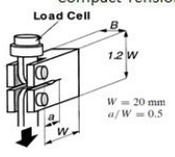
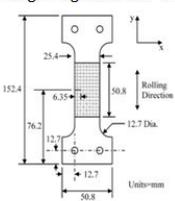
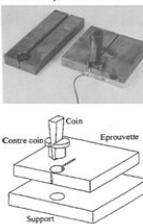
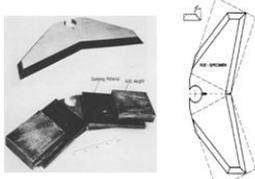
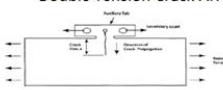
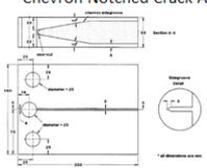
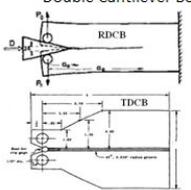
Figure 3.4.1.a : Essai Robertson (a) ; Essai Pellini (b) ; Essai Batelle (c)

L'approche fondée sur la température d'arrêt de propagation de fissure est intéressante car elle est reliée aux mécanismes de rupture mais elle présente quelques inconvénients. Les températures identifiées sont spécifiques à un niveau de contrainte particulier et dépendent de l'épaisseur de l'éprouvette. De plus, les résultats sont difficilement transposables à d'autres conditions de chargement et les essais nécessitent des pièces de volume important.

#### 3.4.2. Essais isothermes

Au cours des essais isothermes, le chargement des éprouvettes est soit quasi-statique, soit dynamique.

L'étude de la propagation de fissure sous chargement quasi-statique a souvent été réalisée à partir d'éprouvettes Compact Tension ou dérivées des CT, puis de nouvelles géométries d'éprouvettes ont été utilisées. Le tableau 3.4.2.a. présente les avantages et les inconvénients de chaque essai. Parmi les avantages figure une « distance de propagation correcte », ce qui signifie que l'éprouvette permet d'étudier l'amorçage, la propagation et l'arrêt de fissure.

Géométrie	Avantages	Inconvénients	Matériau et références
<p>Compact Tension (CT)</p> 	<p>Bonnes connaissances des conditions limites + Distance de propagation correcte + Possibilité d'étudier des pop-in</p>	<p>Phase d'arrêt à étudier avec précaution</p>	<p>Homalithe-100 [195, 196] + Araldite B [197]+ aciers de cuve [6, 7, 171, 170]</p>
<p>Single Edge Notched Tension (SENT)</p> 	<p>Bonnes connaissances des conditions limites + Essai pour mesurer la "température fragile Esso"</p>	<p>Distance propagation faible + Etude de la phase d'arrêt impossible</p>	<p>Tankage steel [198] + PMMA [199, 200]</p>
<p>Compact Crack Arrest (CCA)</p> 	<p>Essai associé à la norme ASTM E1221 (analyse statique) + Distance de propagation correcte</p>	<p>Condition de déplacement imposé remise en cause par la décohésion du contre-coin + Nécessité de plasticité confinée (<math>T &lt; NDTT + 60</math>) + Réflexion des ondes sur les surfaces libres de l'éprouvette</p>	<p>Aciers de cuve [157, 201, 202]</p>
<p>Reduced Dynamic Effect (RDE)</p> 	<p>Aucune interaction entre les ondes réfléchies et la propagation de la fissure</p>	<p>Ajout de matériau absorbant et de poids supplémentaires pour diminuer la fréquence des ondes réfléchies + Distance de propagation faible</p>	<p>acier [202, 203]</p>
<p>Double Tension Crack Arrest (DTCA)</p> 	<p>Essai à plus grande échelle se rapprochant des conditions réelles des structures + Possibilité de chargement isotherme ou anisotherme + Distance de propagation correcte</p>	<p>Grandes dimensions de l'éprouvette + Mise en œuvre du mode de chargement délicate</p>	<p>Acier TMCP [204, 205]</p>
<p>Chevron Notched Crack Arrest (CNCA)</p> 	<p>Distance de propagation correcte</p>	<p>Condition de déplacement imposé remise en cause par la décohésion du contre-coin + Usinage de l'éprouvette délicate</p>	<p>aciers de cuve [206, 207]</p>
<p>Double Cantilever Beam (DCB)</p> 	<p>Distance de propagation correcte + Possibilité d'appliquer des approches analytiques</p>	<p>Condition de déplacement imposé remise en cause par la décohésion du contre-coin</p>	<p>Homalithe-100 et Araldite B [183, 208]+ aciers de cuve [209-211]</p>

<p>Anneau en compression</p>	<p>Aucune interaction entre les ondes réfléchies et la propagation de la fissure + Usinage d'un couple d'encoches supplémentaires permet l'étude de la propagation de fissure en mode mixte</p>	<p>Dimensionnement de l'éprouvette suffisant pour ne pas atteindre la charge limite</p>	<p>Acier de cuve 16MND5 [164, 167, 7, 212-214] + 21/4Cr-1Mo [167]</p>
------------------------------	---	---	---

Tableau 3.4.2.a. : Essais isothermes sous un chargement quasi-statique

Les mises en charge dynamiques permettent de rendre compte de phénomènes transitoires. Ce type de chargement est intéressant à mettre en œuvre afin de caractériser l'amorçage, la propagation et l'arrêt de fissure dans des conditions dynamiques. Les sollicitations dynamiques sont souvent réalisées par impact de type mouton Charpy, marteau ou lâcher de masse. Cependant, d'autres moyens de mise en charge dynamique sont utilisés tel que le système des barres de Kolsky ou d'Hopkinson. Le tableau 3.4.2.b. présente les avantages et les inconvénients de chaque essai.

Géométrie	Avantages	Inconvénients	Matériau et références
<p>Wedge Loaded Compact Tension (WLCT)</p>	<p>Etude de phénomènes propagation-arrêt + Chargement en mode mixte possible</p>	<p>Bruit sur les mesures effectuées sur barres de Kolsky lié au chargement</p>	<p>PMMA [215-217]</p>
<p>Single Edge Notched Bending (SENB)</p>	<p>Bonne connaissance des conditions aux limites</p>	<p>Phase d'arrêt difficilement exploitable</p>	<p>Aciers [162, 218-220]</p>
<p>Loading Edge Cracks by Edge Impact</p>	<p>Chargement dynamique en mode II</p>	<p>Bruit sur les mesures effectuées lié au chargement</p>	<p>PMMA [221-223]</p>
<p>Compact Compression Specimen (CCS)</p>	<p>Chargement dynamique en mode mixte</p>	<p>Faible longueur de propagation</p>	<p>aciers et PMMA [224-228]</p>

Tableau 3.4.2.b. : Essais isothermes sous un chargement dynamique

### 3.4.3. Essais avec gradient thermique

Des essais avec une sollicitation thermique, couplée ou non à un chargement mécanique, ont aussi été utilisés pour caractériser la propagation et l'arrêt de fissure (Tableau 3.4.3.a.).

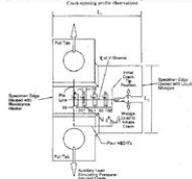
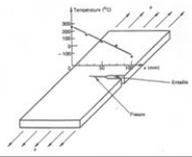
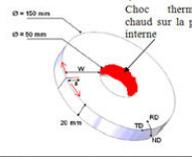
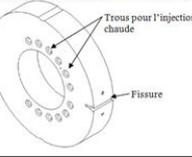
Géométrie	Avantages	Inconvénients	Matériau et références
<p>Moment Modified Compact Tension (MMCT)</p> 	<p>Chargement de traction sur le ligament sain représentatif du chargement présent dans un cylindre sous pression + Distance de propagation correcte</p>	<p>Mise en place et réalisation de l'expérience délicate</p>	<p>acier de cuve [178, 229]</p>
<p>Essai sur large plaque</p> 	<p>Essai à plus grande échelle se rapprochant des conditions réelles des structures + Etude de plusieurs phases de propagation-arrêt + Distance de propagation correcte</p>	<p>Grandes dimensions des éprouvettes</p>	<p>acier de cuve [230-232]</p>
<p>Choc thermique sur disque</p> 	<p>Distance de propagation correcte</p>	<p>Gradient thermique violent (-196°C à 600°C) + Défaut d'axisymétrie dans le champ de température</p>	<p>aciers de cuve [4, 185, 233]</p>
<p>Cracked Ring under Thermal shock (CRITER)</p> 	<p>Distance de propagation correcte + Gradient thermique (-170°C à 60°C)</p>	<p>Grandes dimensions des éprouvettes</p>	<p>acier 16MND5 [234]</p>

Tableau 3.4.2.a : Essais avec gradients thermiques

#### 4. Méthodes numériques utilisées pour la propagation de fissure

L'analyse de la propagation de fissure ainsi que la prédiction de la rupture de structures industrielles sont des sujets de recherche nécessitant d'importants moyens numériques. Depuis dix ans, les analyses numériques utilisées pour les problèmes de mécanique de la rupture sont devenus très efficaces grâce aux capacités grandissantes des ordinateurs et aux développements de nouveaux schémas numériques. En général, les solutions analytiques utilisables pour la prédiction de problèmes de propagation dynamique de fissure sont rarement accessibles. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes numériques susceptibles de prédire l'évolution de la fissure. Trois familles de méthodes numériques applicables à la propagation de fissure se distinguent, à savoir la méthode fondée sur les éléments finis, celle des éléments de frontières [235] et celle sans maillage [236]. La méthode des éléments finis étendus (X-FEM), qui est utilisée dans cette étude, est fondée sur la partition de l'unité [237].

##### 4.1. Méthodes fondées sur les éléments finis

Dans la modélisation d'une structure fissurée par la méthode des éléments finis, la description géométrique de la fissure est la principale difficulté. En effet, la fissure est décrite de manière explicite et constitue une frontière du maillage du solide. Or, lors de la propagation de la fissure, la position du front de fissure se déplace. Le maillage doit donc suivre la même évolution afin de permettre une analyse correcte des différents champs en tout point du solide. Différentes techniques sont utilisées et deux situations sont à distinguer lorsque le trajet de fissure est connu ou non.

La méthode de relâchement des nœuds est très utilisée lorsque le trajet de fissure est connu [196, 217]. La pointe de fissure doit correspondre à un nœud du maillage dans le cas d'une analyse en 2D. Cela justifie une application très fastidieuse de cette méthode pour des simulations de front de fissure courbe dans le cas d'une analyse 3D. Le principe de cette technique est de bloquer les nœuds du ligament de la fissure jusqu'à ce que le critère de propagation soit vérifié [238]. Lorsque le relâchement du ou des nœuds en amont du front de fissure est instantané, des problèmes numériques peuvent survenir du fait des oscillations sur les lèvres de la fissure. C'est pourquoi, d'autres types de

relâchements existent tel qu'un déplacement imposé du nœud ou encore une diminution linéaire ou non de la force au nœud dans le pas de temps du calcul. La figure 4.1.a explique le principe de la méthode. Malluck et al [238] utilisent une loi d'évolution non linéaire de la force au nœud précédent la pointe de fissure de telle sorte que le facteur d'intensité des contraintes  $K$  reste constant durant le pas de temps de calcul. Rydholm et al [238] utilisent une autre loi non linéaire en supposant un taux de libération d'énergie constant durant le pas de temps. Kobayashi et al [196] préfèrent utiliser une relation linéaire d'évolution de la force nodale afin de mieux lisser les résultats. Bouyne [167] l'utilise avec une annulation de l'effort lorsque la moitié de l'intervalle de temps est atteint. Cela lui permet d'obtenir une bonne précision sur les valeurs de facteurs d'intensité de contrainte dynamique en éliminant les fortes oscillations observées dans le cas d'un relâchement instantané des nœuds. Yuritzinn et Blanchet [239] montrent dans le cas d'un essai de choc thermique sur disque que le relâchement des nœuds de façon instantanée engendre des résultats pour  $K_I^{dyn}$  proches de ceux obtenus avec un relâchement intermédiaire mais avec plus d'oscillations numériques. Debruyne [240] simule avec cette méthode de façon prédictive la propagation d'un défaut traversant sous revêtement d'une virole de cuve à partir d'un critère de taux de restitution d'énergie.

Des méthodes de remaillage au cours de la propagation de la fissure sont également utilisées quand le trajet de fissure n'est pas connu. Bien que les algorithmes soient généralement complexes à mettre en œuvre, les champs proches du front de fissure sont relativement bien décrits. Les remaillages de toute la structure sont consommateurs en temps de calcul. C'est pourquoi, il est nécessaire de restreindre au maximum le changement de discrétisation en se contentant de remailler une zone locale autour du défaut [241, 242]. Dans le cadre d'une opération de 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 qui ne garantit pas une conservation de l'énergie mécanique du système. Les éléments de la nouvelle surface de rupture sont alors relâchés. Ces différentes opérations de projection et relâchement conduisent à des instabilités numériques.

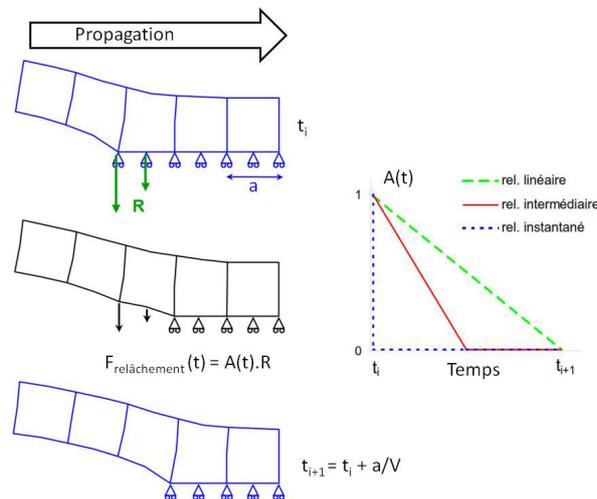


Figure 4.1.a : Principe de la méthode de relâchement des nœuds

La méthode d'élimination d'éléments permet aussi de rendre compte de l'avancée de la fissure. Lorsque les éléments en aval du front de fissure satisfont un critère de rupture, leur module d'Young devient nul pour le prochain pas de temps. Cette méthode est fonction de la taille de maille car l'avancée de fissure s'accompagne d'une consommation d'énergie plus ou moins importante suivant le choix fait sur la taille des éléments, ce qui peut occasionner des erreurs numériques comme le confirment Song et al [243].

Les méthodes utilisant des éléments d'interface ou cohésifs sont utilisées lorsque le trajet de fissure n'est pas rectiligne pour décrire la zone active en pointe de fissure. Dans cette méthode, la discrétisation choisie est importante pour simuler des trajets de fissure quelconques car la fissure se propage suivant les frontières des éléments. De plus, le choix de la loi de décohesion de l'interface a un impact 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. En 1959, Barenblatt [244, 245] propose le premier modèle de zones cohésives fondé sur les interactions atomiques en pointe de fissure pour décrire les champs de contraintes et de déplacement. Dugdale [187] applique en 1960 cette méthode pour décrire le comportement de matériau présentant une plasticité parfaite. Son modèle suppose une force de traction cohésive égale à la limite d'écoulement et constante dans toute la zone cohésive. Les premières utilisations de la méthode des éléments finis couplée avec le modèle des éléments d'interfaces remontent aux travaux de Hillerborg et al [246] qui étudièrent pour des matériaux fragiles l'influence de différentes lois de décohesion sur les résultats numériques. 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 décohesion progressive. Zhou et Molinari [247] montrent une dépendance de la direction de propagation prédite à la taille de maille et des éléments. Afin d'éviter de tels problèmes numériques, une solution proposée est de ne pas introduire d'éléments cohésifs entre tous les éléments de la structure mais uniquement aux bords des éléments dans la continuité de la fissure [248].

## 4.2. Méthode X-FEM

Les procédures de remaillage et de projection de champs sont deux inconvénients à l'utilisation de la méthode des EF pour la propagation de fissure en dynamique. En effet, la projection de champs ne peut jamais conserver correctement toutes les grandeurs localement et globalement. C'est pourquoi des méthodes sans remaillage sont utilisées.

La méthode des éléments finis étendue ou eXtended Finite Element Method (X-FEM) a été développée afin d'éviter la description explicite des surfaces imposée par la méthode des éléments finis [237, 249]. Cette méthode repose sur un maillage conventionnel du solide dans lequel les éléments coupés par la fissure sont remplacés par des éléments possédant des degrés de liberté supplémentaires permettant de représenter un champ de déplacement discontinu de part et d'autre de la fissure. Cette méthode ne nécessitant pas une description explicite de la fissure par le maillage, peut être employée pour des modélisations de propagation de fissure dont le trajet n'est pas rectiligne. Les simulations numériques développées dans ce travail sont réalisées à l'aide de cette méthode. Cette technique a été mise en place par Babuska et Melenk [250]. L'idée de la partition de l'unité est d'utiliser des fonctions dans l'approximation EF, proches de la solution attendue, permettant de capturer au mieux la singularité du champ de déplacement. Ainsi, la méthode X-FEM permet d'enrichir un champ de déplacement EF classique avec différentes fonctions qui représentent la discontinuité en espace et la singularité d'une fissure dans un milieu matériel. L'enrichissement est localisé dans une zone proche de la pointe de fissure afin de limiter les coûts de calcul.

Au lieu d'affiner le maillage, la méthode X-FEM cherche à améliorer la qualité de la solution fournie par la méthode des éléments finis en ajoutant dans la base de fonctions utilisées pour approximer le problème des fonctions a priori proches de la solution attendue. Le fondement de cette méthode est la partition de l'unité.

### 4.2.1. Partition de l'unité

Une partition de l'unité [250] de l'espace  $\Omega$  est un ensemble de fonctions  $\{N_i\}$  vérifiant la propriété (I.101).

$$\sum_i N_i(\underline{x}) = 1 \quad \forall \underline{x} \in \Omega \quad (I.101)$$

La base de fonctions  $\{\Phi_{i,p}\}$  peut être ajoutée à l'approximation EF standard en la multipliant par les fonctions de forme initiales  $\{N_i \Phi_{i,p}\}$ . La possibilité d'avoir deux fonctions trop proches peut conduire à un mauvais conditionnement de la matrice à résoudre. C'est pourquoi, cet ensemble doit constituer une base de fonctions indépendantes. Alors qu'en EF standard, l'approximation du déplacement est donnée par (I.102), celle-ci est donnée par (I.103) sous les hypothèses précédentes.

$$\underline{u}(\underline{x}) = \sum_i N_i(\underline{x}) \underline{u}_i \quad (I.102)$$

$$\underline{u}(\underline{x}) = \sum_i N_i(\underline{x}) \underline{u}_i + \sum_i N_i(\underline{x}) \Phi_{i,p}(\underline{x}) d_{i,p} \quad (I.103)$$

où  $\underline{u}_i$  et  $d_{i,p}$  sont respectivement les degrés de liberté standard et supplémentaires associés au nœud  $i$ . L'introduction de fonctions de la base d'enrichissement est limitée aux sous-domaines  $\Omega_i$  avec  $i \in I_\Phi$  où cela est nécessaire.

L'enrichissement est localisé dans une zone proche de la pointe de fissure afin de limiter les temps de calcul. Ainsi, une couche d'éléments intermédiaire, présentant une partie seulement de nœuds enrichis et située entre la zone enrichie X-FEM et la zone non enrichie, ne respecte pas la partition de l'unité. Les caractéristiques de cette zone intermédiaire ont une influence notable sur la convergence des calculs numériques. C'est pourquoi des travaux [251] proposent de masquer l'influence des fonctions d'enrichissement dans cette couche d'éléments intermédiaires. Une autre méthode est de changer de fonction d'enrichissement afin d'annuler celle-ci dans les éléments de la couche intermédiaire [252]. Il est à noter que la fonction d'enrichissement est choisie afin d'approcher correctement la solution du problème à traiter. Par exemple, Elguedj et al [253] utilisent une base de fonctions d'enrichissement optimisée afin de représenter les singularités des champs HRR [1] en pointe de fissure pour un problème élasto-plastique. Plusieurs fonctions d'enrichissement peuvent être utilisées dans le cas où la discontinuité n'est pas correctement prise en compte à l'aide d'une seule fonction.

#### 4.2.2. Approximation spatiale du déplacement

Dans le cadre de la méthode X-FEM, Belytschko et Black [249] introduisent dans l'approximation du déplacement une base de fonctions  $F_i$  permettant de retrouver l'expression des champs asymptotiques par combinaison linéaire. Moës et al [237] ajoutent une fonction discontinue  $H$  (I.104) dans la base d'enrichissement afin de prendre en compte les discontinuités en espace de la fissure et d'éviter les opérations de remaillage.

$$H(\underline{x}) = \begin{cases} +1 & \text{si } \phi > 0 \\ -1 & \text{si } \phi < 0 \end{cases} \quad (I.104) \quad \text{où } \phi \text{ est la seconde coordonnée du repère local en pointe de fissure.}$$

Stolarska et al [254] utilisent un couple de fonctions de niveau  $(\phi, \psi)$  afin de définir implicitement la position du plan et du front de fissure (figure 4.2.2.a). Les iso-zéros des fonctions  $\phi$  et  $\psi$  définissent respectivement la surface et le front de la fissure. Gravouil et al [255] généralisent l'utilisation des fonctions de niveau en 3D avec un schéma numérique les actualisant.

L'enrichissement du champ de déplacement est réalisé localement dans les éléments contenant la fissure suivant la position de l'élément par rapport au plan et au front de fissure, à savoir selon les valeurs des fonctions de niveau. La stratégie d'enrichissement est décrite sur la figure 4.2.2.b. Lorsqu'un élément est traversé par la fissure, les fonctions d'enrichissement appliquées aux nœuds sont les fonctions  $H$ , excepté pour les nœuds appartenant à un élément contenant la pointe de fissure. Dans ce dernier cas, l'enrichissement est introduit avec la base de fonctions  $F_{i=1}$  (I.105). Les nœuds

enrichis de ces fonctions définissent l'ensemble  $K$  et les nœuds enrichis par  $H$  définissent l'ensemble  $J$ . Bien que les nœuds de l'élément contenant la pointe de fissure ne soient pas enrichis par la fonction discontinue  $H$ , le saut de déplacement dans l'élément contenant le front de fissure est rendu possible par la fonction  $F_1$  discontinue en  $\theta = \pm\pi$ . Au cours de la propagation, un élément peut contenir la pointe de la fissure à un instant donné et se retrouver complètement traversé par la fissure à un instant ultérieur. Dans ce cas, l'élément garde ses niveaux d'enrichissement discontinu et singulier. La base de fonctions  $F_l$  est donnée par :

$$[F_l(\underline{x})] = \left[ \sqrt{r} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \sqrt{r} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right), \sqrt{r} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin(\theta), \sqrt{r} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin(\theta) \right] \quad (I.105)$$

où  $(r, \theta)$  sont les coordonnées polaires dans le repère local de la pointe de fissure.

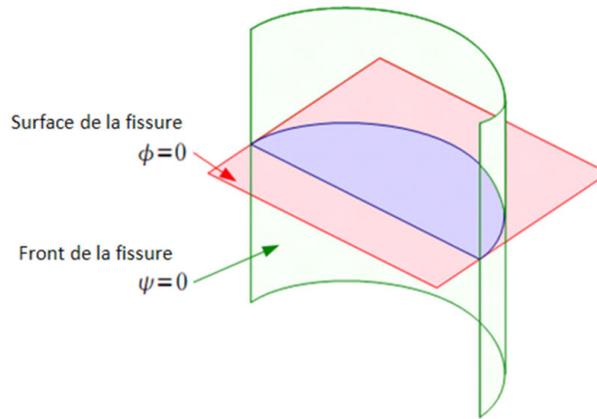


Figure 4.2.2.a : Définition de la fissure à partir du couple de fonctions de niveau  $(\psi, \Phi)$

Les solutions asymptotiques du champ de déplacement sont obtenues en combinant linéairement les fonctions de cette base. Ainsi, des enrichissements discontinus sont ajoutés aux nœuds ayant leurs supports entièrement coupés par la fissure et les nœuds dont le support contient la pointe de fissure sont enrichis par des fonctions singulières. Les enrichissements sont conservés lorsque la fissure se propage et l'approximation enrichie du déplacement s'écrit (I.106) :

$$u(\underline{x}) = \underbrace{\sum_{i \in I} N_i(\underline{x}) u_i}_{\text{Approximation standard EF}} + \underbrace{\sum_{j \in J} N_j(\underline{x}) H(\underline{x}) b_j}_{\text{Enrichissements discontinus}} + \underbrace{\sum_{k \in K} N_k(\underline{x}) \left( \sum_{l=1,4} F_l(\underline{x}) c_k^l \right) u_i}_{\text{Enrichissements singuliers}} \quad (I.106)$$

où  $I$  représente l'ensemble des nœuds du maillage.

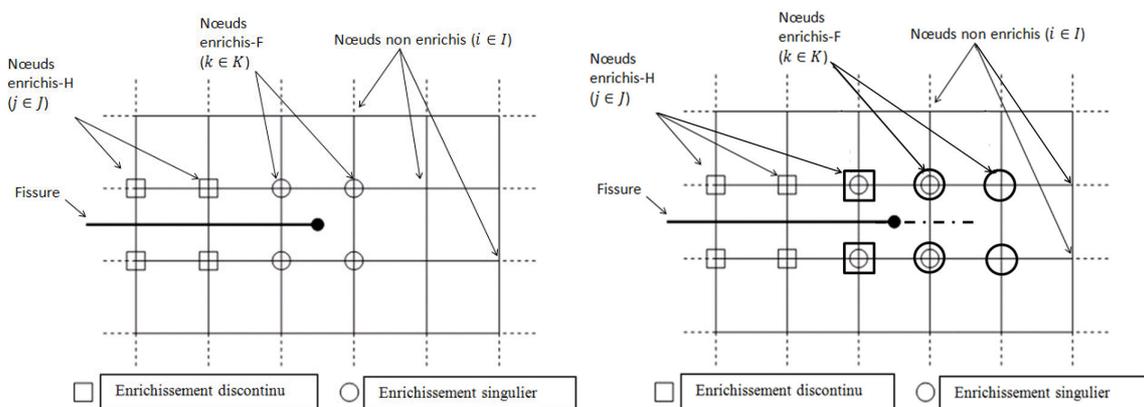


Figure 4.2.2.b : Stratégie d'enrichissement des nœuds en X-FEM

La méthode X-FEM trouve son intérêt car elle permet de traiter différents cas de propagation de fissure : rupture fragile dynamique [7, 170, 171, 256], déchirure ductile [257, 258], rupture par fatigue [255, 259] et multiple fissuration [260, 261].

Les différentes méthodes numériques utilisées pour la simulation de la propagation de fissure ne sont pas équivalentes. Les méthodes classiques fondées sur la méthode des éléments finis montrent des limites pour simuler ces phénomènes de rupture. Le recours à des méthodes fondées sur la partition de l'unité permet de réaliser des simulations efficaces et bien adaptées à ces problèmes de fissuration. Dans le cadre de cette thèse, la méthode X-FEM dans CAST3M [262] est utilisée pour modéliser les essais de propagation dynamique et d'arrêt de fissure de clivage.

### 5. Conclusion

Le clivage se caractérise par les phases d'initiation, de propagation et d'arrêt de fissure. Cette étude bibliographique a recensé des modèles déterministes et statistiques pour caractériser l'amorçage de fissure fragile. Ces modèles prennent généralement en compte trois processus élémentaires. Le premier événement est la création d'un germe de microfissure pilotée par la déformation plastique. La deuxième étape est la propagation de cette microfissure dans un grain adjacent grâce à l'état de contrainte local. Enfin, la troisième et dernière phase correspond à la propagation de la microfissure présente dans un grain aux grains environnants. Alors qu'à l'amorçage le clivage s'initie à partir d'un point faible distribué aléatoirement en amont du front de fissure, la phase de propagation du clivage est généralement décrite comme un effet collectif des grains modélisé par une approche globale ou locale.

L'approche globale de la rupture en statique a largement été utilisée pour caractériser l'amorçage et l'arrêt de fissure fragile. Bien que celle-ci soit efficace pour l'amorçage, la propagation d'une fissure de clivage s'effectue à une vitesse atteignant jusqu'à 1000 m/s, ce qui justifie des analyses en dynamique. La prise en compte de l'inertie, de la viscosité du matériau et des réflexions d'ondes au sein de l'éprouvette permettent de mieux rendre compte des phénomènes dynamiques de la rupture. Des études ont montré qu'une analyse purement statique des essais d'arrêt de fissure ne permet pas de définir un paramètre intrinsèque caractéristique du matériau [183, 196]. L'usage d'un paramètre global dans le cadre d'une analyse élasto-dynamique des problèmes de rupture est efficace tant que le matériau est suffisamment fragile. Une alternative intéressante à ce type d'analyse consiste à utiliser un critère local en pointe de fissure permettant de représenter les mécanismes de rupture impliqués. Un critère de type RKR [1] est utilisé dans ce mémoire pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve 16MND5 dans le contexte d'une analyse élasto-viscoplastique.

Différents essais de propagation et d'arrêt de fissure ont été présentés. Il convient de bien maîtriser les conditions aux limites et d'utiliser des techniques de mesures performantes. Dans ces travaux, l'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure a été faite à partir d'essais isothermes sur CT. La campagne expérimentale menée sur des éprouvettes CT est présentée au chapitre 2. Des essais sur anneau ont été aussi modélisés afin de valider l'algorithme de calcul et le critère en contrainte sur une autre géométrie d'éprouvette.

La méthode X-FEM [237, 249] est utilisée dans le logiciel Cast3m [262] pour modéliser la propagation de fissure de clivage. C'est un outil très intéressant qui présente l'intérêt de simplifier les maillages. Les simulations numériques, réalisées dans cette thèse, associent l'approche locale de la rupture en dynamique non linéaire et un critère en contrainte critique de type RKR à une distance caractéristique. Ces modélisations et leurs interprétations sont présentées au chapitre 3. Les dépendances du critère en contrainte à la température et à la vitesse de déformation sont analysées afin d'établir un modèle de propagation robuste et physiquement fondé. Une justification physique du critère de propagation et d'arrêt est proposée au chapitre 4.

**Chapitre II : Essais de propagation et  
d'arrêt de fissure dans un acier de cuve  
16MND5**



## Chapitre II : Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5

<b>1. Introduction</b> .....	<b>65</b>
<b>2. Présentation du matériau</b> .....	<b>65</b>
<b>2.1. Généralités</b> .....	<b>65</b>
<b>2.2. Comportement mécanique quasi-statique en fonction de la température</b> .....	<b>66</b>
<b>2.3. Propriétés à rupture de l'acier ferritique 16MND5</b> .....	<b>67</b>
<b>2.4. Effet de la vitesse de déformation sur le comportement du matériau</b> .....	<b>68</b>
<u>2.4.1. Lois de comportement élasto-viscoplastique</u> .....	<b>68</b>
<u>2.4.2. Identification des paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique</u> .....	<b>70</b>
2.4.2.1. Principe de l'essai Hopkinson de compression dynamique .....	<b>71</b>
2.4.2.2. Résultats et identification des paramètres .....	<b>74</b>
<b>3. Protocole expérimental</b> .....	<b>80</b>
<b>3.1. Généralités</b> .....	<b>80</b>
<u>3.1.1. Pré-fissuration</u> .....	<b>80</b>
<u>3.1.2. Mise en place et en température de l'éprouvette</u> .....	<b>80</b>
<u>3.1.3. Mise en charge</u> .....	<b>81</b>
<b>3.2. Méthodes de mesure de la propagation de fissure</b> .....	<b>81</b>
<u>3.2.1. Description des jauges à brins</u> .....	<b>81</b>
<u>3.2.2. Traitement des données des jauges et détermination de l'avancée de fissure</u> .....	<b>82</b>
<u>3.2.3. Description du procédé expérimental avec système d'acquisition rapide</u> .....	<b>83</b>
<b>4. Essais sur CT</b> .....	<b>86</b>
<b>4.1. Longueur et trajet de fissure</b> .....	<b>86</b>
<b>4.2. Données d'amorçage</b> .....	<b>89</b>
<b>4.3. Vitesse de propagation des fissures rectilignes</b> .....	<b>93</b>
<b>4.4. Analyses fractographiques</b> .....	<b>96</b>
<u>4.4.1. Objectifs des observations</u> .....	<b>96</b>
<u>4.4.2. Techniques d'observation et de mesure</u> .....	<b>96</b>
<u>4.4.3. Etude de l'amorçage</u> .....	<b>97</b>
4.4.3.1. Position des sites de clivage .....	<b>97</b>
4.4.3.2. Origine des vitesses élevées à l'amorçage .....	<b>102</b>
4.4.3.3. Analyses profilométriques et résultats .....	<b>104</b>
<u>4.4.4. Etude de la propagation</u> .....	<b>106</b>
4.4.4.1. Observations MEB .....	<b>106</b>
4.4.4.2. Analyses profilométriques et résultats .....	<b>109</b>

## Chapitre II. Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5

<u>4.4.5. Etude de l'arrêt</u> .....	109
4.4.5.1. Observations MEB .....	109
4.4.5.2. Analyses profilométriques et résultats .....	110
<b>5. Conclusion</b> .....	<b>112</b>

## 1. Introduction

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus au cours de ces travaux de thèse à partir d'essais de propagation dynamique et d'arrêt de fissure de clivage. Dans un premier temps, le matériau de l'étude est présenté. Il s'agit de l'acier 16MND5 utilisé dans les cuves de Réacteur à Eau Pressurisée (REP) dont les propriétés mécaniques, déjà étudiées au CEA, sont partiellement rappelées [76, 81, 263, 264]. Une étude de l'effet de la vitesse de déformation sur le comportement du matériau a été réalisée afin d'identifier les paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique pour des vitesses de déformation allant jusqu'à  $10^4 \text{ s}^{-1}$ , loi qui est utilisée dans les modélisations numériques.

La seconde partie de ce chapitre décrit le protocole expérimental de la campagne d'essais menée. Une description précise des techniques utilisées pour la détection de l'avancée du front de fissure est réalisée.

L'ensemble des données expérimentales est ensuite présenté. Les expériences réalisées sur des éprouvettes Compact Tension (CT25), d'épaisseur différente, permettent de définir un modèle de propagation et d'arrêt de fissure qui est présenté au chapitre 3.

Enfin, les analyses des faciès de rupture, caractérisant les mécanismes de rupture mis en jeu, font l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

## 2. Présentation du matériau

### 2.1. Généralités

Un acier forgé de type 16MND5 est utilisé pour cette étude. Sa composition chimique (tableau 2.1.a) est proche de la nuance américaine ASTM A508 Cl.3. Ce matériau provient d'une débouchure de virole porte tubulure (virole B, figure 2.1.a) de la cuve d'un REP. Le prélèvement des éprouvettes est effectué de manière à les solliciter dans le sens circonférentiel de la cuve d'origine et faire propager la fissure dans le sens de l'épaisseur.

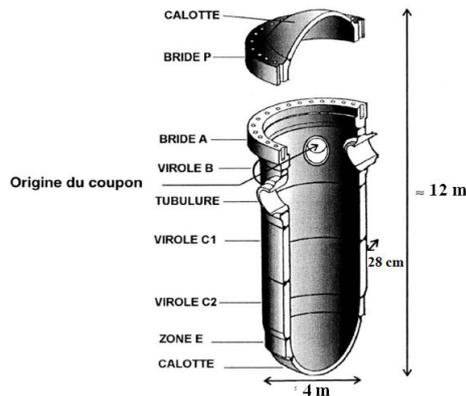


Figure 2.1.a : Origine du matériau étudié dans une cuve de REP

Élément	C	S	P	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Cu	Co	Al
Pourcentage massique (a)	$\leq 0,22$	$\leq 0,012$	$\leq 0,02$	$0,1 < \leq 0,3$	$1,15 < \leq 1,6$	$0,5 < \leq 0,8$	$\leq 0,25$	$0,43 < \leq 0,57$	$\leq 0,20$	$\leq 0,03$	$\leq 0,04$
Pourcentage massique (b)	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.a : Composition chimique de l'acier 16MND5 recommandée par le RCCM (a) et de l'étude (b)

L'acier 16MND5 appartient à la famille des aciers faiblement alliés à bas taux de carbone. Ce faible taux en carbone assure une meilleure soudabilité. Les éléments principaux d'addition sont le manganèse, le nickel et le molybdène. Les éléments d'addition présents dans sa composition assurent une meilleure trempabilité à l'acier. La microstructure finale du matériau est obtenue à l'issue de plusieurs traitements thermiques [265, 266]. Dans un premier temps, deux austénitisations de 5 heures à 865°C et 895°C suivies de trempes à l'eau sont réalisées. Puis, un revenu à 645°C durant 7 heures est effectué. Enfin, un traitement de détensionnement avec un maintien en température de 8 heures à 610°C permet de supprimer les contraintes résiduelles. A l'issue de ces traitements, la structure métallurgique obtenue est une bainite revenue.

## 2. 2. Comportement mécanique quasi-statique en fonction de la température

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 [263, 264]. La limite d'élasticité augmente lorsque la température diminue ou la vitesse de sollicitation augmente. Chapuliot et al [263] proposent une loi puissance (II.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 [263] qui a été effectué à partir de la virole de cuve dont sont issues nos éprouvettes. La figure 2.2.a, représentant les courbes expérimentales et lissées, confirme les bonnes prédictions obtenues avec le lissage proposé :

$$\varepsilon^{tot} = \begin{cases} \frac{\sigma^{eq}}{E} & \text{si } \sigma^{eq} < \sigma_Y \\ \left( \frac{\sigma^{eq}}{E} + \varepsilon_0 + \frac{\sigma^{eq} - \sigma'_Y}{E'} + \left( \frac{\sigma^{eq} - \sigma'_Y}{L} \right)^{\frac{1}{n}} \right) & \text{si } \sigma^{eq} \geq \sigma_Y \end{cases} \quad \text{où } \sigma_Y = \sigma'_Y - E' \varepsilon_0 \quad (II.1)$$

Les paramètres  $E$ ,  $\sigma_Y$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $E'$ ,  $\sigma'_Y$ ,  $K$  et  $n$  sont fonction de la température réduite  $\tau$  selon (II.2).  $E$ ,  $\sigma_Y$ ,  $E'$  et  $K$  sont données en  $MPa$ .  $n$  est un exposant sans dimension. Le tableau 2.2.a donne les constantes utilisées pour déterminer les lois de comportement en traction selon la température.

$$\begin{aligned} E &= a_E + b_E \tau + c_E \tau^2 + d_E \tau^3 \\ \sigma'_Y &= a_{\sigma'_Y} + b_{\sigma'_Y} \tau + c_{\sigma'_Y} \tau^2 + d_{\sigma'_Y} \tau^3 + e_{\sigma'_Y} \tau^4 \\ \varepsilon_0 &= 100 \cdot (a_{\varepsilon_0} + b_{\varepsilon_0}) \left[ \text{atan}(c_{\varepsilon_0} \tau + d_{\varepsilon_0}) + e_{\varepsilon_0} \right] \\ E' &= (a_{E'} + b_{E'}) \left[ \text{atan}(c_{E'} \tau + d_{E'}) + e_{E'} \right] \\ K' &= (a_{K'} + b_{K'}) \left[ \text{atan}(c_{K'} \tau + d_{K'}) + e_{K'} \right] \\ 1/n &= (a_n + b_n) \left[ \text{atan}(c_n \tau + d_n) + e_n \right] \end{aligned} \quad \text{où } \tau = \frac{T(^{\circ}C)}{273} \quad (II.2)$$

coefficients	$E$	$\sigma'_Y$	$\varepsilon_0$	$E'$	$K'$	$1/n$
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 2.2.a : Constantes utilisées pour décrire les courbes de traction

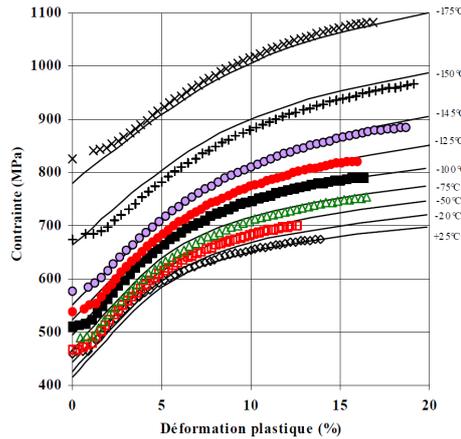


Figure 2.2.a : Courbes rationnelles de traction expérimentales (symboles) et modélisées par (II.1) (traits continus) à différentes températures

D'autres études portant sur des aciers de cuve (16MND5 et 18MND5) ont utilisé une loi puissance de type Hollomon (II.3) à deux paramètres  $k$  et  $n$  pour décrire le comportement élasto-plastique du matériau [4, 6, 267, 268].

$$\sigma = K \varepsilon^n \quad (II.3) \quad \text{où } K \text{ est une constante et } n \text{ est le coefficient d'écrouissage.}$$

### 2.3. Propriétés à rupture de l'acier ferritique 16MND5

Des essais de résilience ont été réalisés sur l'acier 16MND5 à partir d'éprouvettes Charpy-V [267, 268]. 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 2.3.a) 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 [263, 264, 269].

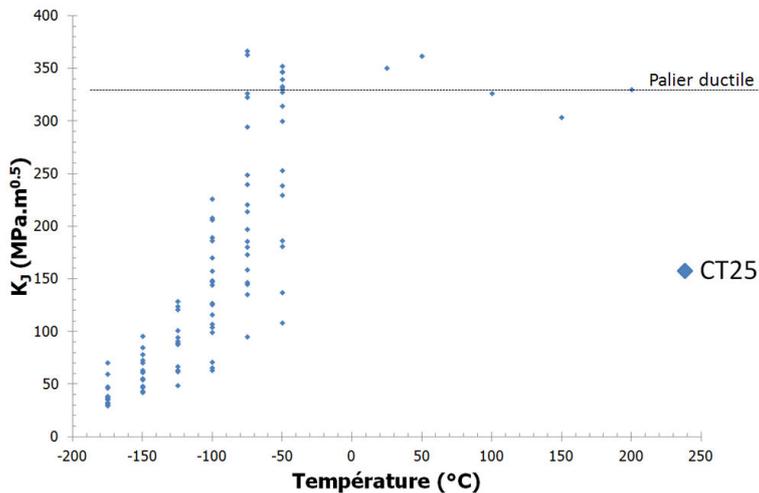


Figure 2.3.a : Courbe de transition fragile-ductile mis en évidence par des essais de ténacités sur CT25 [338]

La figure 2.3.a montre un plateau ductile à une ténacité de l'ordre de 330 MPa.m<sup>0.5</sup> [270] 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.

## 2.4. Effet de la vitesse de déformation sur le comportement du matériau

### 2.4.1. Lois de comportement élasto-viscoplastique

La simulation numérique de la propagation dynamique nécessite d'utiliser des lois constitutives tenant compte des paramètres ayant une influence sur la déformation du matériau (parmi lesquels se trouvent la vitesse de déformation plastique) et de la température afin de représenter l'adoucissement thermique résultant de l'échauffement du matériau [271].

Les lois constitutives peuvent être soit additives, où la contrainte statique s'additionne à une contrainte due à la viscosité, soit multiplicatives, où la contrainte statique est multiplié par un facteur dépendant de la vitesse de déformation. Les tableaux 2.4.1.a et 2.4.1.b présentent quelques lois utilisées. Parmi les lois constitutives, se distinguent les modèles empiriques [272-274] et les modèles physiques [275-277] qui s'appuient sur des paramètres microscopiques comme la taille des grains, la structure cristalline ou la structure des dislocations. Les lois empiriques présentent l'avantage d'avoir une formulation mathématique simple sans variables internes facilitant leur implémentation dans les codes de calcul. De plus, l'identification de leurs coefficients nécessite peu d'expériences. C'est pourquoi, les modèles empiriques sont très souvent utilisés. Des lois de comportement plus évoluées proposent des solutions souvent plus complexes à utiliser, mais fondées sur la physique de la déformation avec des variables internes représentant alors l'histoire de la déformation et l'état physique du matériau (taille des grains, densité de dislocations, ...).

Lois additives	Paramètres	Références
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} + A \cdot \log(1 + B \dot{\epsilon}_{pl})$	$A, B$	Malvern [278]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} + A \cdot \log\left(\frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{\dot{\epsilon}_{ref}}\right)$	$A$	Ludwick [279]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} + A + B \cdot \dot{\epsilon}_{pl}^m \log \dot{\epsilon}_{pl}$	$A, B, m$	Lindholm [280]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} + (A + B \cdot \dot{\epsilon}_{pl}^m) \cdot \ln \frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{\dot{\epsilon}_{ref}} + C \dot{\epsilon}_{pl}^n$	$A, B, C, m, n$	Zhao [281]

Tableau 2.4.1.a : Lois de comportement de type additif prenant en compte la vitesse de déformation

Lois multiplicatives	Paramètres	Références
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{A}\right)^{1/m}\right)$	$A, B$	Cowper et Symonds [282]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(1 + A \cdot \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{\dot{\epsilon}_{ref}}\right)\right)$	$A$	Johnson-Cook [283]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(\frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{\dot{\epsilon}_{ref}}\right)^m$	$m$	Molinari [284]
$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \dot{\epsilon}_{pl}^m$	$m$	Kobayashi [285]

Tableau 2.4.1.b : Lois de comportement de type multiplicatif prenant en compte la vitesse de déformation

Une loi multiplicative à deux paramètres de Cowper-Symonds a été utilisée dans le cadre de cette thèse. La loi proposée par Cowper-Symonds [282] en 1957, est l'une des plus simples pour prendre en compte les effets de la vitesse de déformation. Elle a fait l'objet de nombreuses publications [4-7, 285-287]. Cette loi consiste à multiplier la composante statique par un facteur dépendant de la puissance de la vitesse de déformation plastique (II.4). Il n'y a pas de dépendance explicite à la température.

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{A}\right)^{1/m}\right) \quad (II.4)$$

où  $A$  et  $m$  sont des paramètres matériau.

Des études antérieures sur des aciers 16MND5 et 18MND5 [72, 7] utilisent la loi de Cowper-Symonds. A partir d'essais réalisés sur une large plage de température (-196°C, -100°C, 20°C et 300°C) et pour des vitesses de déformations comprises entre  $1 \text{ s}^{-1}$  et  $1000 \text{ s}^{-1}$ , Hajjaj [4] identifie des paramètres identiques pour l'acier 18MND5 à ceux obtenus par Rossoll [5] sur l'acier 16MND5 ( $A = 10^8 \text{ s}^{-1}, m = 12$ ). La figure 2.4.1.c montre que l'augmentation de la limite d'élasticité à -196°C est bien reproduite par le modèle mais l'adoucissement dû à l'échauffement adiabatique de l'éprouvette est difficilement reproductible. Afin de mieux rendre compte des effets de la température et d'adoucissement thermique, Prabel [7] apporte deux modifications à la loi originale de Cowper-Symonds (II.5).

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(1 + H(\dot{\epsilon}_{pl})^{1/m}\right) \quad (II.5)$$

où

$$m = 4.25 - 0.015T; H = B + Ce^{(-\dot{\epsilon}_{pl}/D)}; B = 0.07592 - (0.07182T/273); C = 0.06352 - (0.2397T/273); D = 0.025$$

D'une part, les coefficients  $H$  et  $m$  dépendent de la température afin de reproduire au mieux les essais sur toute la gamme de température étudiée. D'autre part, le coefficient  $H$  dépend également de la déformation inélastique pour mieux reproduire l'effet d'adoucissement thermique sans avoir explicitement à calculer le champ thermique en pointe de fissure. La figure 2.4.1.d compare le modèle de Prabel aux résultats expérimentaux à deux températures.

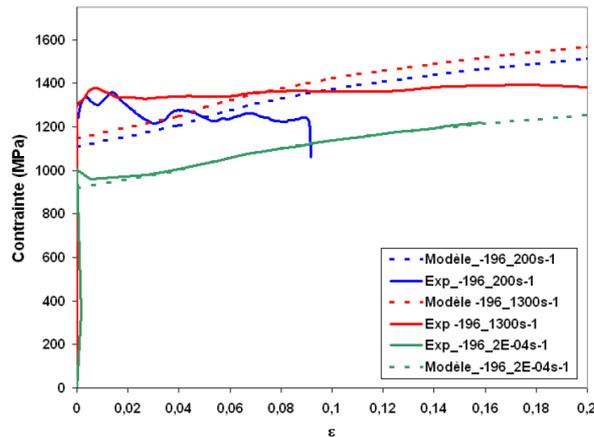


Figure 2.4.1.c : Comparaison du modèle de Cowper-Symonds avec l'expérience sans prise en compte de l'échauffement adiabatique [4]

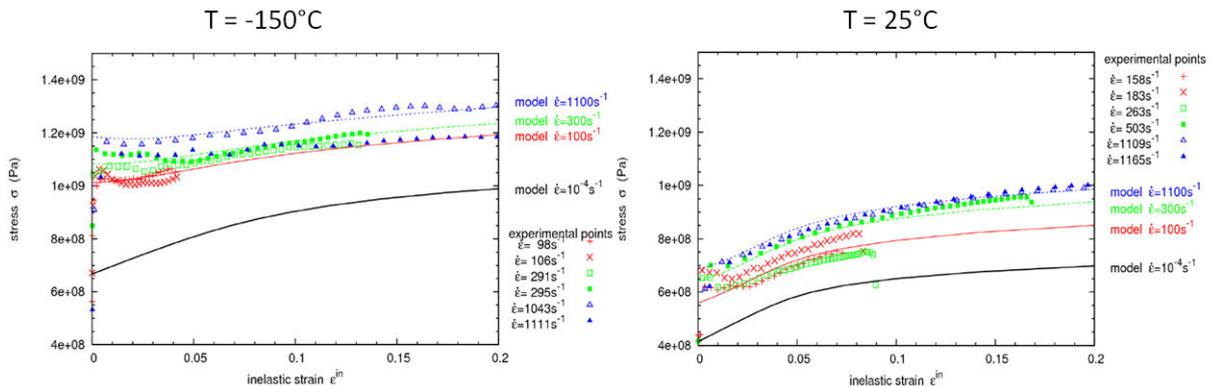


Figure 2.4.1.d : Comparaison du modèle de Cowper-Symonds modifié par Prabel avec l'expérience [7]

Afin de modéliser l'essai Charpy, Tanguy [116] identifie également le comportement de l'acier 16MND5 pour des vitesses de déformations s'étalant de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  à  $4000 \text{ s}^{-1}$ . L'auteur propose l'utilisation du modèle Double Norton Inverse (II.6) correspondant aux deux mécanismes de plastification décrits par la figure 2.4.1.e. En effet, l'évolution de la contrainte avec la vitesse de déformation se caractérise généralement par les deux régimes distincts schématisés. L'auteur utilise une loi élasto-viscoplastique additive avec quatre paramètres dépendant de la température. La comparaison du modèle proposé avec les résultats expérimentaux issus d'essais sur barres d'Hopkinson est présentée sur la figure 2.4.1.f.

$$\frac{1}{\dot{\epsilon}} = \frac{1}{\dot{\epsilon}_1} + \frac{1}{\dot{\epsilon}_2} \quad (II.6)$$

$$\dot{\epsilon}_1 = \left( \frac{\sigma_{\text{eq}} - R(\epsilon_{\text{plas}})}{K_1} \right)^{N_1} \quad (II.7) \quad \text{et} \quad \dot{\epsilon}_2 = \left( \frac{\sigma_{\text{eq}} - R(\epsilon_{\text{plas}})}{K_2} \right)^{N_2} \quad (II.8)$$

où  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $N_1$  et  $N_2$  sont des paramètres fonction de la température et  $R(\epsilon_{\text{plas}})$  traduit le comportement élastoplastique :

$$R(\epsilon_{\text{plas}}) = \sigma_{Y0} + Q_1(1 - e^{-b_1 \epsilon_P}) + Q_2(1 - e^{-b_2 \epsilon_P}) \quad (II.9)$$

où  $\sigma_{Y0}$  est la limite d'élasticité du matériau et  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $b_1$  et  $b_2$  sont des paramètres permettant de représenter l'écrouissage du matériau.

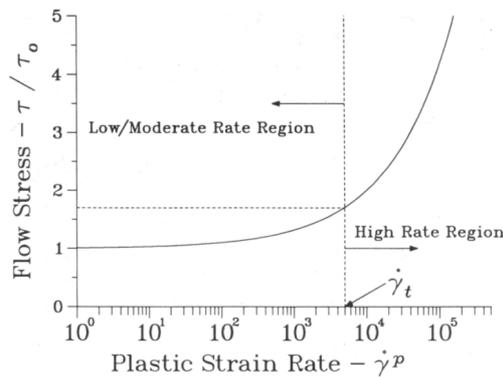


Figure 2.4.1.e : Schématisation des deux régimes viscoplastiques [16]

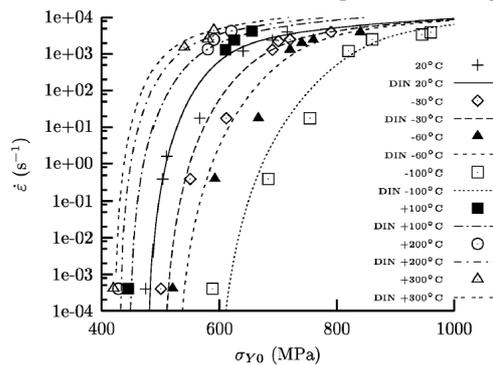


Figure 2.4.1.f : Comparaison entre la loi de comportement et l'expérience de l'évolution de la limite d'élasticité avec la vitesse de déformation à différentes températures [116]

#### 2.4.2. Identification des paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique

La finesse de la description du comportement du matériau va de pair avec le nombre de paramètres du modèle à identifier. Les deux difficultés majeures pour identifier les paramètres s'expliquent par le fait qu'il n'existe pas d'essai dynamique à vitesse de déformation constante et que les essais disponibles sont généralement unidimensionnels.

La caractérisation des lois de comportement des matériaux sur une plage de vitesse de déformation importante implique d'utiliser des techniques variées avec des précautions propres à chacune d'entre elles. Ainsi, les essais dont la mise en charge est quasi-statique se distinguent des essais dynamiques. Ces méthodes ne mettent pas en jeu les mêmes niveaux d'énergie et ne permettent donc pas de caractériser des échantillons de taille identique. La protection sismique, les crash-tests dans l'automobile, les procédés de mise en forme des métaux, ou encore les problèmes liés à la perforation des blindages impliquent des vitesses de déformation pouvant atteindre, respectivement  $1$  à  $10^2$   $s^{-1}$ ,  $10^3$   $s^{-1}$ ,  $10^4$   $s^{-1}$  et plus de  $10^7$   $s^{-1}$ . Une fissure de clivage en propagation engendre des vitesses de déformation importantes autour de la pointe de fissure qui peuvent atteindre  $10^4$  à  $10^5$   $s^{-1}$ .

La réalisation d'essais dynamiques repose sur l'utilisation de machines spécifiques différentes de celles utilisées pour des essais quasi-statiques. Les machines hydrauliques classiques, utilisées pour assurer une mise en charge quasi-statique, permettent d'imposer des déplacements à une vitesse de l'ordre du cm/s. Or, cette valeur est incompatible avec le caractère dynamique souhaité. Les essais dynamiques nécessitent des vitesses de déplacement du vérin de l'ordre de 10 m/s. Seules des machines hydrauliques spécialisées ou l'utilisation du système avec des barres d'Hopkinson peuvent imposer de telles vitesses aux différentes parties de l'éprouvette. Des machines hydrauliques spécialisées permettent d'atteindre des vitesses de déplacement du vérin de 20 m/s. Cependant, il n'est pas possible d'asservir la position du vérin avec la même qualité que sur une machine hydraulique classique. En effet, des accumulateurs de pression d'air doivent être utilisés pour compenser l'insuffisance de débit du groupe hydraulique, ce qui rend le pilotage de la machine plus délicat. De plus, pour de grandes vitesses de déplacement du vérin, les ondes créées font plusieurs aller-retour dans l'ensemble têtes d'amarrage-éprouvette, ce qui bruite fortement la mesure. Une alternative consiste à réaliser des essais de compression dynamiques sur barres de Kolsky ou d'Hopkinson. Le grand intérêt des barres d'Hopkinson réside dans le fait que le chargement de l'éprouvette ne se fait qu'avec une seule onde issue de la barre entrante. Ainsi, les oscillations, obtenues avec une machine hydraulique, sont éliminées. De plus, ces barres permettent une mesure précise du chargement appliquée ainsi que de la réponse globale de l'éprouvette, ce qui est important pour la qualité de la loi de comportement qui en découle. Cependant, on sollicite le matériau en compression et on suppose donc une symétrie du comportement du matériau. Cette technique a été utilisée pour caractériser jusqu'à  $10^3$   $s^{-1}$  l'acier 16MND5 au cours des travaux antérieurs [288, 289]. Des développements expérimentaux permettent désormais de caractériser le comportement dynamique des matériaux pour des vitesses de déformation supérieures à  $10^3$   $s^{-1}$  avec plus de précision, ce qui évite d'extrapoler les lois de comportement pour de hautes valeurs de vitesse de déformation. Ainsi, le comportement dynamique de l'acier 16MND5 a été caractérisé jusqu'à  $10^4$   $s^{-1}$  à partir d'essais de compression dynamique sur barres d'Hopkinson réalisés au Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique.

### *2.4.2.1. Principe de l'essai Hopkinson de compression dynamique*

Un essai de compression dynamique avec des barres dites d'Hopkinson (système Split Hopkinson Pressure Bar) ou barres de Kolsky (nom de celui qui a le premier utilisé le système dans sa configuration actuelle) consistent à placer un petit échantillon cylindrique entre deux longues barres dont leurs limites élastiques sont élevées par rapport à celle du matériau à tester mais possédant une impédance mécanique proche pour assurer une transmission correcte des ondes aux interfaces barres-échantillon. Ces barres permettent d'évaluer l'évolution au cours du temps de la force appliquée et du déplacement aux extrémités de l'éprouvette placée entre les barres en intégrant les vitesses directement accessibles (figure 2.4.2.1.a).

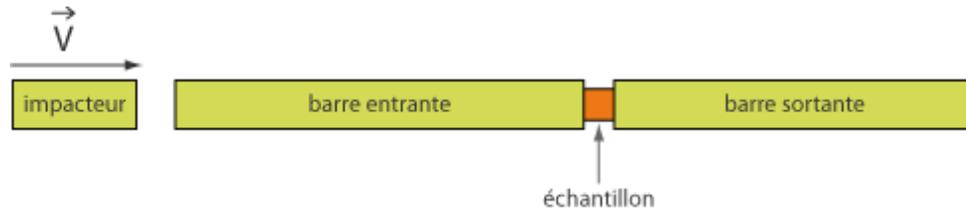


Figure 2.4.2.1.a : Dispositif de compression dynamique Split Hopkinson Pressure Bar (SHPB)

Un projectile, propulsé par un canon à air comprimé constitué d'un compresseur et d'une électro-vanne, vient impacter la barre d'entrée. Une onde de compression élastique longitudinale ( $\epsilon_i$ ) se propage dans toute la chaîne mécanique provoquant la compression de l'échantillon. Cette onde incidente a l'allure d'un « créneau » dont la durée est égale au temps mis pour faire un aller-retour dans l'impacteur. Une partie de l'onde est réfléchiée à l'interface « barre entrante-échantillon » ( $\epsilon_r$ ) et l'autre partie est transmise à l'échantillon et à la barre de sortie ( $\epsilon_t$ ). Les mesures sont effectuées sur le corps des deux barres au moyen de jauges de déformation afin d'obtenir l'enregistrement des déformations longitudinales associées aux bords gauche et droit de l'échantillon. L'enregistrement typique d'un essai de compression dynamique sur un échantillon 16MND5 est représenté sur la figure 2.4.2.1.b.

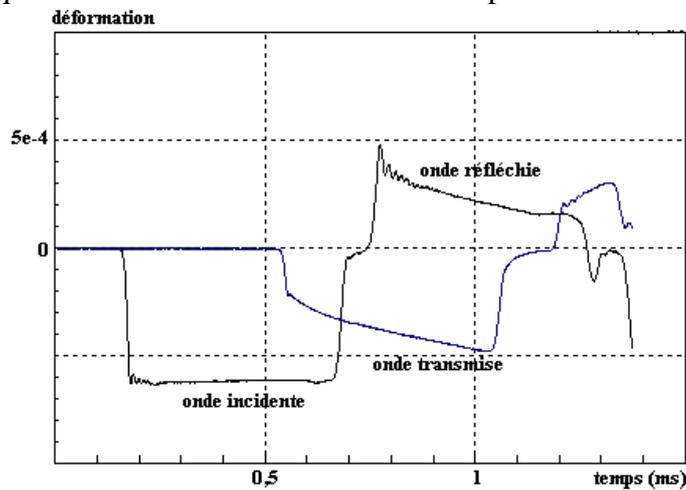


Figure 2.4.2.1.b : Enregistrement des ondes suite à l'impact du projectile avec le système SHPB

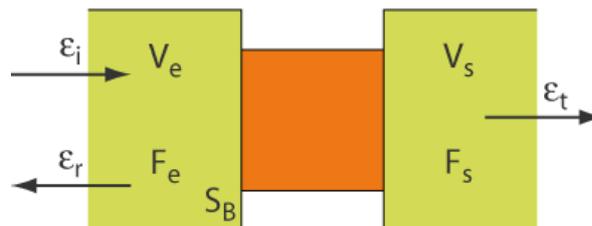


Figure 2.4.2.1.c : Paramètres associés aux ondes

La mesure des ondes incidente, réfléchiée et transmise permet de déterminer les vitesses des faces barres-échantillon et les forces exercées par les barres sur l'échantillon. Des barres de longue dimension autorisent l'approximation élastique unidimensionnelle. La nécessité de considérer la barre comme unidimensionnelle ne permet pas de placer les jauges de déformation trop près d'une extrémité. De plus, afin de différencier correctement l'onde incidente, induite par le choc de l'impacteur, de l'onde réfléchiée, dépendant de la réponse de l'échantillon, les jauges de déformation sont placées au milieu de la barre entrante. Il en est de même pour la position de la jauge de déformation sur la barre sortante. En appliquant les équations unidimensionnelles des ondes élastiques (II.10) aux barres du système (figure 2.4.2.1.c), la vitesse et la force appliquées au matériau sont obtenues (II.11, II.12).

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (II.10)$$

$$\begin{aligned} V_e &= -C(\varepsilon_i(t) - \varepsilon_r(t)) \\ V_t &= -C\varepsilon_t(t) \end{aligned} \quad (II.11)$$

$$\begin{aligned} F_e &= S_B E (\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)) \\ F_t &= S_B E \varepsilon_t(t) \end{aligned} \quad (II.12)$$

où  $C$  est la célérité des ondes de compression dans les barres (5000 m/s), les indices  $e$ ,  $i$ ,  $r$  et  $t$  signifient respectivement entrée, incident, réfléchi et transmis.  $E$  est le module d'Young des barres ( $2 \times 10^{11}$  Pa) et  $S_B$  leur section.

La vitesse est la vitesse moyenne de la surface de la barre au contact avec l'échantillon. La force est la résultante des efforts axiaux appliqués à l'échantillon. Elle est supposée être le résultat d'une contrainte homogène appliquée à la surface de l'échantillon. Dans la mesure où l'échantillon ne possède pas le même diamètre que la barre, le déplacement moyen de la face de la barre en contact avec l'échantillon ne correspond pas exactement au déplacement de la face de l'échantillon du fait d'un poinçonnement local. Cet effet de poinçonnement n'est pas pris en compte et les déplacements induits sont des valeurs légèrement par excès entraînant une mesure par excès de la déformation de l'échantillon. Cependant, une correction de déplacement est effectuée connaissant le module élastique du matériau 16MND5 dans la mesure où les déplacements supplémentaires pris en compte sont élastiques et linéaires pour un diamètre d'échantillon donné. Il est à noter que le temps de mesure est limité par la longueur de la barre entrante. La longueur de la barre sortante (3 mètres) est déterminée de telle sorte que l'onde transmise ne perturbe pas l'essai de compression après sa réflexion en bout de barre sortante. Les champs mécaniques, considérés homogènes, peuvent être calculés moyennant quelques corrections. Une correction de dispersion, permettant de prendre en compte la modification du signal dans son transport ainsi qu'un calage temporel précis sont effectués pour accéder précisément à ces grandeurs. Les valeurs nominales de déformations et de contraintes sont ensuite corrigées afin de tenir compte de l'effet de poinçonnement. La vitesse de déformation varie au cours de l'essai. Ainsi, la définition d'une seule vitesse de déformation associée à un essai est conventionnelle. La vitesse de déformation est souvent considérée constante au cours d'un essai sur barres d'Hopkinson en se basant sur le fait que la mise en vitesse a lieu dans la phase élastique et que la variation de vitesse dans la phase plastique a une très faible influence sur la réponse du matériau. En effet, l'ordre de grandeur de l'influence de la vitesse de déformation est globalement comparable au logarithme de cette dernière. L'incertitude de mesure sur les valeurs de vitesse de déformation est inférieure à 5%. Les températures étudiées pour caractériser le comportement du matériau 16MND5 aux hautes vitesses de déformation sont comprises entre  $-175^\circ\text{C}$  et  $25^\circ\text{C}$ . Le tableau 2.4.2.1.a résume l'ensemble des essais réalisés.

Essai de compression dynamique (vitesses visées)				
Température ( $^\circ\text{C}$ )	$300 \text{ s}^{-1}$	$1000 \text{ s}^{-1}$	$5000 \text{ s}^{-1}$	$10000 \text{ s}^{-1}$
-175	4	2		
-150	4	2	4	2
-125	4	6		
-100	6	3	2	3
-50	4	2	2	2
25	5	2		

Tableau 2.4.2.1.a : Récapitulatif des essais de compression dynamique sur l'acier 16MND5

Le contrôle de la température, notamment pour les essais à basse température, impose un aménagement particulier du banc de mesure comme le montre la figure 2.4.2.1.d. L'éprouvette et le bout des barres sont isolés dans un tube en PMMA dans lequel est introduit l'azote liquide afin de refroidir l'échantillon. La mesure de la température est effectuée à l'aide d'un thermocouple soudée à la surface de l'échantillon. Le refroidissement de l'échantillon est toujours en excès par rapport à la température de consigne de l'essai à réaliser. En effet, l'échantillon se réchauffe légèrement une fois l'azote liquide versée. Le canon servant à lancer le projectile est préalablement gonflé à la pression requise. Du fait du lent réchauffement de l'échantillon (un-demi degré par seconde), le tir est

déclenché lorsque la température nominale de l'essai est atteinte. La durée très courte de l'essai ne permet pas d'échange de chaleur entre l'échantillon et les barres, ce qui assure une quasi-adiabaticité du chargement. En considérant que l'énergie dissipée plastiquement se convertisse en chaleur et sachant que la capacité calorifique moyenne volumique de l'acier 16MND5 est estimée à

$$3,53 \times 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \cdot \text{C}}$$

il est possible d'évaluer l'élévation de température au cours d'un essai. Ainsi, une augmentation de température de 20°C voire 30°C se produit pour une déformation totale de 10% (pour  $\dot{\epsilon} \sim 10^4 \text{s}^{-1}$ ). L'énergie dissipée plastiquement augmente comme la contrainte pour une déformation totale donnée. Ainsi, l'effet de l'élévation de température est d'autant plus important que la vitesse de déformation est grande et que la température est basse.

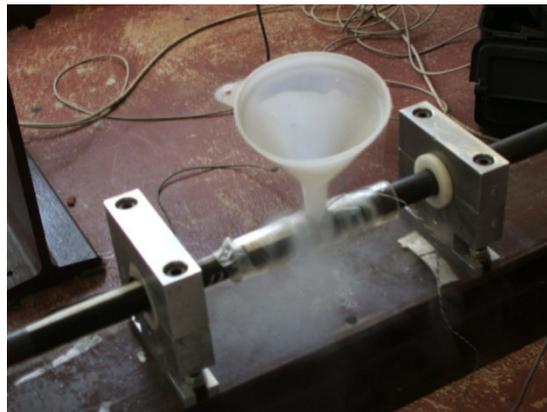


Figure 2.4.2.1.d : Mise en température de l'échantillon avec de l'azote liquide

#### 2.4.2.2. Résultats et identification des paramètres

D'après la figure 2.2.a, l'augmentation de la température est associée à une diminution de la limite d'élasticité du matériau étudié en quasi-statique. Cette tendance demeure lors des essais dynamiques sur barres d'Hopkinson (figure 2.4.2.2.a). Par ailleurs, la figure 2.4.2.2.b montre que la contrainte augmente avec la vitesse de déformation. A de hautes valeurs de vitesses de déformation (5000 à 10000  $\text{s}^{-1}$ ), il y a des oscillations pour les faibles niveaux de déformation (figure 2.4.2.2.b). L'exploitation des données pour les hautes vitesses de déformation est explicitée sur la figure 2.4.2.2.c où un lissage de la courbe expérimentale est effectué. Plus la vitesse de déformation augmente, plus le lissage est approximatif. Ces courbes lissées ont ensuite été utilisées pour identifier les paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique. Il y a donc une incertitude non nulle sur l'effet de viscosité à vitesse de déformation élevée.

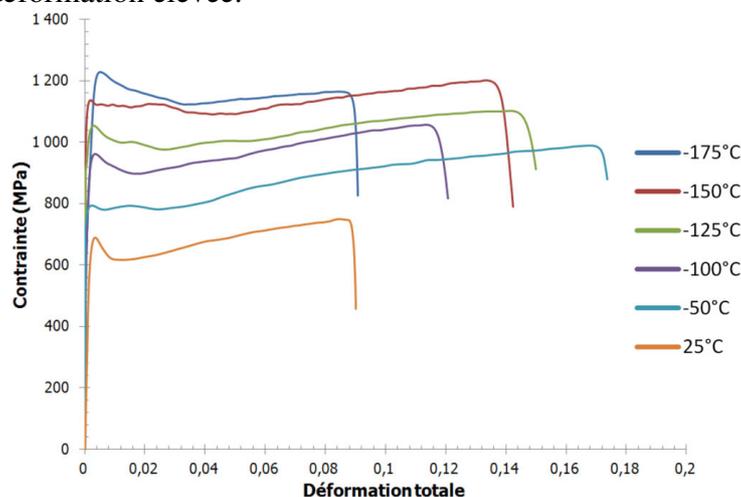


Figure 2.4.2.2.a : Evolution de la contrainte en fonction de la déformation totale à différentes températures pour une vitesse de déformation de 300 s<sup>-1</sup>

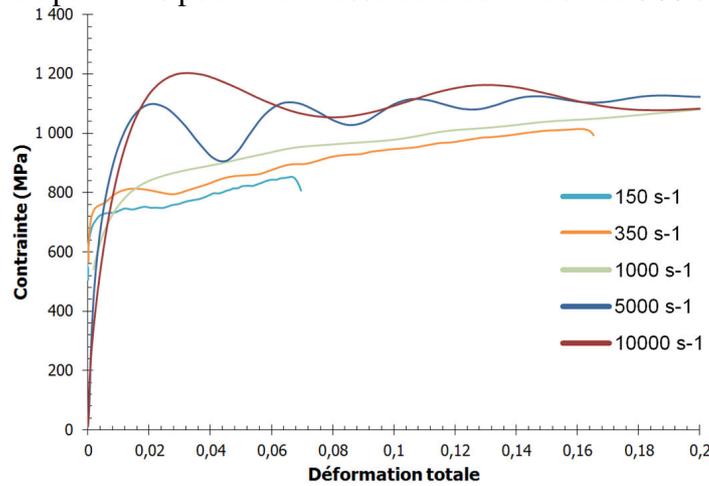


Figure 2.4.2.2.b : Evolution de la contrainte en fonction de la déformation totale à différentes vitesses de déformation à -50°C

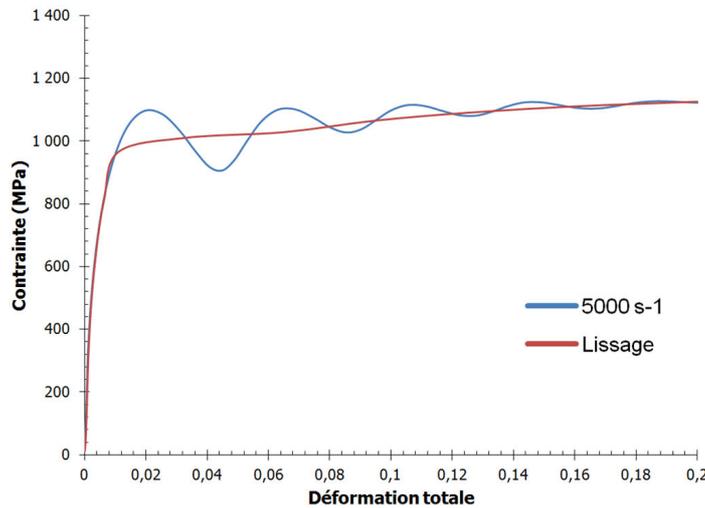


Figure 2.4.2.2.c : Lissage de l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation totale à -50°C pour 5000 s<sup>-1</sup>

La pente des courbes d'écrouissage est plus faible en dynamique qu'en statique. Les essais dynamiques sont de durée suffisamment faible pour être considérés comme adiabatiques. Ainsi, la chaleur produite par la dissipation plastique élève la température et adoucit le comportement du matériau, surtout pour les essais à basse température et vitesse de déformation élevée.

Rossoll [5] identifie les coefficients  $A = 10^9 \text{ s}^{-1}$  et  $m = 12$  pour caractériser le comportement dynamique de l'acier 16MND5 (II.13).

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left( 1 + \left( \frac{\dot{\epsilon}_{pl}}{A} \right)^{1/m} \right) \quad (II.13)$$

Dans le cadre de cette thèse, l'identification du modèle s'appuie sur les valeurs de contraintes et de vitesses de déformation plastique enregistrées pour des déformations inélastiques de 2%, 5% et 10%. Dans un premier temps, il faut chercher à faire correspondre au mieux le modèle aux résultats expérimentaux. Cependant, il est impossible d'identifier un unique couple de paramètres  $(A, m)$

permettant d'avoir un modèle EVP robuste à toutes les températures. C'est pourquoi un couple  $(A, m)$  a été identifié à chaque température. Le tableau 2.4.2.2.a récapitule l'ensemble des résultats obtenus.

Température (°C)	A (s <sup>-1</sup> )	m
-150	500000	4,2
-125	31000	6
-100	34000	6,5
-75	16000	7,2
-50	45000	5,6

Tableau 2.4.2.2.a : Couple  $(A, m)$  identifié à chaque température

L'évolution obtenue des paramètres  $A$  et  $m$  avec la température n'est pas physique car elle doit être régulière. Un travail plus précis devra être effectué sur ce point afin de modéliser des essais anisothermes. Dans notre cas, comme nous travaillons à partir d'essais isothermes, ces identifications sont jugées satisfaisantes. Malgré une identification des paramètres à chaque température, il subsiste des difficultés pour reproduire correctement la pente de l'écrouissage. Cela est probablement dû à l'adoucissement thermique dont nous avons déjà parlé. Dans ce cas, il s'avère intéressant de réaliser une intégration indirecte de cet échauffement via la loi de comportement en faisant dépendre les paramètres  $A$  et  $m$  de l'équation (II.12) à la température. Cette approche a conduit Prabel [7] à modifier la loi originale de Cowper-Symonds sous la forme (II.14). Cette modification de la loi de Cowper-Symonds permet de prendre en compte l'écrouissage visqueux et l'adoucissement thermique via la déformation inélastique de manière simple. Les coefficients des équations (II.15) et (II.16) ont été identifiés par Prabel [7] et ceux de (II.17) et (II.18) ont été identifiés dans le cadre de cette thèse.

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left(1 + H(\dot{\epsilon}_{pl})^{1/m}\right) \quad (II.14)$$

où  $m$  dépend de la température (II.15) et  $H$  dépend de la température et de la déformation (II.16).

$$m = 4.25 - 0.015T \quad (II.15) \text{ et } H = B + C e^{(-\dot{\epsilon}_{pl}/D)} \quad (II.16) \quad \text{avec}$$

$$B = 0.07592 - (0.07182T/273); C = 0.06352 - (0.2397T/273); D = 0.02528 - (0.04124T/273).$$

où  $T$  est exprimé en °C et  $\dot{\epsilon}_{pl}$  est sans unité.

A partir des essais de compression dynamique réalisés, une optimisation des paramètres  $m$  (II.17) et  $H$  (II.18) a été réalisée afin de faire correspondre encore mieux le modèle EVP avec les résultats expérimentaux.

$$m = 4.22 - 0.025T \quad (II.17) \text{ et } H = B + C e^{(-\dot{\epsilon}_{pl}/D)} \quad (II.18) \quad \text{avec}$$

$$B = 0.04291 - (0.2097T/273); C = 0.02975 - (0.5757T/273); D = 0.06765 - (0.0792T/273).$$

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les modèles EVP est présentée pour trois températures sur les figures 2.4.2.2.d à 2.4.2.2.f. La loi de Cowper-Symonds modifiée (II.14) avec les paramètres (II.17) et (II.18) permet de mieux approcher les résultats expérimentaux du fait d'un nombre plus important de paramètres ajustables (figures 2.4.2.2.d à 2.4.2.2.f). La loi EVP de Cowper-Symonds (II.13) à deux paramètres (tableau 2.4.2.2.a) reste cependant satisfaisante et sera utilisée pour l'ensemble des modélisations présentées au chapitre 3. Cette loi EVP à deux paramètres donne de moins bons résultats à 10% de déformation inélastique, mais on monte peu à ce niveau de déformation pendant les essais.

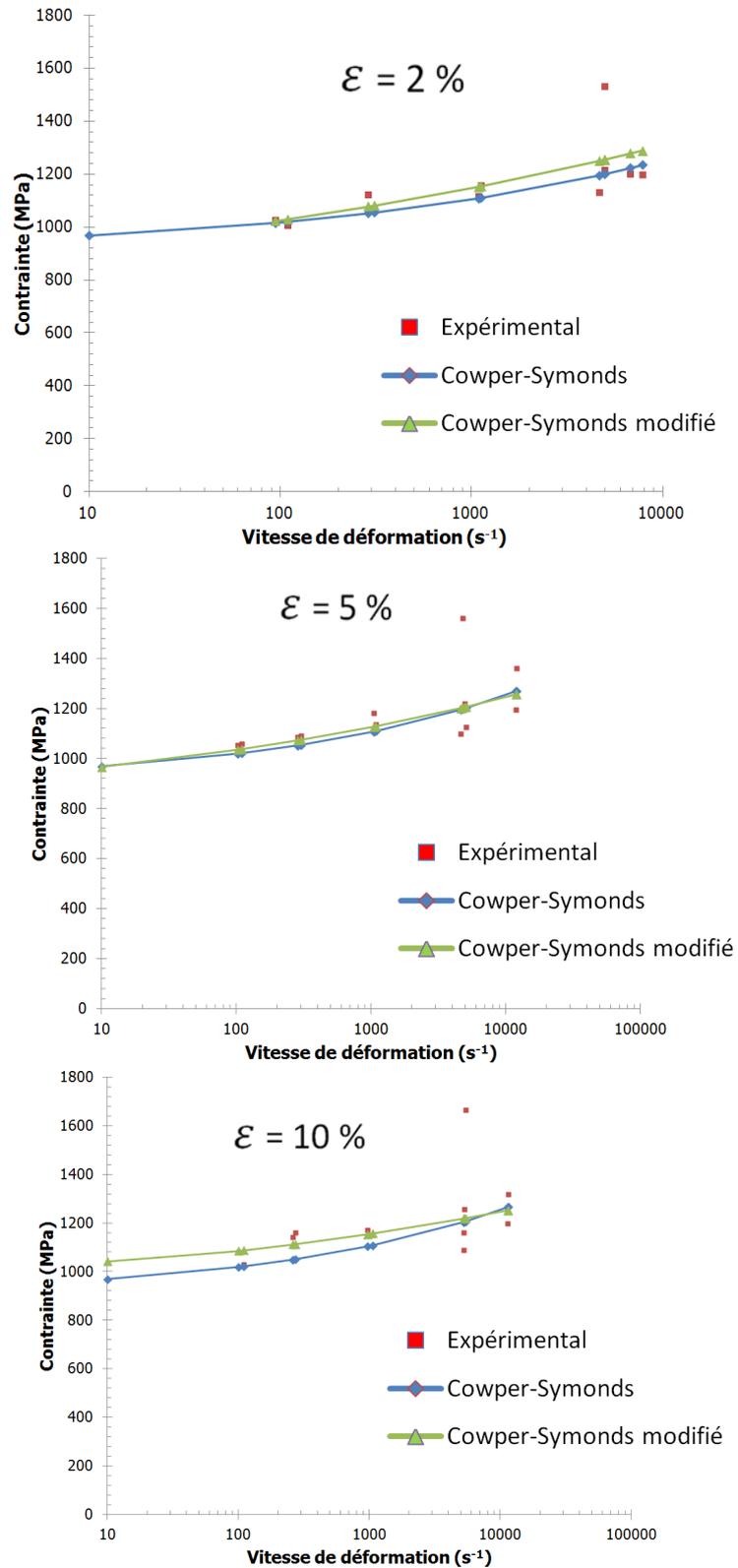


Figure 2.4.2.2.d : Comparaison avec l'expérience des modèles de Cowper-Symonds identifiés sur l'acier 16MND5 à -150°C pour 2%, 5% et 10% de déformation plastique

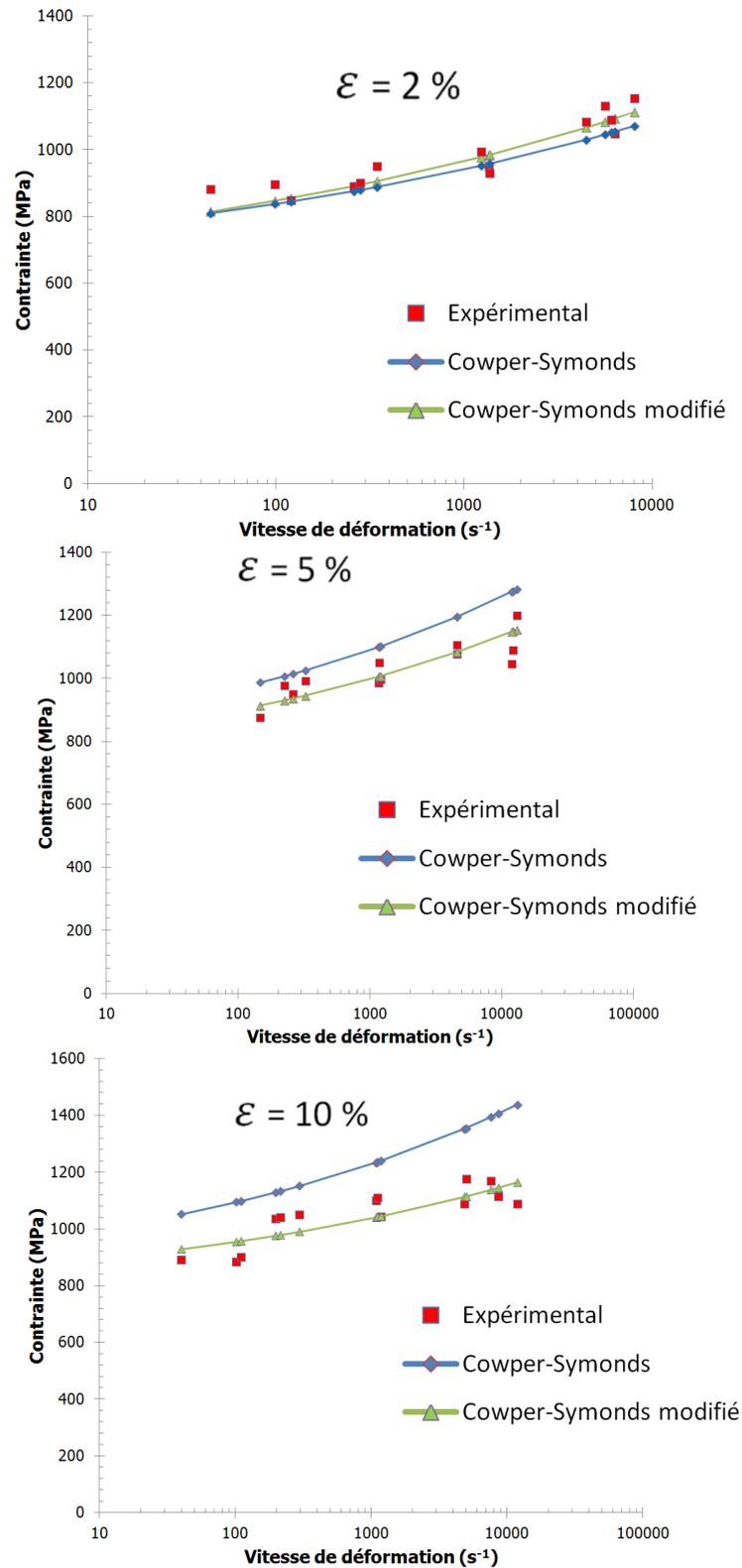


Figure 2.4.2.2.e : Comparaison avec l'expérience des modèles de Cowper-Symonds identifiés sur l'acier 16MND5 à  $-100^{\circ}C$  pour 2%, 5% et 10% de déformation plastique

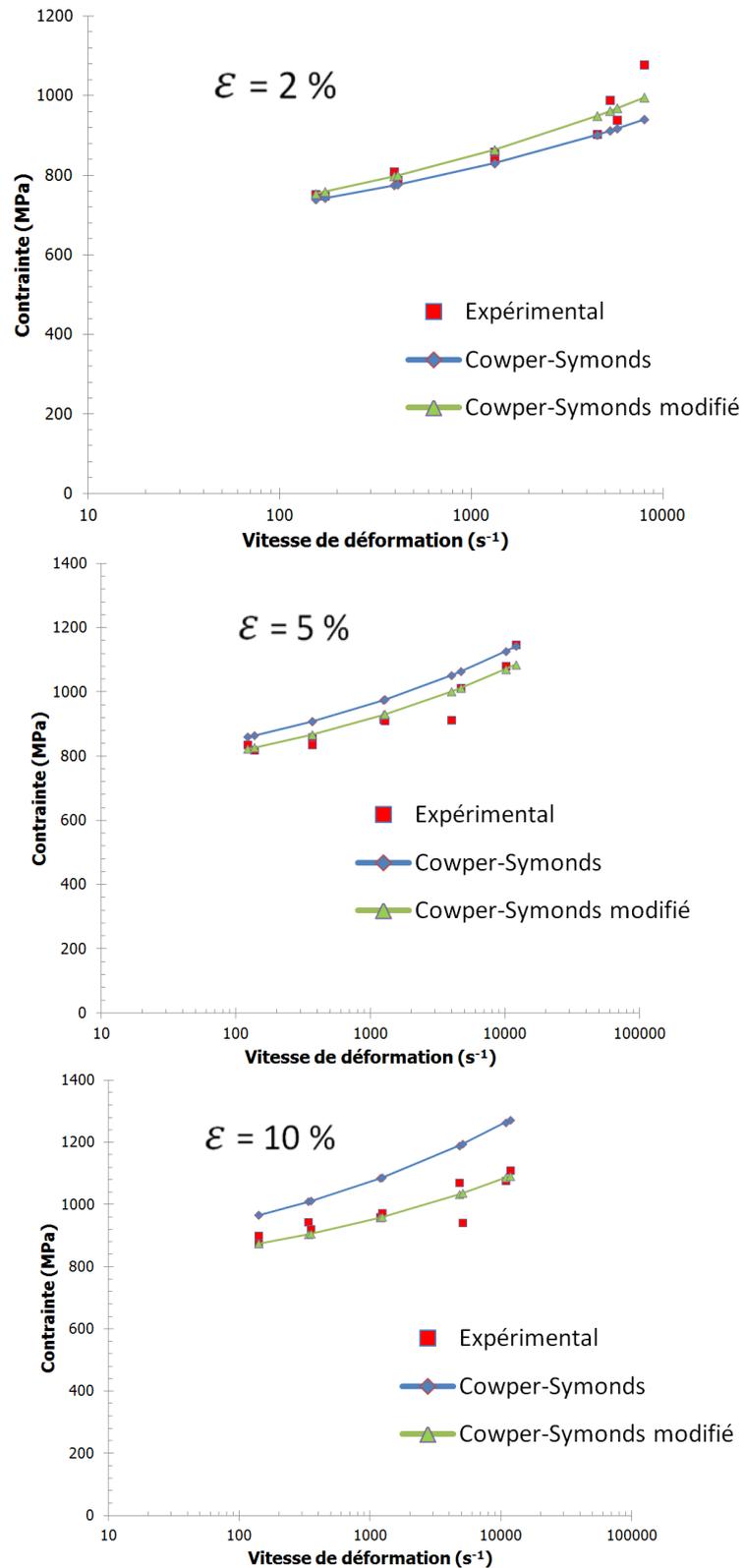


Figure 2.4.2.2.f : Comparaison avec l'expérience des modèles de Cowper-Symonds identifiés sur l'acier 16MND5 à  $-50^{\circ}C$  pour 2%, 5% et 10% de déformation plastique

### 3. Protocole expérimental

#### 3.1. Généralités

Les essais de propagation de fissure de clivage ont été réalisés sur des éprouvettes Compact Tension CT25 sans entaille latérale (figure 3.1.a) respectant la norme ASTM E1820 [31] mais avec une épaisseur réduite à 15, 10, 5 et 3 mm afin de favoriser un front de fissure rectiligne pendant la propagation par clivage et un arrêt plus facile (moins d'énergie stockée). Les méthodes de mesure de l'avancée de fissure (jauges à brins, caméra) ne sont pas compatibles avec des entailles latérales.

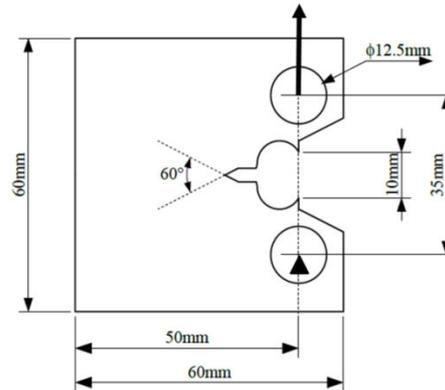


Figure 3.1.a : Géométrie de l'éprouvette CT

##### 3.1.1. Pré-fissuration

L'éprouvette est d'abord pré-fissurée par fatigue sous un chargement cyclique à la température ambiante afin de créer une fissure très aiguë à partir de l'entaille mécanique. La pré-fissuration permet de se dégager de la zone perturbée qui est présente au voisinage immédiat de l'entaille mécanique usinée.

La procédure des essais de pré-fissuration est telle que l'amplitude de charge diminue de façon à ce que  $\Delta K$  soit décroissant en maintenant le rapport de charges  $R_S$  et la fréquence d'essai constants. Les paramètres utilisés sont les suivants :

$$\Delta K_{ini} = 27 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-0,5} ; \Delta K_{fim} = 10 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-0,5} ;$$

$$R_S = 0,1 ; a_{ini} = 22,5 \text{ mm} ; f = 8 \text{ Hz} \text{ et } C_g = -0,147 .$$

Environ 200 000 cycles sont nécessaires pour réaliser une pré-fissure comprise entre 2 et 3 mm. Un examen post-mortem du faciès de rupture de l'éprouvette permet de déterminer précisément la longueur de pré-fissure initiale.

##### 3.1.2. Mise en place et en température de l'éprouvette

Après l'étape de pré-fissuration, l'éprouvette est préparée (polissage miroir) et équipée (jauges à brins) en vue des essais réalisés entre  $-150^\circ\text{C}$  et  $-50^\circ\text{C}$ . Un extensomètre, préalablement étalonné, ainsi que trois thermocouples de type K sont utilisés respectivement pour mesurer l'ouverture de la fissure et la température de l'éprouvette. L'éprouvette est ensuite installée sur la machine de traction hydraulique MTS avec une cellule de force de 500 kN par l'intermédiaire de chapes et de goupilles au sein d'une enceinte thermique dans laquelle est injectée de l'azote (figure 3.1.2.a). L'atteinte de la température de consigne s'effectue en 45 minutes. Ensuite, un palier en température d'une heure est respectée afin d'éviter un gradient thermique entre les bords libres et le cœur de l'éprouvette.

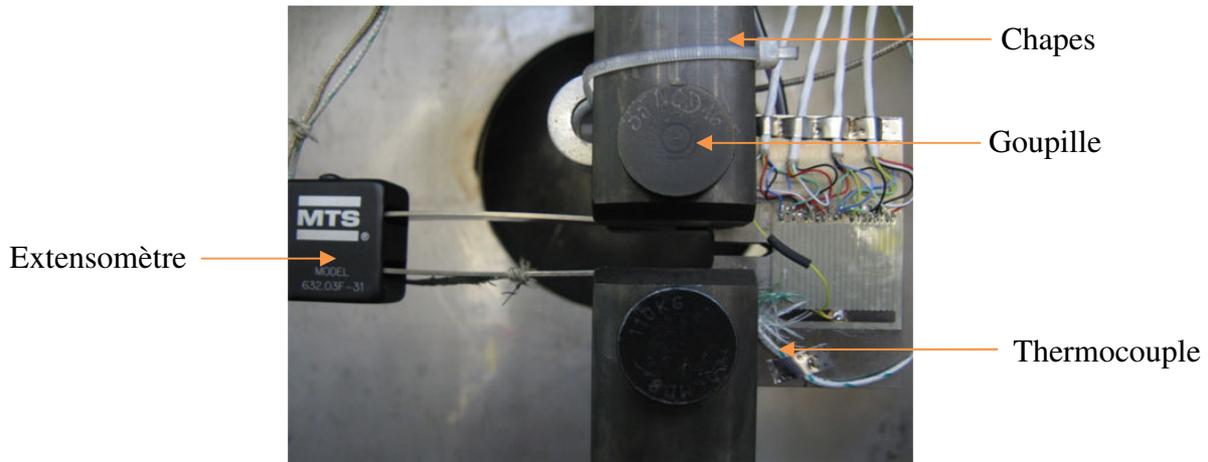


Figure 3.1.2.a : Mise en place de la CT

### 3.1.3. Mise en charge

La mise en charge de l'essai de traction est pilotée à l'aide du logiciel *Wavemaker* d'INSTRON. Il permet d'enregistrer le déplacement du vérin, la force appliquée, l'ouverture de la fissure ainsi que les tensions des jauges à brins. Le chargement s'effectue à la vitesse de déplacement imposé de 0.4 mm/min.

## **3.2. Méthodes de mesure de la propagation de fissure**

Deux méthodes de mesure de l'avancée du front de fissure ont été utilisées durant cette étude. La première méthode standard repose sur l'utilisation de jauges à brins et la seconde méthode, utilisant une caméra rapide, a été mise en place durant ces travaux de thèse au sein du CEA/LISN.

### 3.2.1. Description des jauges à brins

Des jauges à brins ou à fils rompus, permettant de déterminer la vitesse d'avancée de la fissure, sont collées sur les faces de l'éprouvette CT perpendiculairement au plan de propagation. Des brins, espacés régulièrement, sont reliés entre eux comme autant de résistances en parallèle. Au cours des travaux de thèse de Prabel [7], des jauges des fabricants Vishay et HBN avaient été testées. Finalement, les jauges Vishay avaient été choisies car elles fournissent un signal moins bruité que les jauges HBN. Deux types de jauges à brins Vishay sont utilisés dans cette étude, à savoir une jauge 20 fils à 20 brins séparés sur une face de l'éprouvette (CPD, figure 3.2.1.a) et deux jauges 20 fils à 20 brins unis sur l'autre face de la CT (CPA, figure 3.2.1.a). Les jauges à fils rompus sont câblées à un circuit électrique tel que présenté sur la figure 3.2.1.b.

$V_{in}$  et  $V_{out}$  sont respectivement les tensions d'entrée et de sortie du circuit électrique.  $R_s$  et  $R_p$  sont des résistances montées respectivement en série et en parallèle avec la jauge à fils rompus et ayant pour valeurs 82 et 180 Ohms. Ces valeurs de résistances ont été optimisées de manière à linéariser la réponse de la jauge avec le nombre de brin rompu et à utiliser toute la gamme de tension admise par les cartes d'acquisitions rapides (0 à 5 Volts).

L'avancée de la fissure provoque la rupture des brins entraînant une augmentation de la résistance globale de la jauge. Cette variation de résistance entraîne une augmentation de la tension du circuit d'alimentation de la jauge (figure 3.2.1.c). Cette tension de sortie  $V_{out}$  est enregistrée par l'intermédiaire des cartes d'acquisition rapide qui peuvent enregistrer dix-sept millions de points à une fréquence de 30 MHz. Les données brutes enregistrées à l'issue d'un essai sont données à la figure 3.2.1.c. Chaque saut de tension caractérise la rupture d'un brin. Connaissant la distance entre deux

brins et l'intervalle de temps nécessaire à la rupture de deux brins consécutifs, la vitesse de propagation instantanée de la fissure est déduite.

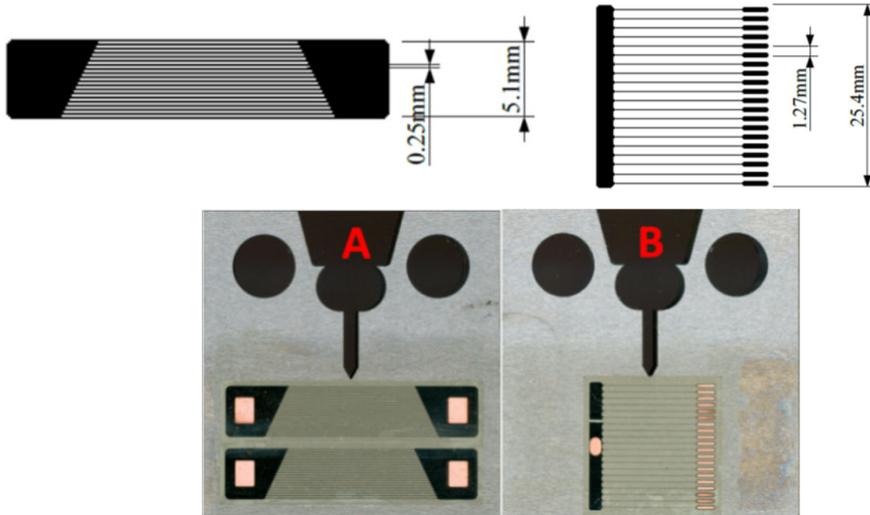


Figure 3.2.1.a : Jauges à brins Vishay de type CPD (a) et CPA (b)

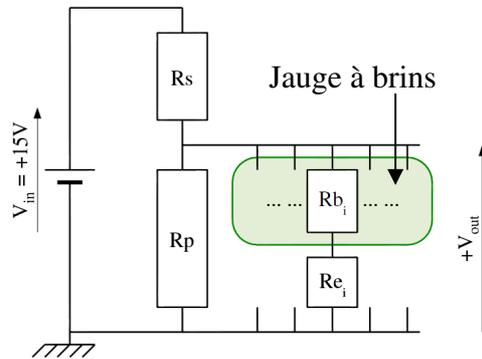


Figure 3.2.1.b : Schéma du circuit électrique du montage

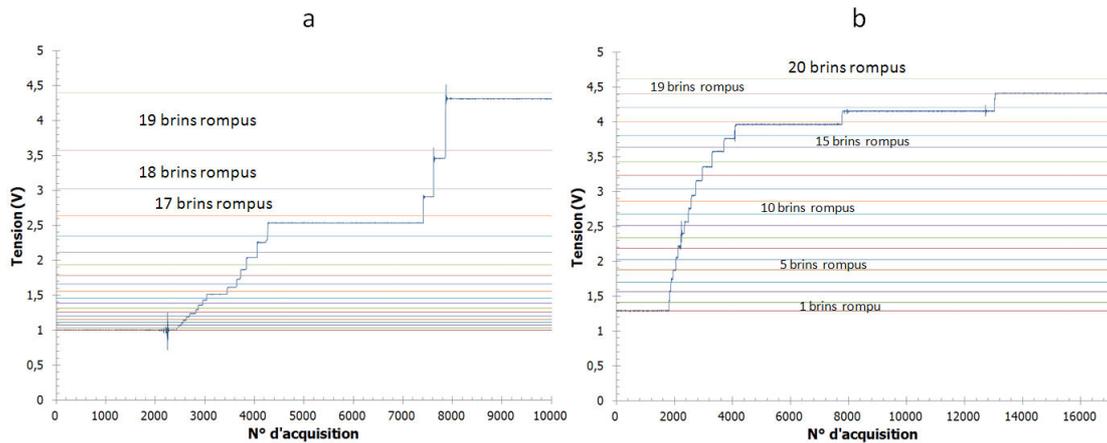


Figure 3.2.1.c : Evolution des tensions de sortie expérimentales obtenues pour un essai à  $-150^{\circ}\text{C}$  avec une jauge CPD (a) et une jauge CPA (b)

### 3.2.2. Traitement des données des jauges et détermination de l'avancée de fissure

Le déclenchement de l'acquisition rapide repose sur la voie de mesure de tension de la jauge CPA. En effet, cette jauge présente un espacement régulier entre chaque brin de 1.27 mm lui permettant de mesurer la propagation d'une fissure qui traverse complètement l'éprouvette CT25 le cas échéant.

Une séquence de maintien en force est intégrée au dispositif afin de suspendre la mise en charge au moment où l'acquisition rapide se déclenche dans le cas de la rupture d'un brin sans pour autant que la fissure ne soit amorcée. Le système se réinitialise, puis la mise en charge peut alors continuer. Ce type de situation se rencontre lorsque les premiers brins de la jauge sont proches de l'entaille mécanique usinée. L'ouverture de la pré-fissure de fatigue suffit alors à les rompre. Par ailleurs, aux températures de  $-100^{\circ}\text{C}$ ,  $-75^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ , la plasticité autour de la pointe de fissure est responsable de l'allongement et de la rupture des premiers brins des jauges alors qu'il n'y a aucune avancée notable de la fissure. Le déclenchement de l'acquisition rapide entraîne le transfert des données de la mémoire vive à la mémoire dure. Cette étape, nécessitant un temps relativement conséquent (deux à trois minutes), justifie un maintien en force.

La technique des jauges reste cependant associée à un certain nombre d'incertitudes difficilement quantifiables sur la corrélation exacte entre la vitesse de rupture des brins de la jauge et la vitesse de la fissure elle-même. En effet, une multiple fissuration dès l'amorçage ainsi qu'un décollement possible de la jauge sur les premiers brins suite à une plasticité importante sont à l'origine d'approximations de mesure. Des moyens optiques auraient pu permettre l'étude de la rupture fragile des aciers et offrir une alternative pour estimer la vitesse de propagation de fissure, mais les laboratoires sont confrontés à deux difficultés majeures. Le premier problème est relié au fait que les essais se déroulent dans une enceinte thermique à très basse température. Cela entraîne de travailler avec une longue distance focale et la formation facile de givre sur le hublot de l'enceinte et sur la surface d'étude de l'éprouvette du fait de l'humidité environnante et des problèmes d'isolation de l'enceinte. La seconde difficulté s'explique par la nécessité de grande fréquence d'acquisition puisque une fissure de clivage atteint jusqu'à  $1000\text{ m/s}$ . Il est nécessaire de filmer une zone de quelques centimètres carrés à une fréquence de plusieurs centaines de milliers d'images par seconde (ips). Or la résolution spatiale des caméras rapides décroît avec la fréquence d'acquisition. Ces exigences nous conduisent rapidement aux limites de performance des moyens disponibles dans le commerce et seules les caméras rapides de dernière génération permettent d'atteindre ces exigences de performance. Dans le cadre de cette thèse, un important travail technologique pour éliminer le givrage à l'intérieur d'enceintes thermiques de grande dimension a été effectué avec succès. La mise en place d'un procédé expérimental optimisé au sein du CEA/LISN associée à la dernière génération de caméra d'acquisition rapide ont permis l'étude directe de la propagation de fissures de clivage.

### 3.2.3. Description du procédé expérimental avec système d'acquisition rapide

Le recours à une caméra d'acquisition rapide a été fait afin de confirmer la validité des résultats obtenus avec les jauges à brins. Des améliorations ont été réalisées sur l'enceinte thermique (INSTRON) afin d'assurer une parfaite isolation et étanchéité. La formation de givre au sein de l'enceinte et sur l'éprouvette a ainsi été évitée. L'enceinte thermique ne dispose que d'un hublot de **12 cm x 34 cm** ce qui donne très peu de latitude quant à la position de la caméra et de l'éclairage.

Après analyse des différentes caméras d'acquisition ultra-rapide présentes sur le marché, quatre caméras ont présenté un intérêt par rapport à leur fréquence d'acquisition suffisante pour étudier la rupture par clivage. La plupart des caméras disponibles sur le marché ont rapidement été éliminés pour leurs capacités techniques insuffisantes et leurs coûts. Deux caméras ont été testées dans le cadre de cette thèse et le choix s'est finalement porté sur la caméra PHANTOM V710 de Vision Research pour sa meilleure fréquence d'acquisition toute chose étant égale par ailleurs et pour un logiciel d'acquisition et de post-traitement plus performant.

La caméra utilisée est une PHANTOM V710 option FAST avec 16 Go de RAM du fabricant Vision Research [290] (figure 3.2.3.a). L'option FAST permet une obturation de 300 ns qui est fondamentale afin d'assurer une netteté des images pour des enregistrements à plus de 520 000 ips. Les propriétés d'acquisition de la caméra sont présentées sur la figure 82. Le buffer de 16 Go autorise 2 secondes

d'enregistrement à cette vitesse. Un objectif ZEISS PLANAR F2 a été utilisé pour préserver une acquisition de lumière suffisante associée à une bonne netteté. La source de lumière est constituée par une lampe DEDOCOOL [291]. Une lampe DEDOCOOL, utilisant un faible voltage et associée à un système optique, permet de concentrer une intense quantité de lumière sur une petite zone. Des développements du protocole expérimental ont rendu possible des acquisitions à 1 100 000 ips. Cependant, la netteté du début de propagation de la fissure est difficile à assurer lorsque la plasticité devient trop importante. Dans ce cas, il est nécessaire d'ajuster au mieux manuellement la position de l'éclairage. Cette situation est délicate d'autant plus que le déclenchement de l'enregistrement est manuel. Cet enregistrement dure 2 secondes, ce qui oblige une grande justesse de la part de l'expérimentateur. Un déclenchement automatique de l'enregistrement, lié à la diminution de la force du fait de la rupture par clivage, s'est révélé inefficace pour capturer le phénomène de rupture, ce qui justifie un déclenchement manuel.



Phantom V710 FAST		
Horizontale	Verticale	Image par seconde
128	8	1400000
128	16	1077500
128	32	685800
128	64	397100
128	128	215600
256	64	288800
256	128	153200
384	256	60900
512	128	97200
512	256	49500
512	512	25000
640	480	22400
768	480	19300
768	576	16100
896	480	17000
1024	768	9520
1280	720	8360
1280	800	7530

Figure 3.2.3.a : Propriétés d'acquisition de la caméra rapide

Des tests préliminaires ont mis en évidence l'insuffisance de lumière pour filmer le phénomène de rupture lorsque la source de lumière et la caméra sont perpendiculaires à la surface de l'éprouvette CT. En effet, même le recours à deux lampes DEDOCOOL reste insuffisant. De plus, il est nécessaire d'utiliser une seule lampe DEDOCOOL pour éviter d'augmenter la température de la surface de l'éprouvette. La figure 3.2.3.b montre le dispositif expérimental. Le phénomène de rupture est observé en filmant le reflet de la lumière. Cette méthode requiert un polissage miroir de la surface de l'éprouvette CT.

Des résolutions spatiales, comprises entre 256×32 pixels à 520 000 ips et 128×16 pixels à 1 100 000 ips, ont été choisies (figure 3.2.3.b). A 520 000 ips et 1 100 000 ips, une fissure ayant une vitesse de 600 m/s se propage respectivement sur 1.15 mm et 0.54 mm entre chaque image. Entre 40 et 60 images montrant l'avancée de la fissure sont obtenues par essai. La figure 3.2.3.d montre quelques images de l'enregistrement d'un essai à 520 000 ips pour une expérience à -150°C. La figure 3.2.3.c montre le principe de l'enregistrement.

Afin de valider les mesures des jauges à brins, une jauge est collée sur la surface de l'éprouvette CT non filmée (figure 3.2.3.b). Sur la surface polie miroir de l'éprouvette CT, des marques ont été effectuées et les positions du bout de l'entaille mécanique et de l'éprouvette CT sont visible afin d'obtenir un facteur de corrélation entre les pixels et les millimètres. L'avancée de fissure est analysée à l'aide d'un logiciel d'analyse d'image. Chaque avancée de fissure est déterminée à l'aide du facteur de corrélation entre les pixels et les millimètres. La figure 3.2.3.e montre les vitesses de propagation de fissure instantanées données par une jauge à brins et par la caméra d'acquisition rapide pour un essai à -150°C avec un trajet de fissure rectiligne. La caméra est beaucoup plus précise sur les phases d'amorçage et d'arrêt de fissure que les jauges à brins. En effet, la caméra permet de filmer des phases d'arrêt-réamorçage en fin de propagation de fissure (figure 3.2.3.e). En termes de valeurs de vitesse, les principales différences sont observées sur la phase d'amorçage.

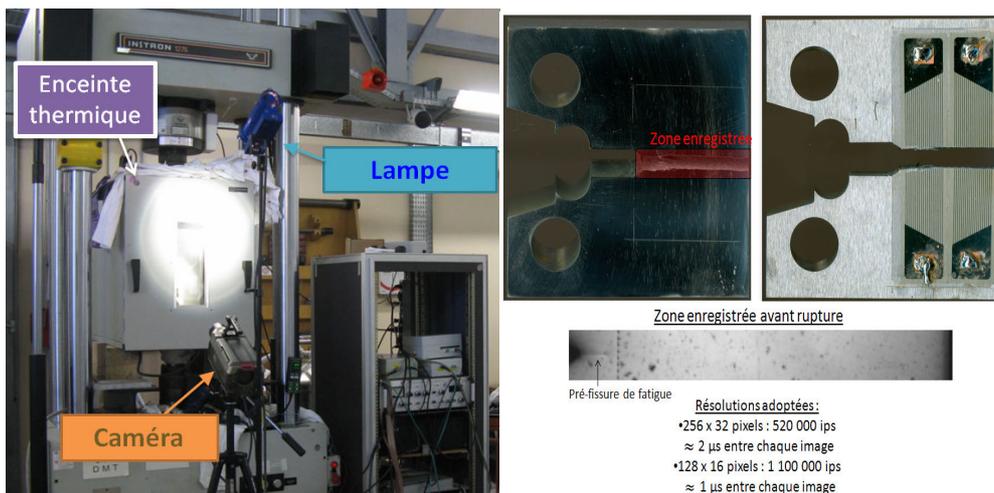


Figure 3.2.3.b : Configuration expérimentale

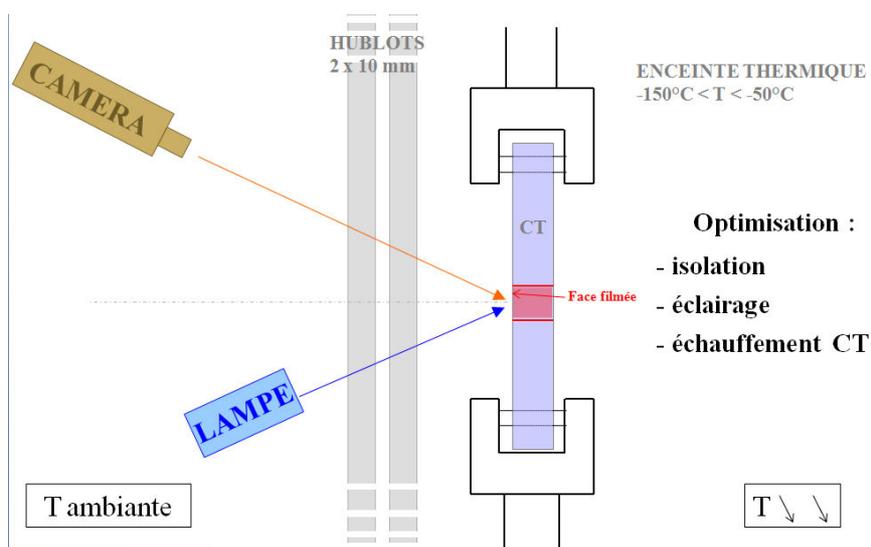


Figure 3.2.3.c : Principe de l'essai

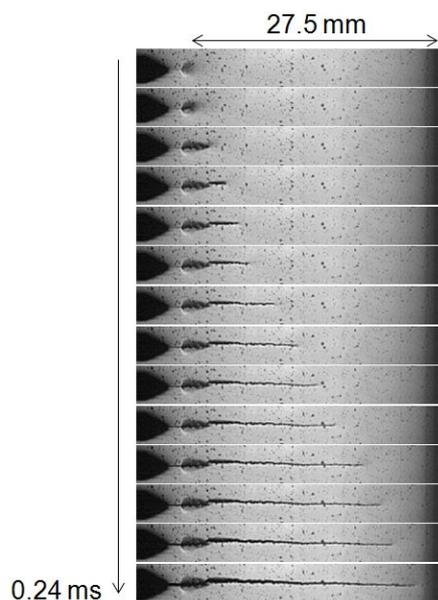


Figure 3.2.3.d : Essai sur l'éprouvette CT 520RX-I à -150°C

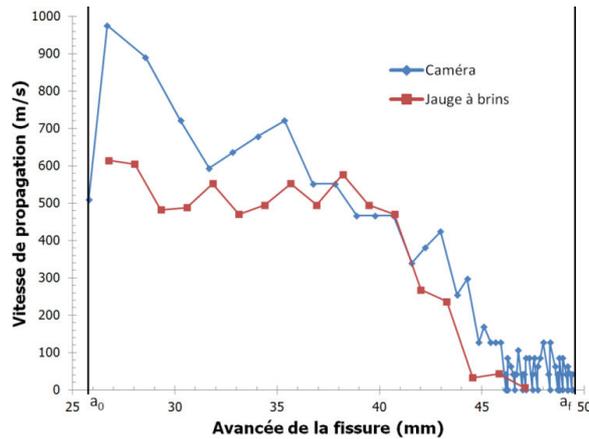


Figure 3.2.3.e : Comparaison des vitesses de propagation mesurées par une jauge à brins et par une caméra d'acquisition rapide (éprouvette CT 520RX-I, -150°C, fissure rectiligne)

## 4. Essais sur CT

### 4.1. Longueur et trajet de fissure

Sur toute la campagne expérimentale, la rupture est fragile avec un faciès caractéristique du clivage. A partir de -100°C, le clivage est précédé par un amorçage en déchirure ductile pour quelques éprouvettes. Deux types de trajet de fissure ont été mis en évidence durant les essais :

- Trajet de fissure rectiligne (figure 4.1.a) : la propagation s'effectue dans le plan de symétrie de l'éprouvette.
- Trajet de fissure branché (figure 4.1.a) : la propagation s'effectue dans le plan de symétrie de l'éprouvette sur une courte distance puis deux branches de la fissure se créent avec un angle compris entre 30° et 45° et l'orientation des deux branches de la fissure revient progressivement vers l'horizontale au cours de la propagation.

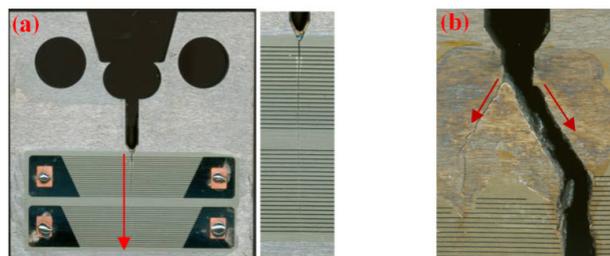


Figure 4.1.a : Trajet de fissure rectiligne (a) et branché (b)

Quatre-vingt essais ont été réalisés au cours de cette thèse. Le tableau 4.1.a récapitule les données expérimentales concernant les longueurs de fissure à l'amorçage et à l'arrêt, le type de trajet de fissure (rectiligne ou branché) ainsi que la méthode de mesure de l'avancée de la fissure pour les essais réalisés à -150°C, -125°C, -100°C, -75°C et -50°C. Ce tableau intègre également les données expérimentales à -125°C issues de la thèse de Prabel [7]. Les tableaux suivants montrent que la fissure se propage entièrement ou s'arrête jusqu'à 2 mm du bord de l'éprouvette CT. Pour les fissures ayant entièrement traversé l'éprouvette, les enregistrements à la caméra mettent en évidence différentes phase d'arrêt-redémarrage dans la fin de propagation de la fissure. L'annexe B synthétise l'ensemble des données expérimentales.

Chapitre II. Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5

T=-150°C							
Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Trajet de fissure rectiligne	Jauges (1) / Caméra (2)	af (mm)	Amorçage ductile	
520ZW	3	25,07	OUI	1 + 2	50	NON	
520ZZ		25,01	NON	1 + 2	50		
520ZY		25,17					
520ZS	5	26,12	OUI	1 + 2	50		
520ZT		26,7	NON	1 + 2	50		
520ZV		26,26					
520RY-AY	10	25,62	OUI	1	49		
520RY-BI		25,37			49		
520RY-BJ		25,69			49		
520RX-F		25,38			49,5		
520RX-H		25,2			49,5		
520RX-M		25,48		1 + 2	49,5		
520RX-I		25,79			49,5		
520ZR		23,52			49,5		
520RX-P		25,13		NON	2		49
520RX-AJ		15		25,28	OUI		1
520RX-AX	25,39		49,5				
520RX-AN	25,75		1 + 2	49,5			
520RY-AQ	25	25,72	OUI	1 + 2	49,5		

T=-125°C						
Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Trajet de fissure rectiligne	Jauges (1) / Caméra (2)	af (mm)	Amorçage ductile
520PM	5	24,2	OUI	1	48,5	NON
520PJ		24,72			49,5	
520PE		25,22	NON	1	50	
520PF		24,49			50	
520PK		24,25			50	
520PI		24,48			50	
520PG		24,69			50	
520PD		23			50	
520OY		10			25,25	
520OZ	24,81		48			
520RX-J	25,25		1 + 2	50		
520RX-G	25,11			49		
520RX-K	24,71			50		
520PC	24,76		1	50		
520PA	24,93			50		
520OU	25,34			50		
520OV	25,05			50		
520RX-N	25,48		NON	2	49	
520RX-L	24,77	49				
520RX-E	25,16	1 + 2		49,5		
520RX-O	25,27		50			
520RX-D	24,92		49			
520RX-BK	15	24,89	OUI	1 + 2	49,5	
520RX-AW		24,86			49,5	
520RY-AU	25	24,25	OUI	1 + 2	50	

Chapitre II. Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5

T=-100°C								
Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Trajet de fissure rectiligne	Jauges (1) / Caméra (2)	af (mm)	Amorçage ductile		
520RX-W	10	25,44	OUI	1	50	OUI		
520RX-Z		25,69			50			
520RX-AB		25,73			49,5			
520RY-BD		25,72			50		NON	
520RY-BE		25,76			49,5		OUI	
520RY-BF		25,71			49,5		NON	
520RY-BG		25,79			50		OUI	
520RY-BH		25,76			49,5		OUI	
520RY-BK		25,85			49,5		NON	
520RX-V		25,35			NON		1	50
520RX-U		25,33	50					
520RX-X		25,46	50					
520RX-Y		25,53	50					
520RX-AA		25,71	49,5					
520RX-AC		25,65	50					
520RX-AD		25,68	50					
520RX-AH		25,64	50	NON				
520RY-AZ		25,69	49,5	NON				
520RY-BA		25,52	50					
520RY-BB		25,71	50	OUI				
520RX-R	25,41	2	50					
520RX-AK	15	25,56	OUI	1	50	OUI		
520RX-AL		25,62			49,5			
520RX-AQ		25,75			50			
520RX-AT		25,98			1 + 2		50	NON
520RX-AZ		26,2			2		49,5	
520RX-AO		25,82	1	50	OUI			
520RX-AU		25,57	NON	1 + 2	49	NON		
520RX-AV		25,46			50	OUI		
520RX-BL		25,62			49	NON		
520RX-BM		25,69			49	OUI		
520RX-BF	25,84	49,5			NON			
520RY-AT	25	25,91	OUI	1 + 2	50	NON		
T=-75°C								
Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Trajet de fissure rectiligne	Jauges (1) / Caméra (2)	af (mm)	Amorçage ductile		
520RX-C	10	25,32	OUI	2	49,5	NON		
520RY-BC		25,41	NON	1	49,5	OUI		
520RX-S		25,47		2	49,5			
520RX-BH	15	26,73	OUI	2	49		NON	
520RX-BJ		26,52		1 + 2	49			
520RX-BN		25,64			49			
520RX-BC		27,18		2	49			
520RX-BE		25,35	1 + 2	49				
520RX-AR		25,25	1	49	OUI			
520RX-AM		25,29	NON	1 + 2		49		
520RY-AX		25	25,37	OUI	2	50		
T=-50°C								
Eprouvette	Epaisseur (mm)	a0 (mm)	Trajet de fissure rectiligne	Jauges (1) / Caméra (2)	af (mm)	Amorçage ductile		
520RX-BD	15	26,77	OUI	2	49	OUI		
520RX-AY		26,84		2	50			
520RX-BI		26,52	NON	1 + 2	49			
520RX-AP		26,46		1 + 2	48			
520RX-BA		26,34		2	49			

Tableau 4.1.a. : Trajet de fissure et longueurs initiale et à l'arrêt de fissure de -150°C à -50°C

La longueur de pré-fissuration est calculée comme étant le rapport entre l'aire pré-fissurée et sa largeur, constituant ainsi une longueur moyenne. Les mesures sont exploitables lorsque l'avancée de fissure en fonction du temps a pu être déterminée. La rupture des premiers brins des jauges avant la rupture de l'éprouvette CT a rendu l'exploitation de certains essais impossible. L'essai 520RX-S n'a pas réussi à être enregistré à l'aide de la caméra et les données de l'essai 520RX-Y n'ont pas été enregistrées.

#### 4.2. Données d'amorçage

Les enregistrements effectués lors de la mise en charge permettent de tracer les courbes force-ouverture pour les différentes éprouvettes. La figure 4.2.a présente les courbes obtenues à -100°C.

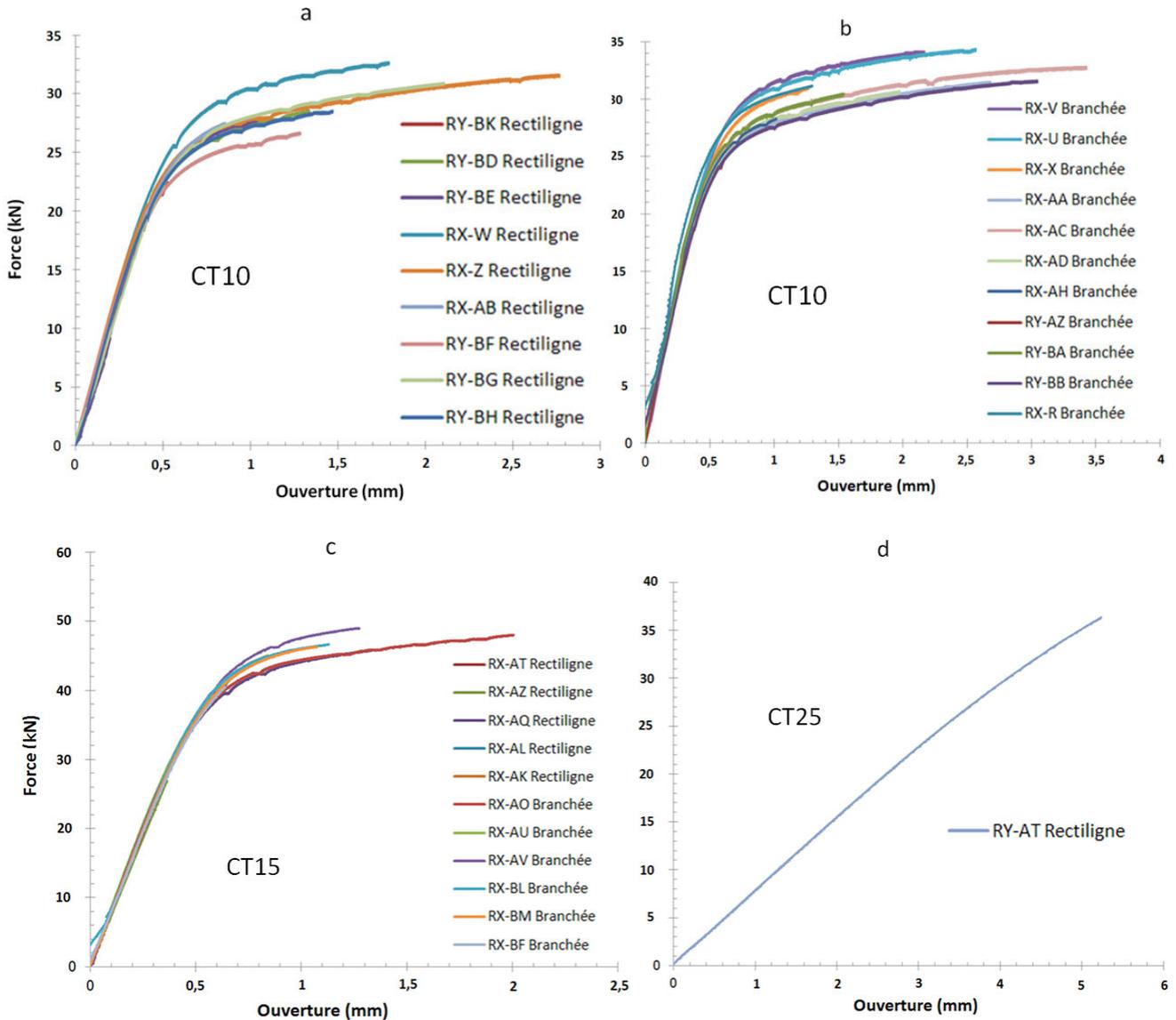


Figure 4.2.a : Ensemble des courbes force-ouverture du clip à -100°C pour les éprouvettes CT d'épaisseur 10 mm (a et b), 15 mm (c) et 25 mm (d)

Les différences de pente observées sur la figure 4.2.a s'expliquent par des valeurs de pré-fissure initiales différentes. Les éprouvettes d'épaisseur 3, 5, 10 et 15 mm ont toutes présentées deux types de trajet de fissure (rectiligne ou branché). Les éprouvettes d'épaisseur 25 mm testées de -150°C à -75°C présentent des trajets de fissure rectiligne, ce qui peut s'expliquer par une plasticité plus faible (hypothèse de déformation plane vérifiée).

A partir de la courbe force-ouverture expérimentale, l'intégrale  $J$  (II.19) est déterminée en appliquant la norme ASTM E1820 [31].

$$J = \frac{K^2(1 - \nu^2)}{E} + J_{pl} \quad (II.19) \quad \text{où } J_{pl} \text{ est la composante plastique de } J$$

$$J_{pl} = \frac{\eta A_{pl}}{B(W - a)} \quad (II.20)$$

avec  $W$  la largeur de l'éprouvette CT,  $B$  son épaisseur,  $a$  la longueur de la fissure,  $A_{pl}$  l'aire sous la courbe force-ouverture plastique et  $\eta$  un coefficient fonction de  $a$  et  $W$ .

Le facteur d'intensité des contraintes généralisé en élasto-plastique (II.21) est tel que :

$$K_J = \sqrt{\frac{EJ}{(1 - \nu^2)}} \quad (II.21)$$

L'ensemble des données relatives à l'amorçage est résumé dans le tableau 4.2.a. Une forte dispersion dans les valeurs de facteur d'intensité des contraintes généralisé en élasto-plastique  $K_J$  se distingue entre des trajets de fissure rectiligne et branché. On s'aperçoit que quelque soit l'épaisseur de l'éprouvette CT, le branchement de fissure apparaît pour les niveaux de force à rupture les plus élevées. La figure 4.2.b représente la sollicitation à l'amorçage  $K_J$  en fonction de la température pour différentes épaisseurs d'éprouvette CT. Cette figure montre que les fissures rectilignes sont obtenues pour des sollicitations à l'amorçage  $K_J$  plus faibles que celles des fissures branchées.

T = -150°C					
Eprouvette	Epaisseur (mm)	Rectiligne	$K_I$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	$J_{total}$ (kJ/m <sup>2</sup> )	$K_J$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )
520ZW	3	OUI	37,71	6,36	38,3
520ZZ		NON	72,04	26,58	78,29
520ZY			88,61	41,82	98,2
520ZS	5	OUI	60,56	16,53	61,74
520ZT			60,23	15,9	60,54
520ZV		NON	132,06	92,02	145,65
520RY-AY	10	OUI	42,65	8,5	44,26
520RY-BI			61,88	18,76	65,76
520RY-BJ			31,57	4,97	33,84
520RX-F			53,64	12,65	54,01
520RX-H			66,43	19,36	66,8
520RX-M			66,51	19,47	67
520RX-I			56,42	14,72	58,26
520ZR			48,43	12,57	53,83
520RX-P			NON	83,06	32,26
520RX-AJ		15	OUI	51,17	11,36
520RX-AX	72,25			22,73	72,39
520RX-AN	68,61			20,71	70
520RY-AQ	25	OUI	58,93	15,17	59,15

Chapitre II. Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5

<b>T=-125°C</b>						
<b>Eprouvette</b>	<b>Epaisseur (mm)</b>	<b>Rectiligne</b>	<b>K<sub>I</sub> (MPa.m<sup>0,5</sup>)</b>	<b>J<sub>total</sub> (kJ/m<sup>2</sup>)</b>	<b>K<sub>J</sub> (MPa.m<sup>0,5</sup>)</b>	
CT5_520PM	5	OUI	50,6	11,4	51,1	
CT5_520PJ			73	25,1	76,1	
CT5_520PE		NON	121,4	97,6	150	
CT5_520PF			144,1	174,5	200,6	
CT5_520PK			137,2	196,4	212,8	
CT5_520PI			145,9	340,9	280,4	
CT5_520PG			148,3	369,4	291,9	
CT5_520PD			149,5	392,3	300,8	
CT10_520OY			10	OUI	39,5	6,9
CT10_520OZ	49,7	11,1			50,5	
520RX-J	66,99	22,91			72,68	
520RX-G	91,21	36,46			91,68	
520RX-K	79,12	33,15			87,42	
CT10_520PC	86,6	37,3			92,7	
CT10_520PA	110,8	68,6			125,7	
CT10_520OU	114,9	78,7			134,7	
CT10_520OV	114,4	85,5			140,4	
520RX-N	104,12	84,33			139,43	
520RX-L	130,12	152,83		187,74		
520RX-E	139,74	172,87		199,64		
520RX-O	103,92	58,69		116,32		
520RX-D	88,78	37,19		92,59		
520RX-BK	15	OUI		81,25	30,15	83,37
520RX-AW				56,54	14,1	57,02
520RY-AU	25	OUI		99,48	46,49	103,53
<b>T=-100°C</b>						
<b>Eprouvette</b>	<b>Epaisseur (mm)</b>	<b>Rectiligne</b>		<b>K<sub>I</sub> (MPa.m<sup>0,5</sup>)</b>	<b>J<sub>total</sub> (kJ/m<sup>2</sup>)</b>	<b>K<sub>J</sub> (MPa.m<sup>0,5</sup>)</b>
520RY-BK	10	OUI		102,05	65,41	122,8
520RX-W			139,34	422,31	312,24	
520RX-Z			143,42	681,08	396,03	
520RX-AB			155,39	595,81	371,05	
520RY-BD			129,23	260,24	244,94	
520RY-BE			125,93	175,77	201,31	
520RY-BF			119,66	245,65	237,98	
520RY-BG			140,24	475,67	331,16	
520RY-BH			129,1	299,43	262,74	
520RX-V			NON	151,21	539,07	353,12
520RX-U				137,38	660,19	390,16
520RX-X				145,37	349,08	283,47
520RX-Y						
520RX-AA		142,46		652,14	388,25	
520RX-AC		138,19		894,26	454,31	
520RX-AD		138,37		41,36	327,9	
520RX-AH		127,23		255,29	242,61	
520RY-AZ		111,85		146,97	184,08	
520RY-BA		136,08		337,09	278,77	
520RY-BB		142,24		750,56	415,98	
520RX-R		138,22		299,64	262,83	
520RX-AK		15	OUI	148,77	420,12	311,22
520RX-AL				137,23	261,82	245,7
520RX-AQ				138,37	287	257,23
520RX-AT	79,15			28,1	80,49	
520RX-AZ	85,59			32,69	86,81	
520RX-AO	145,75			484,2	334,11	
520RX-AU	NON		134,43	154,41	188,68	
520RX-AV			145,14	277,65	253,01	
520RX-BL			139,85	231,06	230,81	
520RX-BM			208,8	383,06	297,17	
520RX-BF			122,85	91,88	145,54	
520RY-AT			25	OUI	110,78	63,84

T=-75°C						
Eprouvette	Epaisseur (mm)	Rectiligne	$K_I$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	$J_{total}$ (kJ/m <sup>2</sup> )	$K_J$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	
520RX-C	10	OUI	74,2	26,27	77,82	
520RY-BC		NON	135,59	615,01	376,55	
520RX-S			139,45	617,79	377,4	
520RX-BH	15	OUI	166,87	934,21	464,09	
520RX-BJ			147,1	583,58	366,81	
520RX-BN			120,51	109,25	158,71	
520RX-BC			124,75	91,54	145,27	
520RX-BE		NON	125,86	251,86	240,97	
520RX-AR			141,91	1084,64	500,06	
520RX-AM			139,32	774,71	422,62	
520RY-AX			153,36	575,63	364,3	

T=-50°C						
Eprouvette	Epaisseur (mm)	Rectiligne	Frupture (kN)	$K_I$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	$J_{total}$ (kJ/m <sup>2</sup> )	$K_J$ (MPa.m <sup>0,5</sup> )
520RX-BD	15	OUI	47	151,34	1354,21	558,76
520RX-AY			47,4	153,08	1190,41	523,88
520RX-BI		NON	46	146,19	1597,06	606,8
520RX-AP			48	151,33	1240,72	534,84
520RX-BA			47,7	149,25	794,75	428,05

Tableau 4.2.a : Valeurs des sollicitations à l'amorçage à -50°C

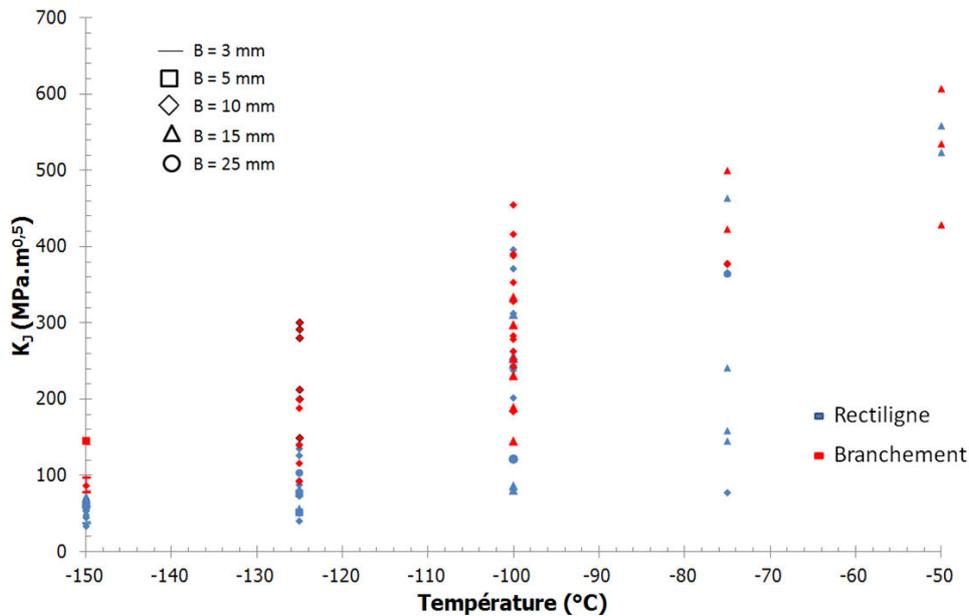


Figure 4.2.b : Facteurs d'intensité des contraintes à l'amorçage de toutes les éprouvettes CT

Pour les trajets de fissure rectiligne, les niveaux de  $K_I$  à l'amorçage sont plus bas pour les faibles épaisseurs. Pour les branchements de fissure, les niveaux de sollicitation à l'amorçage sont décorrélés de l'épaisseur de l'éprouvette dans la mesure où des éprouvettes d'épaisseur 5 mm ou 10 mm présentent des valeurs de  $K_I$  plus élevées que des éprouvettes d'épaisseur 15 mm ou 25 mm. La figure 4.2.c superpose les essais réalisés dans le cadre de cette thèse et ceux réalisés au CEA/LISN au cours de trois campagnes expérimentales sur CT25 pour une gamme de température comprise entre -175°C et 200°C [263, 264, 269]. Les résultats du LISN ont été décalés de 2°C pour faciliter la lecture du graphique. D'une manière générale, ces essais réalisés sur des éprouvettes CT d'épaisseur 25 mm (symbole vert) présentant tous des trajets de fissure rectilignes sont associés à des niveaux de sollicitations à l'amorçage  $K_I$  inférieurs à ceux qui ont menés au branchement de fissure dans cette thèse (symbole rouge).

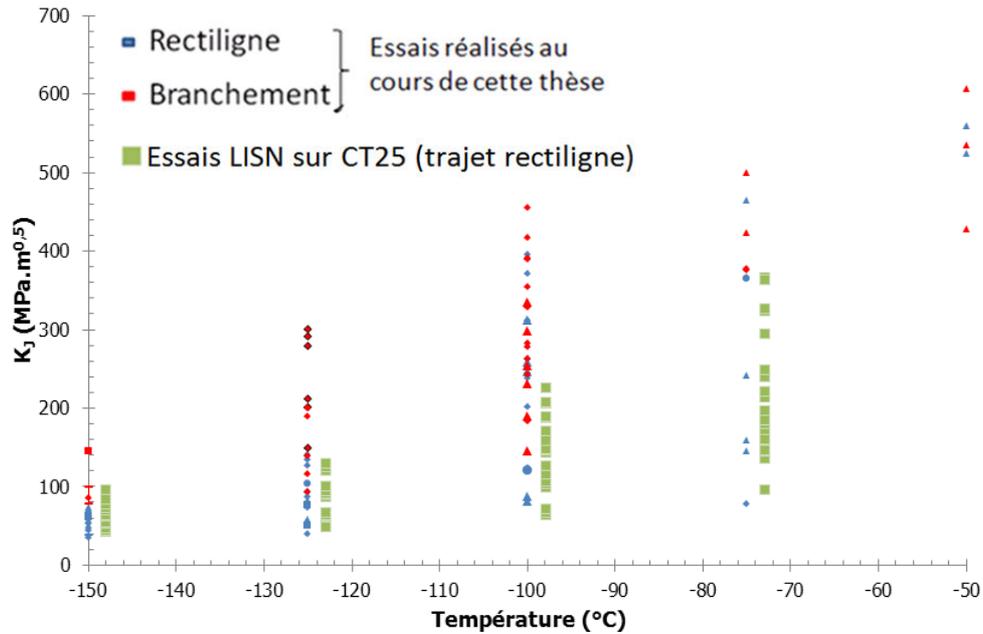


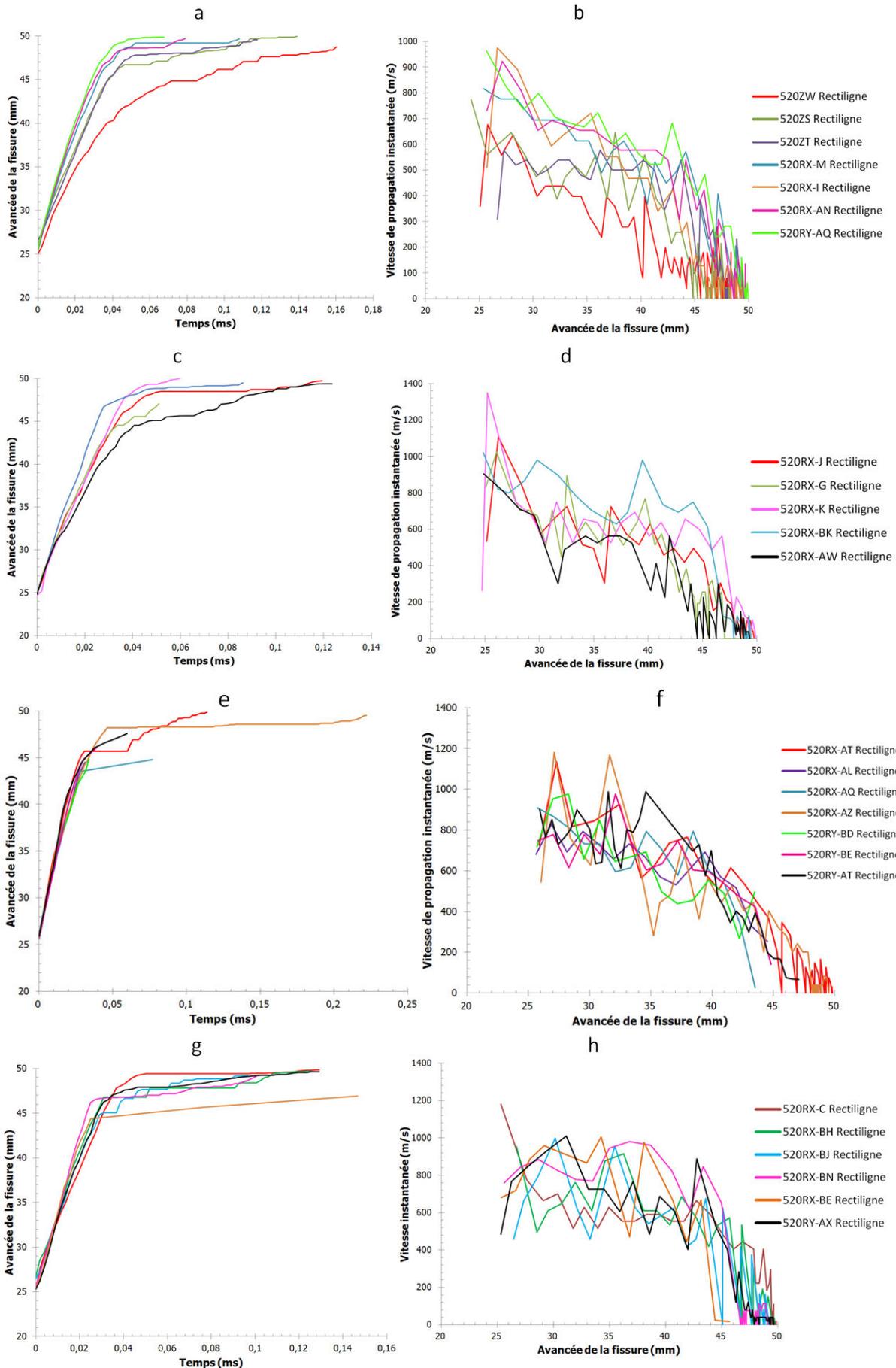
Figure 4.2.c : Facteurs d'intensité des contraintes à l'amorçage de toutes les éprouvettes CT

De nombreuses éprouvettes ont présenté un trajet de fissure branché. Ce phénomène est plus particulièrement abordé au chapitre 5. Les éprouvettes n'ont pas d'entailles latérales qui réduisent l'épaisseur du ligament dans le plan de symétrie, ne créant ainsi pas de plan de rupture privilégié en raison des techniques d'identification de l'avancée de fissure. Cela peut justifier l'importance du branchement de fissure observé. De plus, la faible épaisseur des CT est à l'origine de zones plastiques plus étendues en pointe de fissure. Ainsi, un amorçage à un niveau de chargement élevé accentue l'influence de la plasticité sur le trajet de fissure.

### 4.3. Vitesse de propagation des fissures rectilignes

L'ensemble des données expérimentales obtenues avec la caméra rapide est illustrée par la figure 4.3.a. La mesure d'avancée de fissure en fonction du temps donne des tendances assez reproductibles. La propagation débute avec une vitesse de propagation élevée. Celle-ci est comprise entre 600 m/s et 1400 m/s. Ensuite, la fissure se propage à une vitesse relativement constante (500 m/s à 900 m/s), avant de décélérer sur les derniers millimètres précédant le bord de l'éprouvette, jusqu'à l'arrêt de fissure. Dans la dernière phase de propagation, des phénomènes d'arrêt-redémarrage de fissure sont observés. D'une manière générale, les vitesses instantanées sont d'autant plus élevées que la ténacité à l'amorçage est importante (tableau 4.2.a). A  $-150^{\circ}\text{C}$ , les éprouvettes 520RX-I, 520RX-AN, 520RX-M et 520RY-AQ présentent les vitesses et les sollicitations à l'amorçage les plus élevées. A  $-125^{\circ}\text{C}$ , les vitesses les plus élevées et les moins élevées sont respectivement obtenues pour l'éprouvette 520RX-BK ( $K_{I}$  élevée) et 520RX-AW ( $K_{I}$  plus faible). A  $-100^{\circ}\text{C}$ , l'éprouvette 520RX-AT, qui a une faible valeur de  $K_{I}$ , présente un premier arrêt de fissure avant les autres éprouvettes. A  $-75^{\circ}\text{C}$ , l'éprouvette 520RX-C, présentant le plus faible  $K_{I}$ , a les vitesses de propagation les plus faibles. Cela signifie que la vitesse de propagation est une fonction de l'énergie emmagasinée par la structure et disponible pour la rupture. Cette tendance a déjà été observée par différents auteurs [162, 202]. A  $-50^{\circ}\text{C}$ , on observe des oscillations fortes de vitesse en fin de propagation avec des phases d'arrêt-redémarrage à des valeurs de vitesse élevées et une fissure qui traverse entièrement l'éprouvette.

## Chapitre II. Essais de propagation et d'arrêt de fissure dans un acier de cuve 16MND5



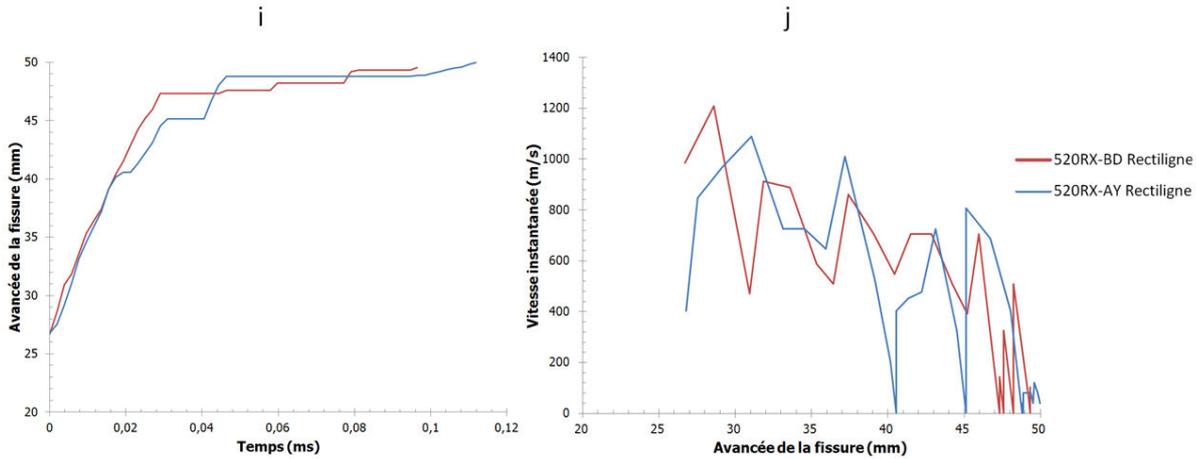


Figure 4.3.a : Evolutions des longueurs de fissure et des vitesses de propagation pour différents essais analysés avec la caméra à -150°C (a,b), -125°C (c,d), -100°C (e,f), -75°C (g,h) et -50°C (i,j)

Finally, three phases are distinguished in the propagation of cleavage (figure 4.3.b) [6]. A first transient phase just after initiation, characterized by very high propagation velocities (600 m/s to 1400 m/s). A second phase that corresponds to a regime of established propagation of cleavage, characterized by a propagation velocity that is practically constant and quite high (500 m/s to 900 m/s). Finally, the last phase is that of arrest, where the energy available in the structure is no longer sufficient to maintain the established regime and where stages of arrest-restart of the crack are possible.

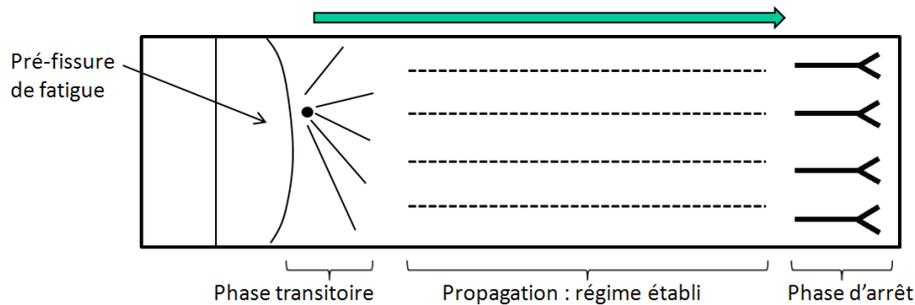


Figure 4.3.b : Trois phases de propagation du clivage

Figure 4.3.c shows the evolution of the smoothed velocity on the established propagation regime as a function of the loading at initiation  $K_I$ . For low loadings at initiation  $K_I$ , the velocity is proportional to  $K_I$  and there is a growing evolution of the crack velocity from 400 m/s up to 800 m/s. Then, from 200 MPa.m<sup>0,5</sup>, there is a decrease in the propagation velocity around a velocity between 700 m/s and 750 m/s. This seems to indicate the attainment of a maximum velocity value in the established propagation regime inferior to 900 m/s whatever the loading at initiation  $K_I$ . Moreover, figure 4.3.c seems to show a minimum value of  $K_I$  at the origin of a minimum propagation velocity estimated here at 400 m/s. A surplus of energy allows for the promotion of cleavage propagation.

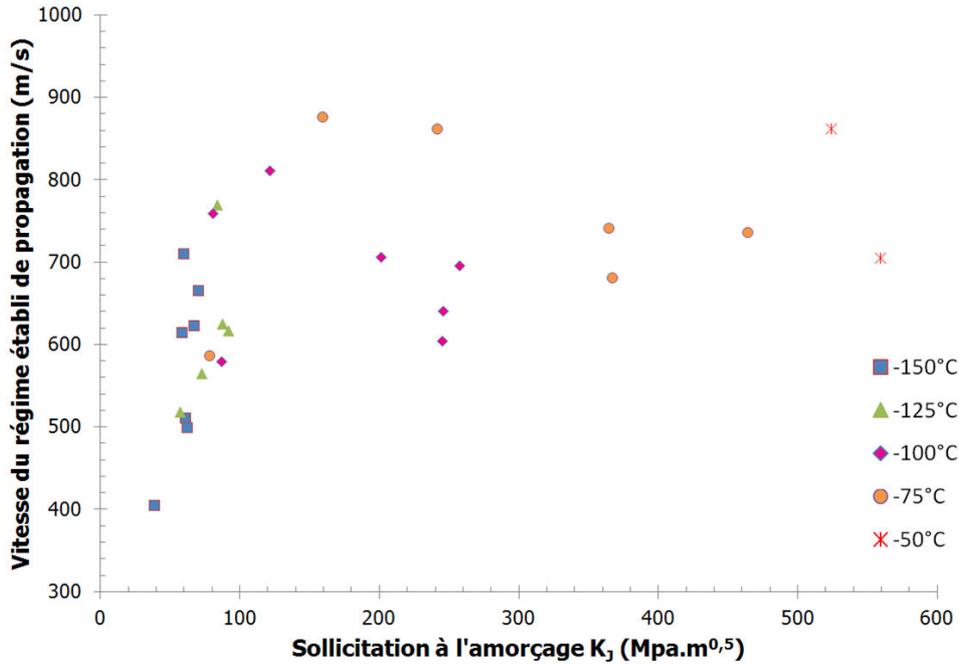


Figure 4.3.c : Evolution de la vitesse de la fissure dans le régime établi de propagation en fonction de la sollicitation à l'amorçage  $K_I$

#### 4.4. Analyses fractographiques

##### 4.4.1. Objectifs des observations

Des observations des faciès de rupture des éprouvettes CT ont été réalisées par différentes méthodes afin de préciser les mécanismes physiques de la rupture. Il s'agit de déterminer le mode de rupture dans un premier temps, puis d'analyser les différentes phases de la propagation par clivage, à savoir la phase transitoire de l'amorçage, le régime établi de la propagation et la phase d'arrêt de fissure. Le phénomène de branchement de fissure est plus particulièrement étudié dans le chapitre 5. Un certain nombre de questions restaient en demeure :

- Où sont localisés les sites d'amorçage ?
- Comment s'explique des vitesses non physiques (>1200 m/s) à l'amorçage dans certains cas ?
- Le faciès de rupture présente-t-il des marches de cisaillement ainsi que des ligaments ductiles non rompus en arrière du front de fissure, comme cela a déjà été observé par différents auteurs [165, 167, 213, 214] ?
- Quelles sont les caractéristiques des faciès de rupture pour les trois phases du clivage (amorçage, propagation et arrêt) ?

##### 4.4.2. Techniques d'observation et de mesure

Les observations fractographiques ont été effectuées à l'aide de différents microscopes optiques et microscopes électroniques à balayage (MEB) au laboratoire MSSMat de l'Ecole Centrale Paris et au CEA Saclay. Des reconstructions des faciès de rupture en 3D ont été réalisées à partir de l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona qui permet de mesurer tridimensionnellement en optique la forme et la rugosité de matériau. Ce système permet de travailler sur des surfaces et des volumes de mesure de grande taille. L'InfiniteFocus utilise le principe de variation focale. Le principe de la variation focale est inclus dans la norme EN ISO 25178 [292]. La variation focale est une technologie de mesure matricielle des états de surface 3D de haute résolution verticale. Cette méthode optique fournit une densité de plus de 100 millions de points de mesure ce qui permet des mesures de forme et de rugosité

sur toute l'éprouvette. Les résultats sont répétables et raccordables. Cette technologie fait appel à des objectifs de longue focale et de forte profondeur de champ.

L'analyse 3D des surfaces de rupture a été réalisée sur des éprouvettes CT présentant un trajet de fissure rectiligne afin d'analyser de manière quantitative les densités de marches de cisaillement et leurs hauteurs au cours de la propagation du clivage. La figure 4.4.2.a montre une reconstruction du faciès de rupture d'une éprouvette CT dans la zone d'amorçage et au cours de la propagation. A partir de ces reconstructions 3D, des analyses profilométriques sont réalisées pour corrélérer la hauteur des marches de cisaillement à leurs longueurs. La précision des mesures est de  $\pm 5 \mu m$ . Ainsi, une fraction surfacique est déduite de chaque zone étudiée (amorçage, propagation et arrêt).

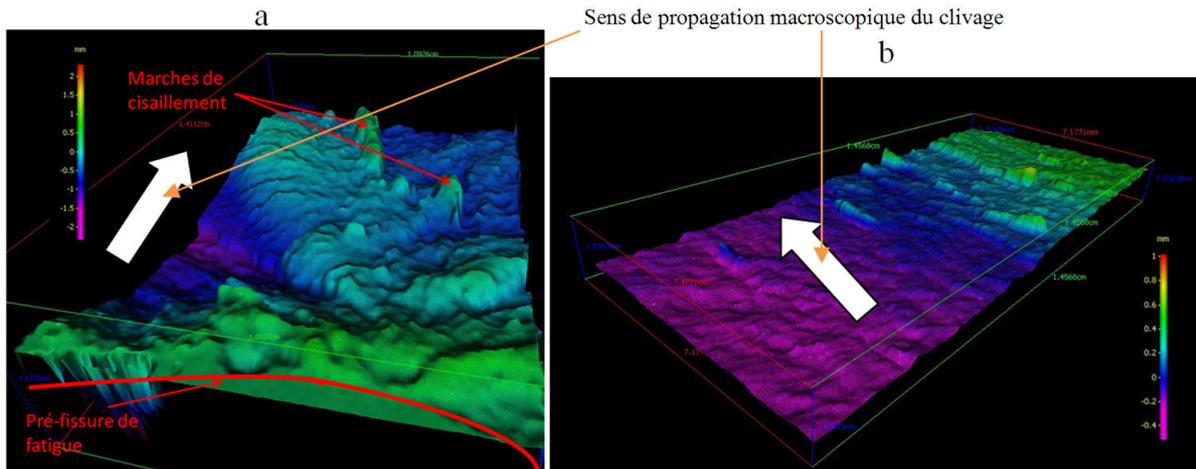


Figure 4.4.2.a : Reconstruction 3D du faciès de rupture d'une éprouvette CT

#### 4.4.3. Etude de l'amorçage

##### 4.4.3.1. Position des sites de clivage

La position des sites de clivage a été étudiée sur dix éprouvettes à différentes températures dont le trajet de fissure est soit rectiligne, soit branché (tableau 4.4.3.1.a). Les observations sont synthétisées sur la figure 4.4.3.1.a. L'identification de site d'amorçage du clivage s'effectue en observant la convergence des lignes de cisaillement puis les directions des rivières de clivage. Les fractographies répertoriées mettent en évidence le site de clivage qui semble être le principal. D'une manière générale, le site de clivage principal se trouve à une distance comprise entre 50 et 190  $\mu m$  de la pré-fissure de fatigue. D'après le tableau 4.4.3.1.a, il semble y avoir une augmentation de la position du site de clivage avec la température pour une épaisseur donnée de l'éprouvette CT. L'épaisseur de l'éprouvette CT n'a pas d'impact particulier sur la distance du site de clivage observé. Cependant, plus l'épaisseur de l'éprouvette augmente, plus il y a de sites secondaires de clivage. Rossoll trouve principalement des distances comprises entre 50 et 370  $\mu m$  entre la pré-fissure de fatigue et le site principal de clivage pour 25 essais sur CT à  $-90^{\circ}C$  [5]. Dahl identifie une distance comprise entre 25  $\mu m$  et 990  $\mu m$  sur des éprouvettes CT en acier 18MND5 testées entre  $-150^{\circ}C$  et  $-50^{\circ}C$  [6].

	$-150^{\circ}C$			$-125^{\circ}C$			$-100^{\circ}C$			$-50^{\circ}C$
Eprouvette	520RY-BJ	520RY-BI	520ZY	520RX-N	520RX-E	520RX-L	520RY-BK	520RY-AZ	520RX-AV	520RX-AP
Epaisseur B	10	10	3	10	10	10	10	10	15	15
Position du site d'amorçage principal ( $\mu m$ )	130	90	90	90	170	127	170	120	50	190

Figure 4.4.3.1.a : Distance du site principal de clivage à la pré-fissure de fatigue

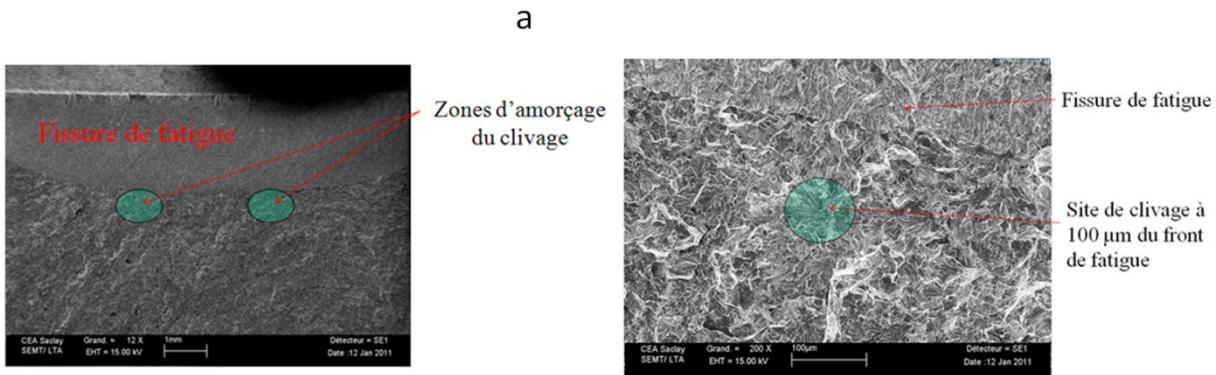


Figure 4.4.3.1.a.a : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RY-BJ (-150°C,  $K_I = 34 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ )

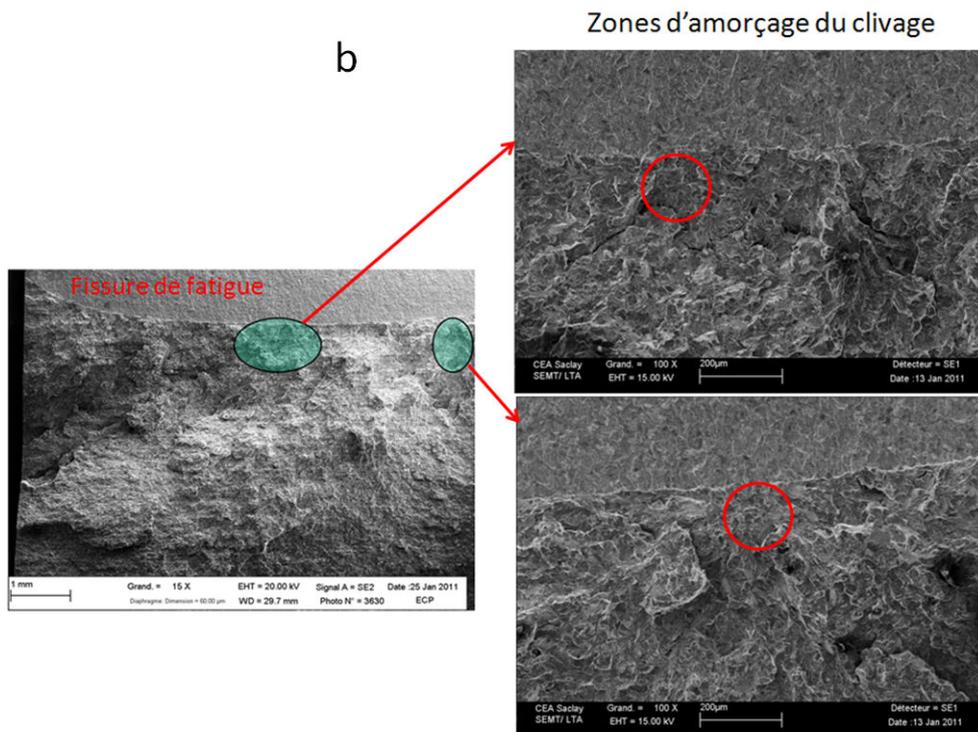


Figure 4.4.3.1.a.b : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RY-BI (-150°C,  $K_I = 66 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ )

Les figures 4.4.3.1.a.b à 4.4.3.1.a.g semblent montrer un amorçage multiple avec différents plans de clivage et un relief qui sont nettement visibles. Ces éprouvettes présentent des valeurs de sollicitation à l'amorçage élevées comprises entre  $66 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$  et  $535 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ .

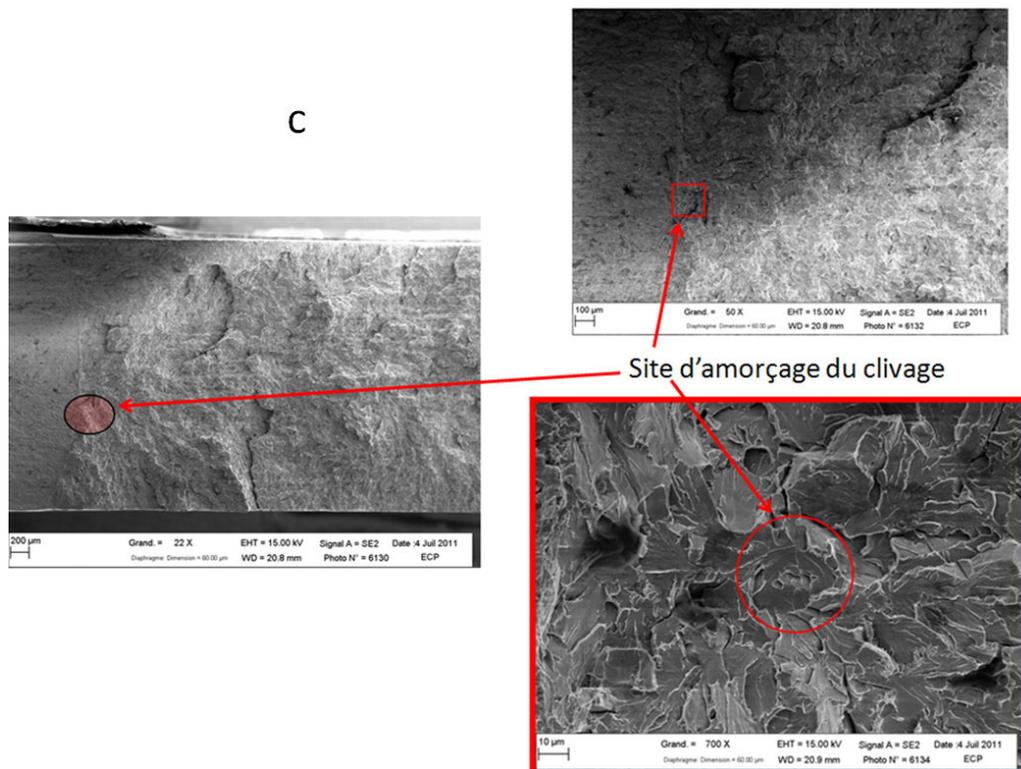


Figure 4.4.3.1.a.c : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520ZY (-150°C,  $K_I = 98 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

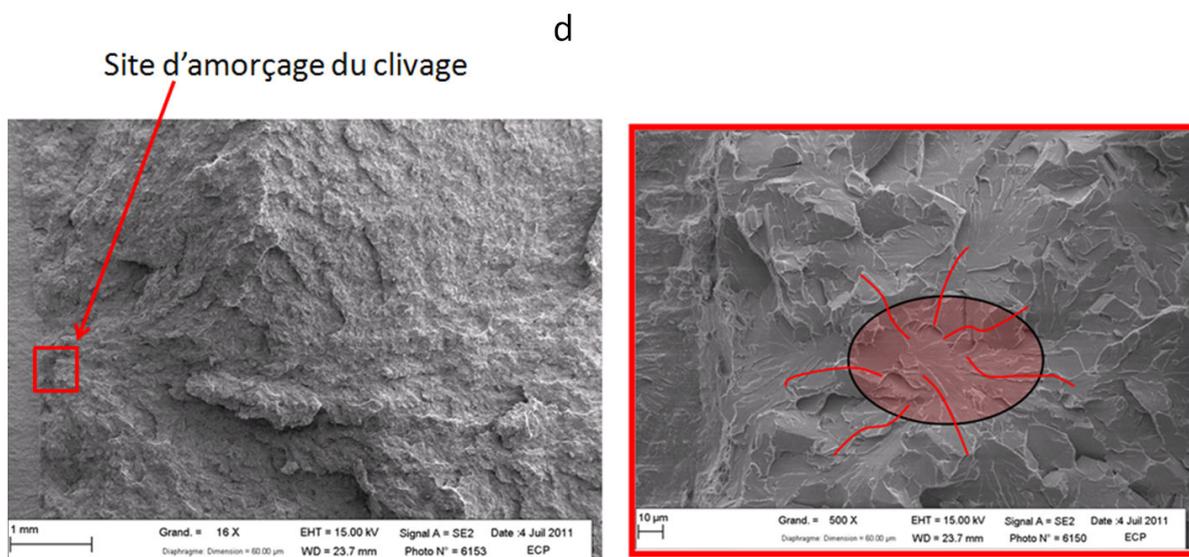


Figure 4.4.3.1.a.d : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RX-N (-125°C,  $K_I = 139 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

e

Site d'amorçage du clivage

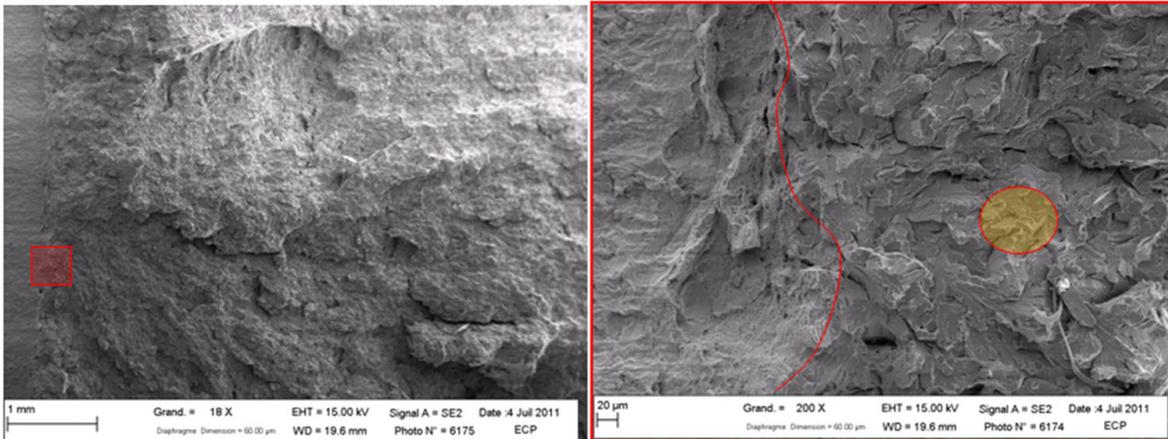


Figure 4.4.3.1.a.e : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RX-E (-125°C,  $K_I = 200 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

f

Site d'amorçage du clivage

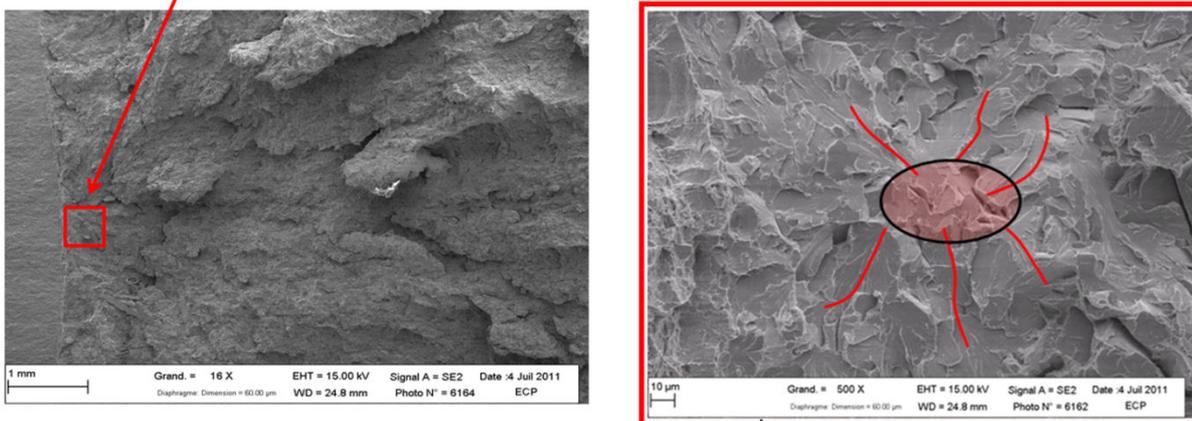


Figure 4.4.3.1.a.f : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RX-L (-125°C,  $K_I = 188 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

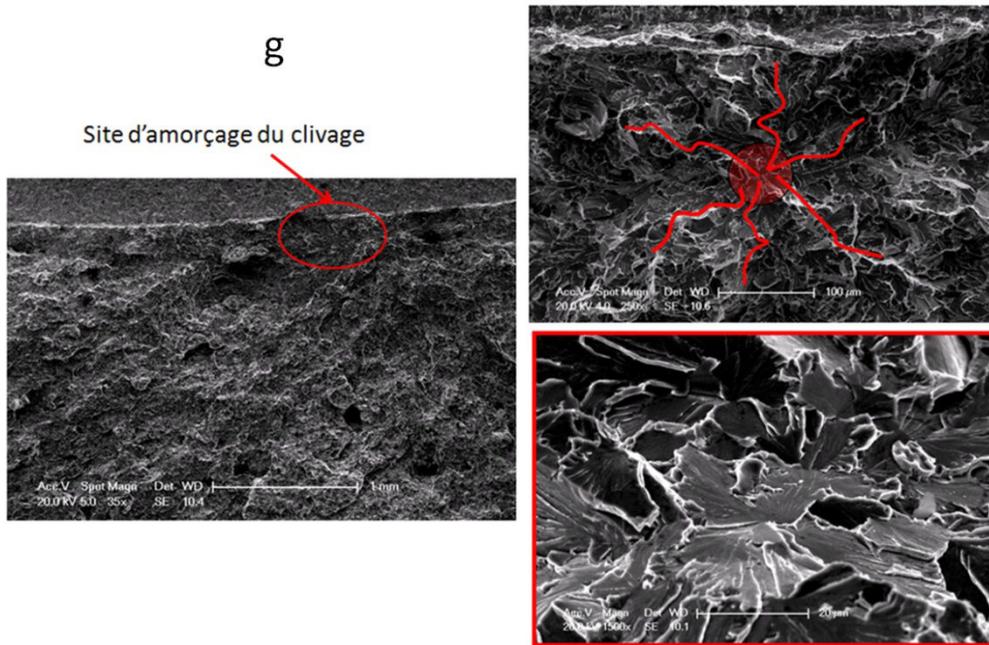


Figure 4.4.3.1.a.g : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RY-BK (-100°C,  $K_I = 123 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

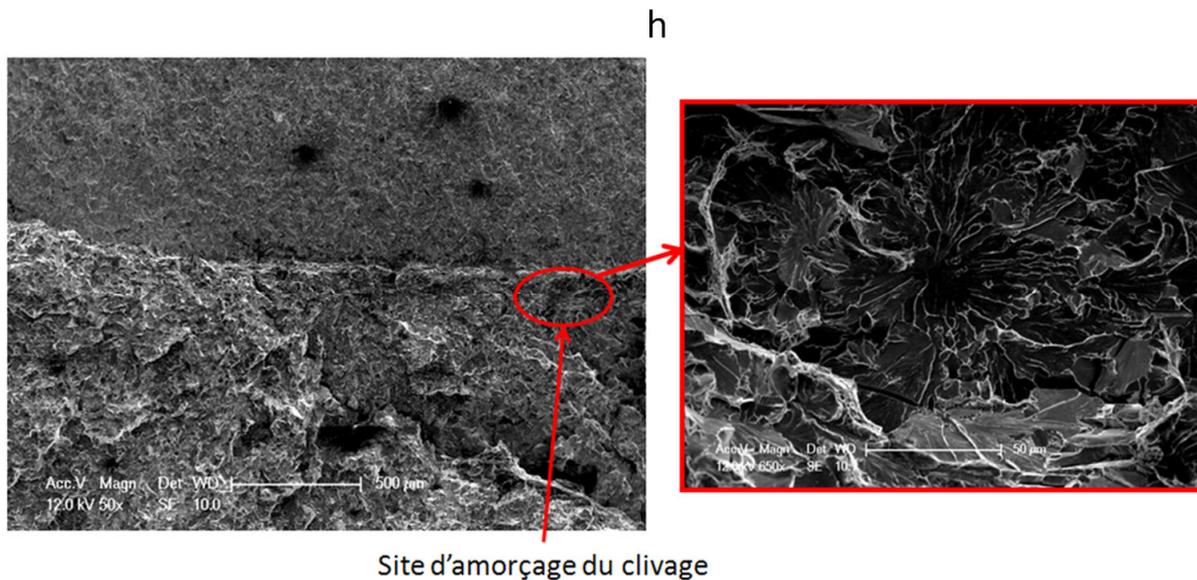


Figure 4.4.3.1.a.h : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RY-AZ (-100°C,  $K_I = 184 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

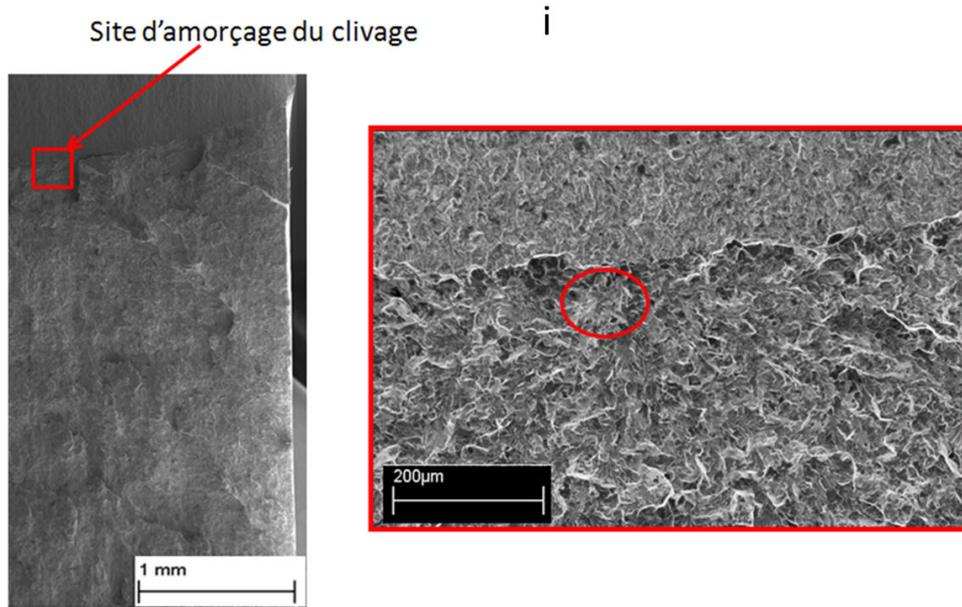


Figure 4.4.3.1.a.i : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RX-AV (-100°C,  $K_I = 253 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

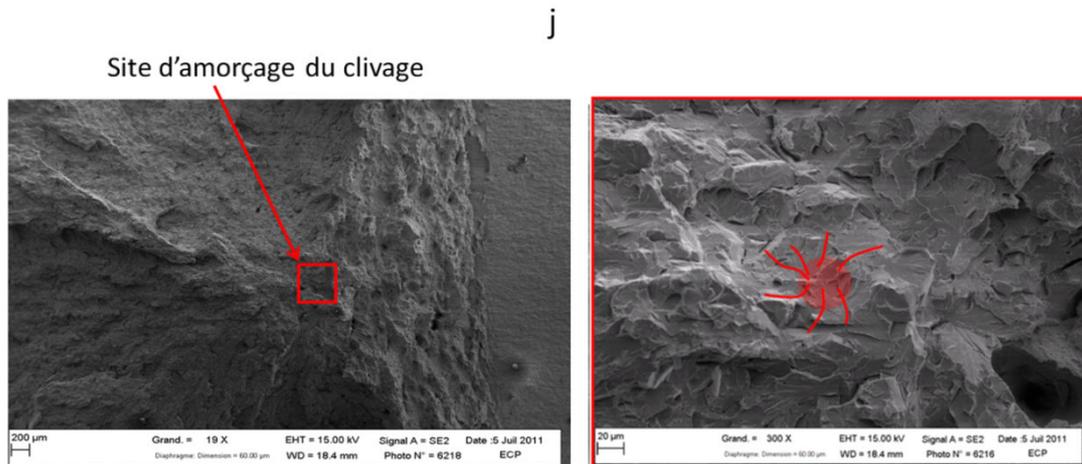


Figure 4.4.3.1.a.j : Observations fractographiques du site d'amorçage de l'éprouvette 520RX-AP (-50°C,  $K_I = 535 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

#### 4.4.3.2. Origine des vitesses élevées à l'amorçage

Dans le régime transitoire de l'amorçage, des vitesses supérieures à 1200 m/s ont été observées à l'aide de la caméra rapide pour certaines éprouvettes. Ces vitesses ne sont pas fondées physiquement. En effet, la valeur de vitesse des ondes de Rayleigh est de 3000 m/s pour cet acier. Or, les observations expérimentales de propagation de fissure de clivage montrent des vitesses n'excédant pas 30% de la vitesse des ondes de Rayleigh [4-7]. C'est pourquoi, des études fractographiques ont été effectuées pour comprendre et expliquer ces hautes valeurs identifiées.

#### Essais à -100°C :

Les éprouvettes 520RX-AT et 520RX-AZ ont été analysées. Ces éprouvettes présentent des valeurs de vitesse de propagation instantanée de l'ordre de 1200 m/s selon les données de la caméra d'acquisition rapide. L'atteinte d'une valeur de vitesse si élevée est difficilement réaliste physiquement.

La figure 4.4.3.2.a présente le faciès de rupture de l'éprouvette 520RX-AT. La direction du clivage est orientée vers la face polie de la CT qui est filmée par la caméra. Cela correspond à une propagation de

la fissure depuis un site de clivage situé en A sur la figure 4.4.3.2.a. Ainsi une apparition instantanée de la fissure à la surface de l'éprouvette est enregistrée par la caméra, ce qui explique les hautes valeurs de vitesse de propagation instantanée à l'amorçage mesurées. Notons par exemple qu'une fissure à 950 m/s, faisant un angle de 35° avec le sens de propagation rectiligne (figure 4.4.3.2.a), serait enregistrée à environ 1200 m/s lorsque la fissure apparaîtrait à la surface de l'éprouvette (figure 4.4.3.2.b).

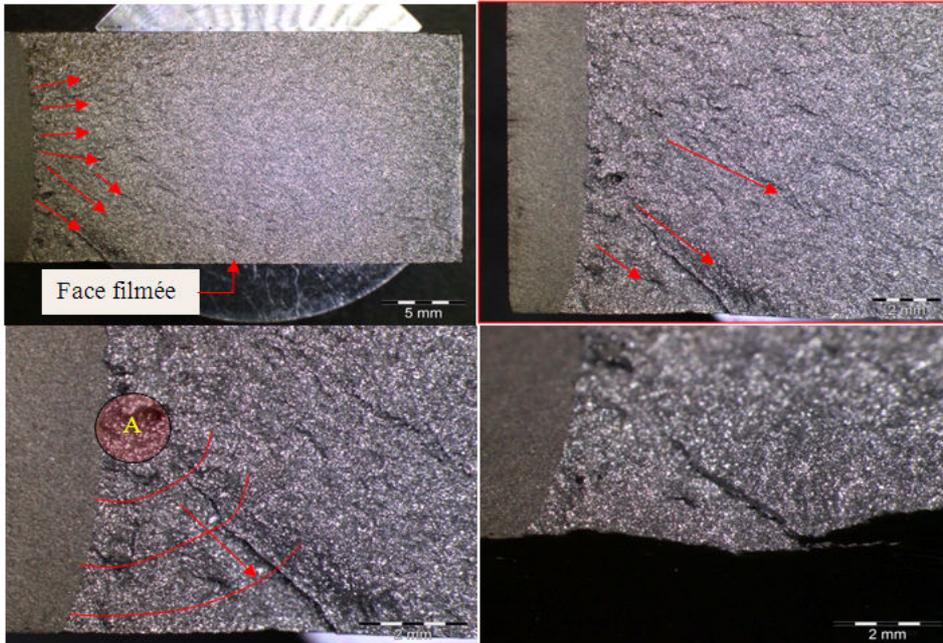
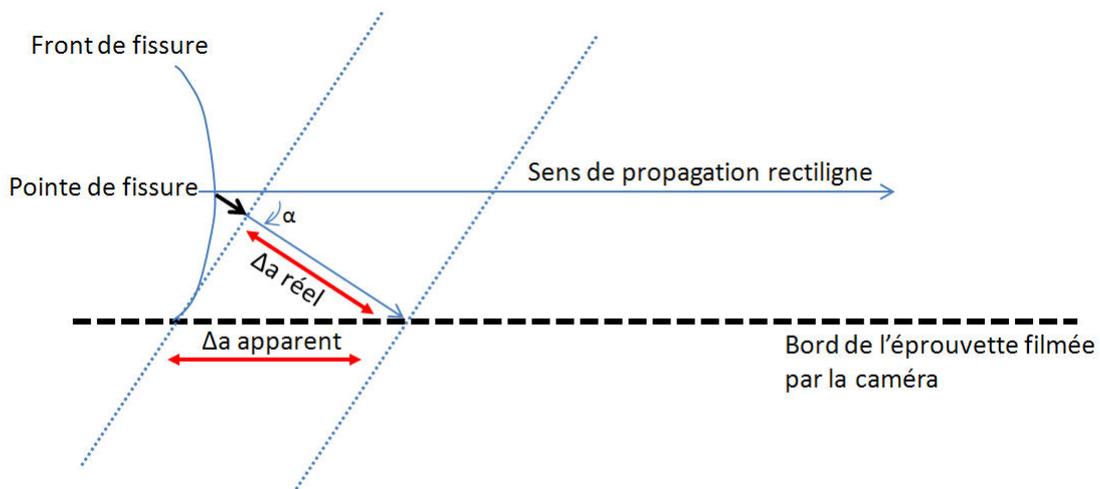


Figure 4.4.3.2.a : Observations du faciès de rupture à différents grossissements de l'éprouvette CT 520RX-AT (-100°C,  $K_I = 81 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )



$$\Delta a_{\text{apparent}} = \frac{\Delta a_{\text{réel}}}{\cos \alpha} = \frac{950}{\cos 35} = 1200 \text{ m}$$

Figure 4.4.3.2.b : Origine des vitesses élevées enregistrées par la caméra pour l'amorçage

La figure 4.4.3.2.c présente le faciès de clivage de l'éprouvette 520RX-AZ. Le site de clivage est situé dans la zone B avec une orientation du clivage vers la face filmée de l'éprouvette, ce qui explique des valeurs de vitesse de propagation instantanée élevées.

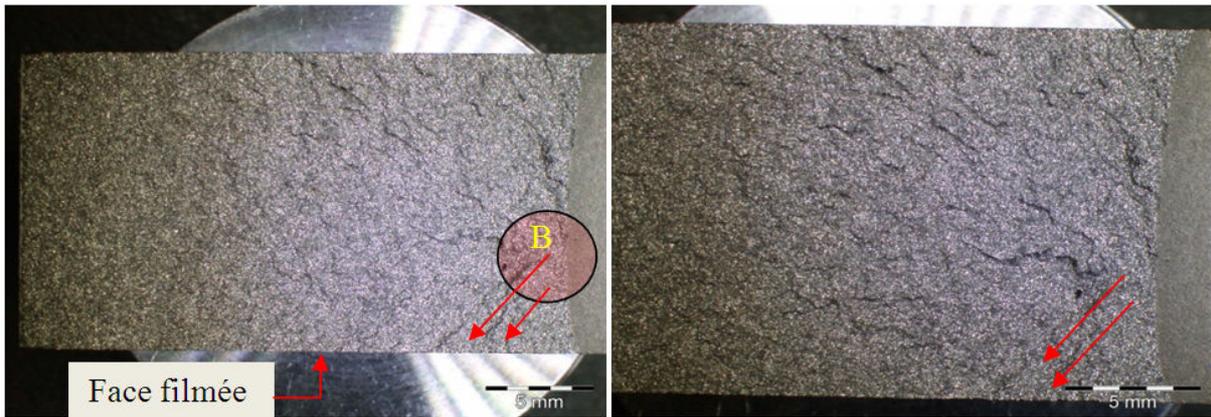


Figure 4.4.3.2.c : Observations du faciès de rupture de l'éprouvette CT 520RX-AZ (-100°C,  $K_I = 87 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

#### **Essai à -75°C:**

L'éprouvette 520RX-C présente des vitesses de propagation instantanées à l'amorçage aux alentours de 1200 m/s selon les données de la caméra d'acquisition rapide. La figure 4.4.3.2.d présente le site d'amorçage du clivage localisé en A sur l'éprouvette 520RX-C. Il est situé du côté opposé à la face filmée. Les orientations du clivage sont indiquées par des flèches. Les hautes valeurs de vitesse initiale détectées sont dues à l'apparition instantanée de la fissure sur la surface de l'éprouvette CT filmée.

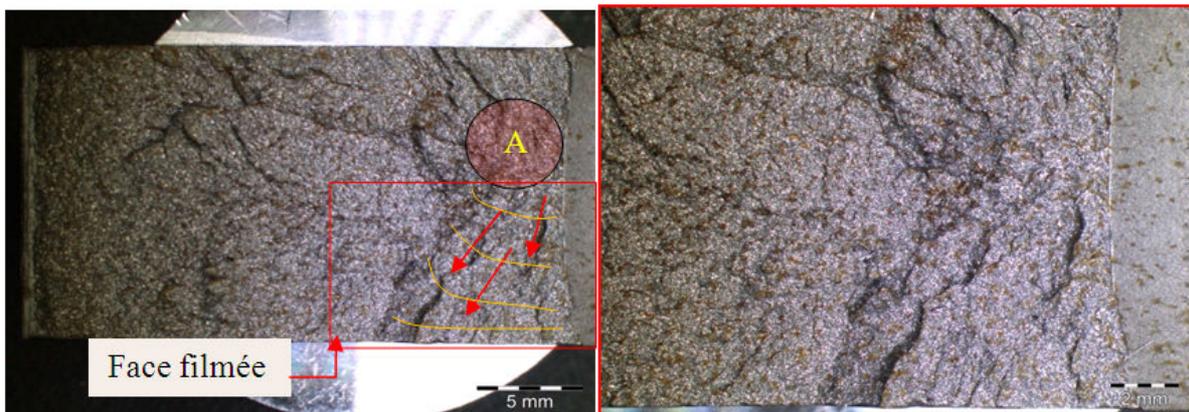


Figure 4.4.3.2.d : Observations du faciès de rupture à différents grossissements de l'éprouvette CT 520RX-C (-75°C,  $K_I = 78 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

#### *4.4.3.3. Analyses profilométriques et résultats*

Dix éprouvettes CT ont été étudiées avec l'appareil InfiniteFocus de chez Alicona pour corrélérer les hauteurs et les densités de marches de cisaillement dans les différentes phases du clivage (amorçage, propagation, arrêt) aux ténacités à l'amorçage et aux vitesses de propagation. L'ensemble des éprouvettes testées sont regroupées dans le tableau 4.4.3.3.a. Le tableau 4.4.3.3.a et la figure 4.4.3.3.a montrent l'évolution du pourcentage de marches de cisaillement sur le faciès entier de chaque éprouvette. Les éprouvettes 520RX-AK et 520RX-BJ présentent une déchirure ductile avant la rupture par clivage. Ces éprouvettes ont été étudiées afin d'avoir une large gamme de ténacité à rupture à l'amorçage.

	-150	-125			-100			-75		
	RYAQ	RXAW	RXBK	RXG	RXAT	RYBK	RXAK	RXBN	RXBE	RXBJ
KJ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	59	57	83	92	81	123	311	159	241	367
% surfacique marches cisaillement	2.9	3.2	4.5	4.7	3.6	5.5	7.6	6.9	7.2	7.8

Tableau 4.4.3.3.a : Résultats sur l'ensemble du faciès de rupture

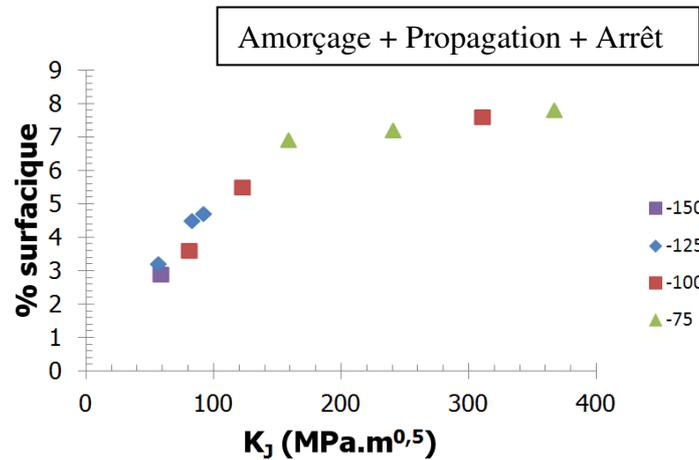


Figure 4.4.3.3.a : Evolution de la fraction surfacique totale de marche sur le faciès de rupture en fonction de la ténacité à l'amorçage

D'après la figure 4.4.3.3.a, il y a une croissance de la fraction surfacique de marches de cisaillement avec la sollicitation à l'amorçage qui augmente avant d'atteindre une valeur limite. Plus il y a d'énergie dans l'éprouvette, plus il y a une possibilité de formations de marches de cisaillement. La zone transitoire de l'amorçage a plus particulièrement été étudiée. Il s'agit d'une zone comprise entre 2 mm et 3 mm qui est située après la pré-fissure de fatigue. Cette zone se différencie nettement de la zone de propagation qui lui succède au microscope optique et au MEB ainsi que par des vitesses enregistrées très aléatoires d'un essai à l'autre. Le tableau 4.4.3.3.b et la figure 4.4.3.3.b rassemblent les valeurs obtenues pour la zone d'amorçage. Il y a une augmentation du pourcentage de marche de cisaillement avec la sollicitation à l'amorçage de manière analogue à la figure 4.4.3.3.a. D'après la figure 4.4.3.3.c, la hauteur des marches de cisaillement et les vitesses initiales ne sont pas corrélées à la sollicitation à l'amorçage. La pré-fissure de fatigue, très plane, a un effet "directeur" sur les sites d'amorçage qui sont en amont pratiquement dans ce même plan (émoussement peu marqué dans ce domaine de température). L'amorçage se produit à partir du point le plus faible en amont de la fissure et les sites potentiels de clivage sont distribués aléatoirement. Cela explique qu'on n'observe pas de lien direct entre le niveau de sollicitation à l'amorçage  $K_j$  et la hauteur des marches.

	-150	-125			-100			-75		
	RYAQ	RXAW	RXBK	RXG	RXAT	RYBK	RXAK	RXBN	RXBE	RXBJ
KJ (MPa.m <sup>0,5</sup> )	59	57	83	92	81	123	311	159	241	367
% surfacique marches cisaillement	1.5	0.7	2	0.5	2.2	2.1	3.6	3.5	3	4.1

Tableau 4.4.3.3.b : Résultats sur la zone d'amorçage

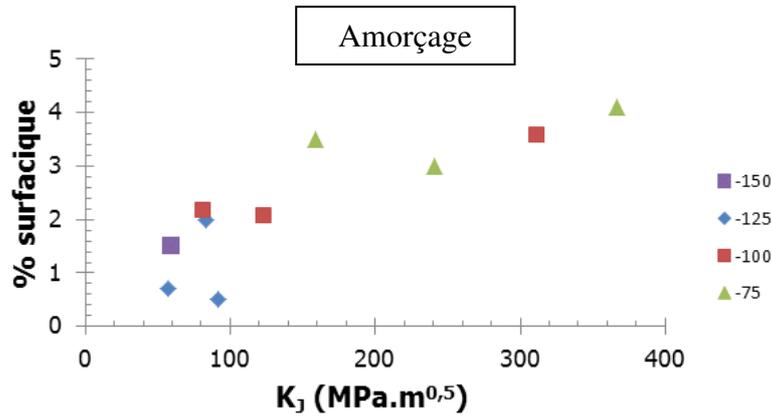


Figure 4.4.3.3.b : Evolution de la fraction surfacique de marche de cisaillement dans la zone d'amorçage en fonction de la ténacité à l'amorçage

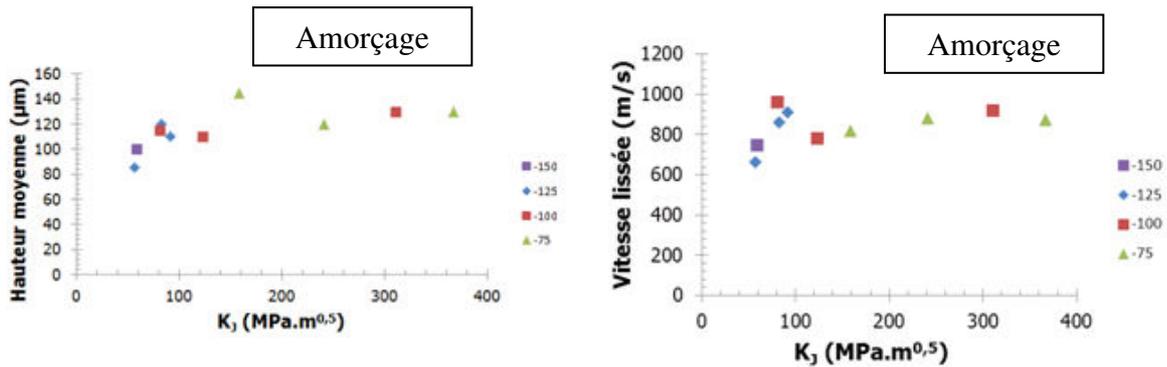


Figure 4.4.3.3.c : Evolution des hauteurs de marche de cisaillement et de la vitesse initiale lissée sur 5 mm en fonction de la ténacité à l'amorçage

#### 4.4.4. Etude de la propagation en régime stabilisé

La propagation du clivage correspond à un régime établi où la vitesse de propagation est pratiquement constante et plutôt élevée (600 à 900 m/s). Les observations réalisées cherchent à caractériser les micro-mécanismes physiques de rupture de cette zone.

##### 4.4.4.1. Observations MEB

Des éprouvettes à différentes températures ont été analysées. Les figures 4.4.4.1.a à 4.4.4.1.d présentent quelques fractographies MEB des différentes observations réalisées. Ces observations au MEB mettent en évidence l'existence de nombreuses marches de cisaillement orientées dans la direction de la propagation du clivage. Ce type d'observation a déjà été fait [165, 167, 213, 214]. En plus de la séparation des différents plans de clivage, l'énergie à rupture sert aussi à déchirer en cisaillement les différentes marches pour que les différents plans de clivage se rejoignent. La figure 4.4.4.1.e confirme ce phénomène avec une vue en coupe d'une éprouvette CT au cours de la propagation d'une fissure où se distinguent différents plans de clivage. La figure 4.4.4.1.f montre une vue dans l'épaisseur d'une éprouvette CT avec différents plans de clivage nettement visibles.

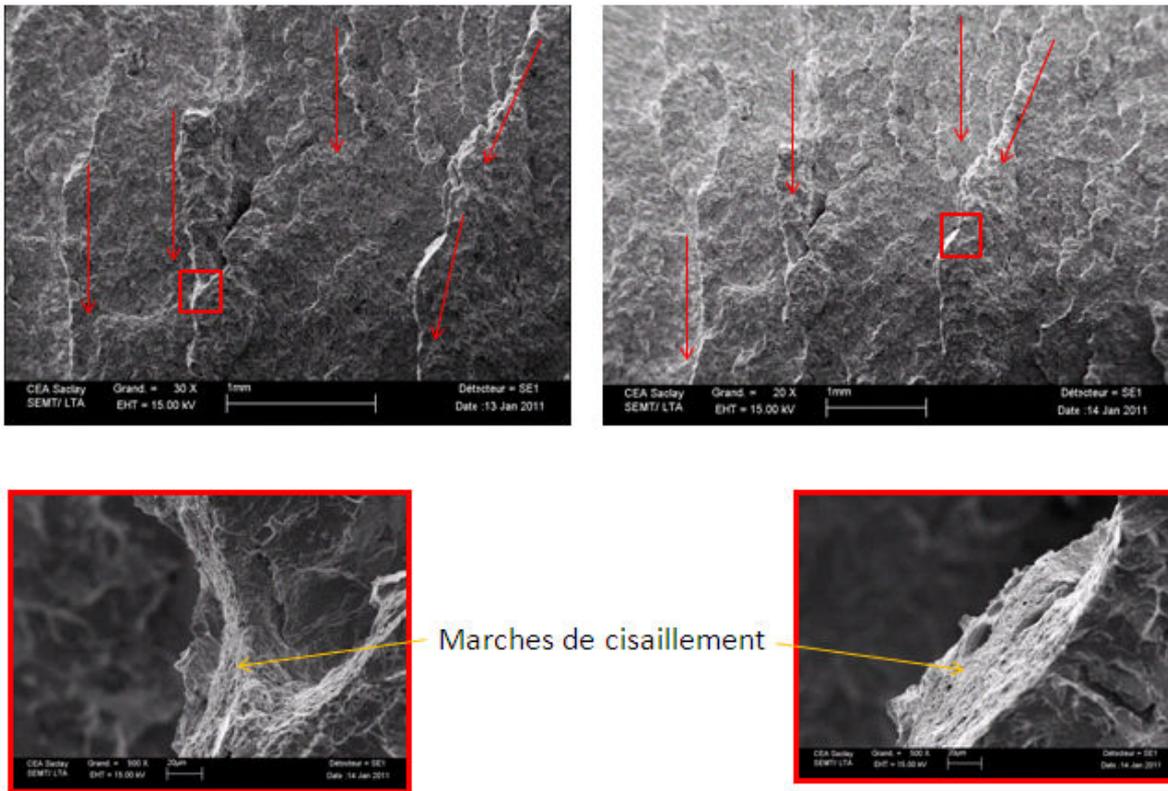


Figure 4.4.4.1.a : Fractographie de l'éprouvette 520RY-BI ( $-150^{\circ}\text{C}$ ,  $K_I = 66 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ )

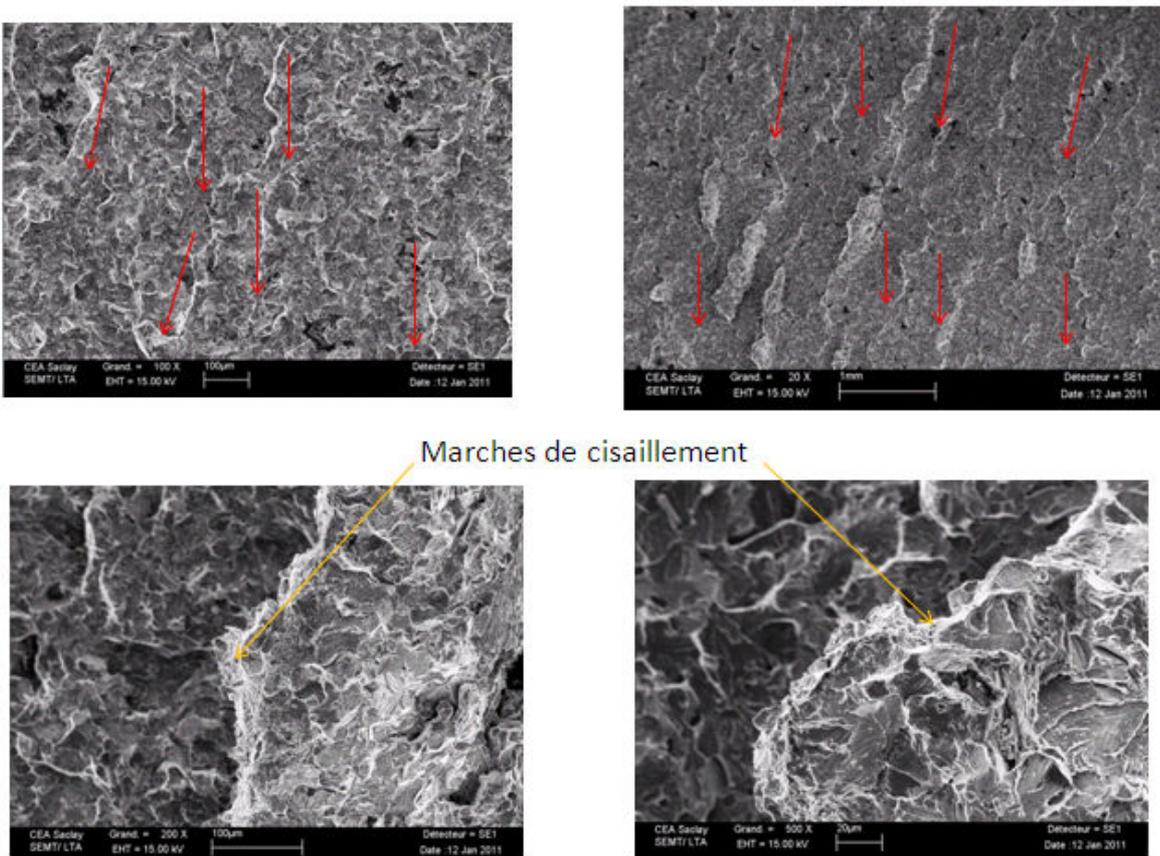


Figure 4.4.4.1.b : Fractographie de l'éprouvette 520RX-G ( $-125^{\circ}\text{C}$ ,  $K_I = 92 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ )

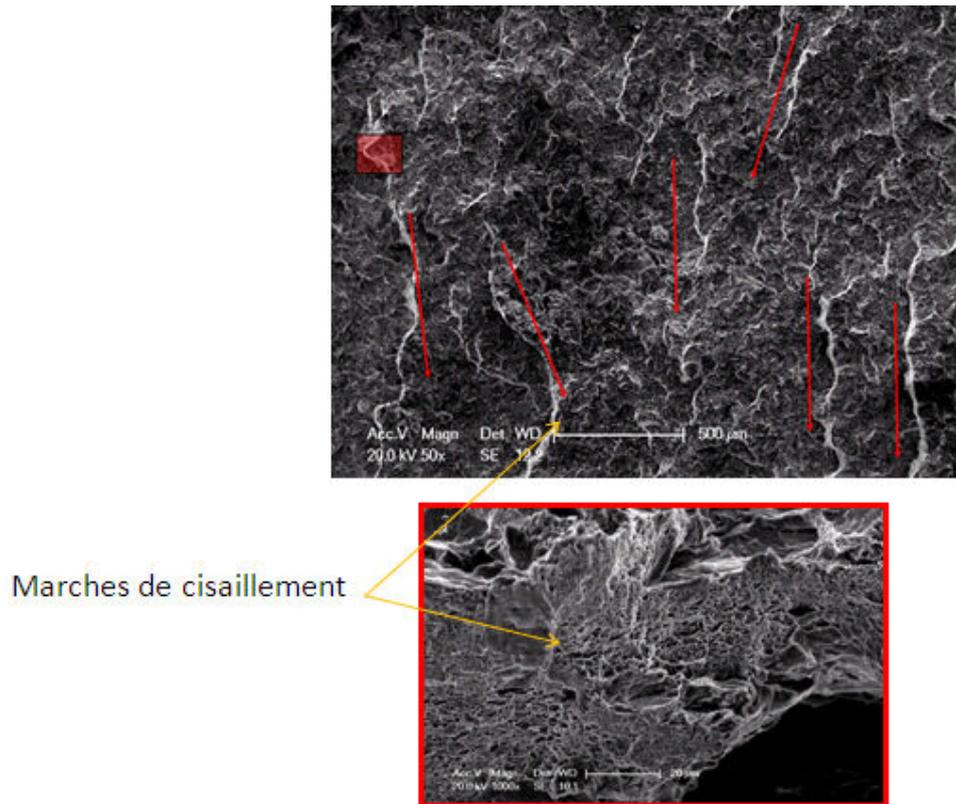


Figure 4.4.4.1.c : Fractographie de l'éprouvette 520RY-BK (-100°C,  $K_I = 123 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{0.5}$ )

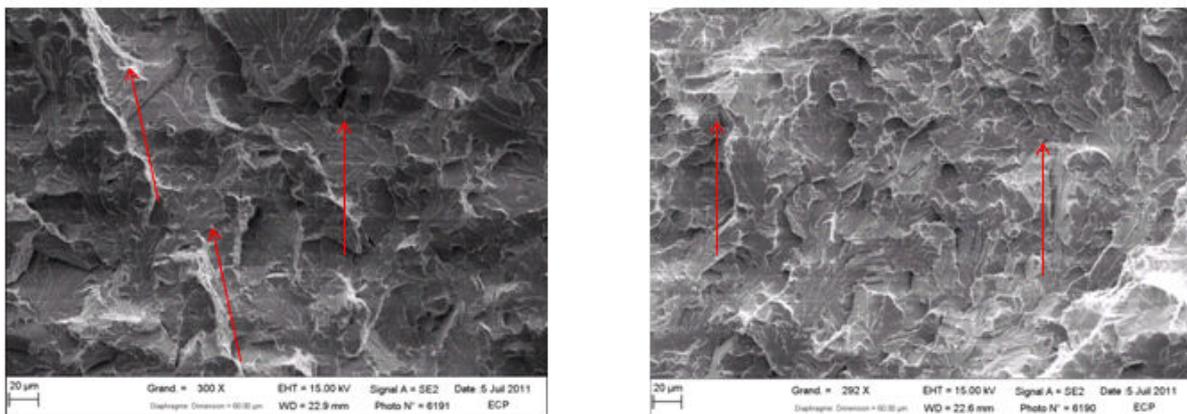


Figure 4.4.4.1.d : Fractographie de l'éprouvette 520RX-BC (-75°C,  $K_I = 146 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{0.5}$ )

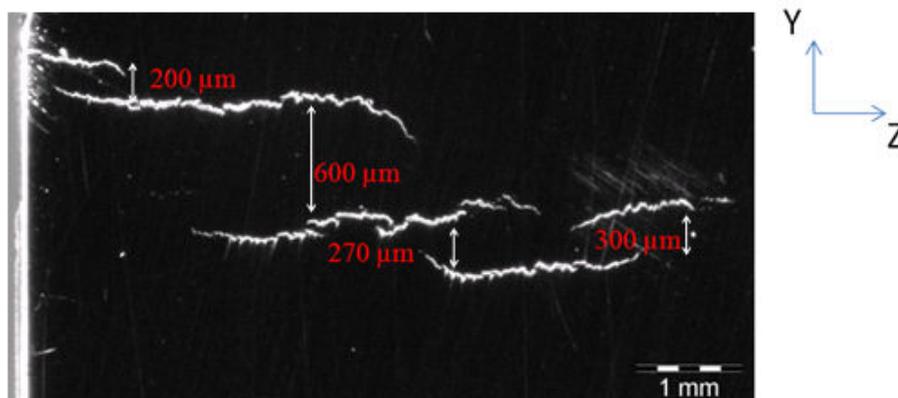


Figure 4.4.4.1.e : Vue en coupe de l'éprouvette CT 520RX-N (-125°C,  $K_I = 139 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{0.5}$ )

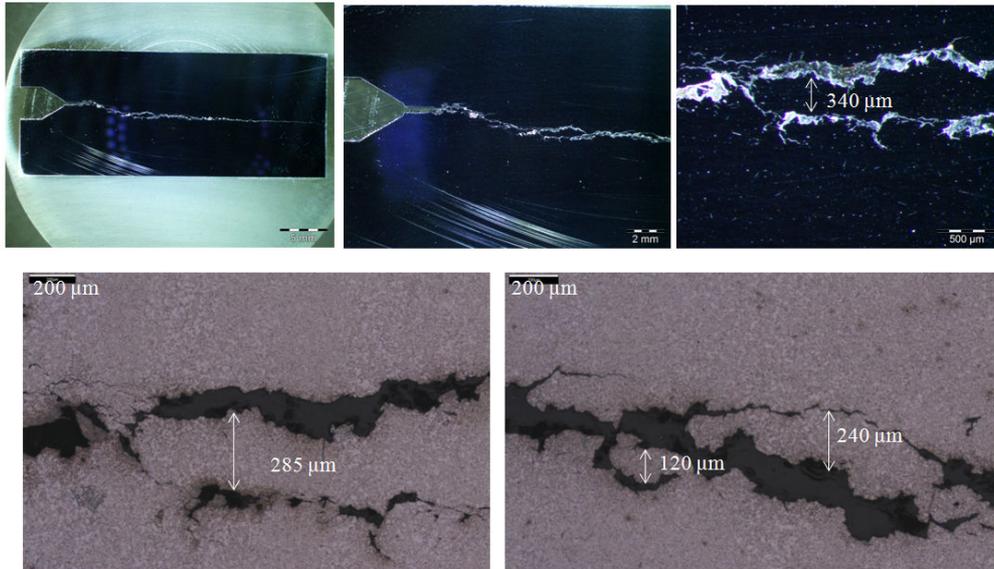


Figure 4.4.4.1.f : Vue dans l'épaisseur de l'éprouvette CT 520RX-K (-125°C,  $K_I = 87 \text{ MPa.m}^{0.5}$ )

#### 4.4.4.2. Analyses profilométriques et résultats

De même que lors de la phase transitoire de l'amorçage, la fraction surfacique de marche de cisaillement tend vers une valeur limite au cours de la propagation (figure 4.4.4.2.a). La figure 4.4.4.2.a semble mettre en évidence que la hauteur moyenne des marches et la vitesse moyenne dans la phase de propagation sont corrélées à la sollicitation à l'amorçage. Pour les faibles valeurs de sollicitation à l'amorçage, il semble y avoir une évolution linéaire de la fraction surfacique et de la hauteur moyenne des marches de cisaillement. La fraction surfacique est d'environ 3% pour  $60 \text{ MPa.m}^{0.5}$  et augmente jusqu'à 8% pour  $123 \text{ MPa.m}^{0.5}$  avant d'atteindre une limite supérieure de l'ordre de 9%. Il en va de même pour la hauteur des marches qui évolue de  $115 \mu\text{m}$  à  $190 \mu\text{m}$  avant d'atteindre une limite supérieure à environ  $200 \mu\text{m}$ .

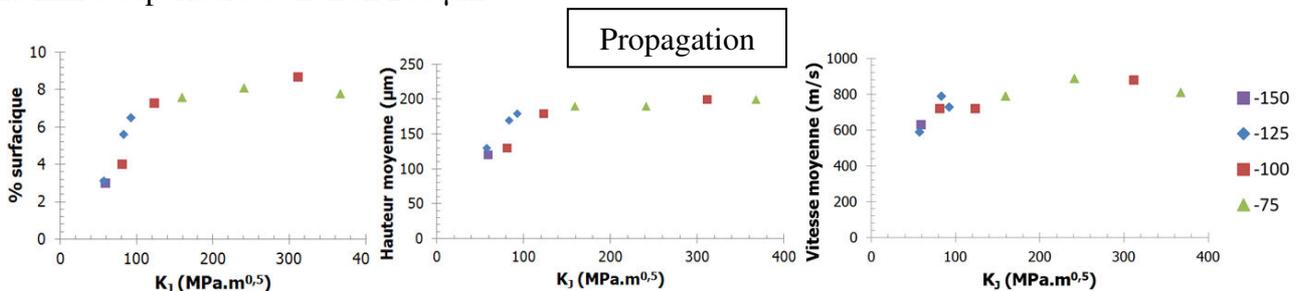


Figure 4.4.4.2.a : Influence de ténacité à l'amorçage sur la fraction surfacique, la hauteur des marches de cisaillement et la vitesse moyenne pendant la phase de propagation de la fissuration

#### 4.4.5. Etude de l'arrêt

La zone d'arrêt est la phase où il y a un effondrement de la vitesse liée à l'épuisement de l'énergie disponible, ce qui rend le clivage plus difficile.

##### 4.4.5.1. Observations MEB

La figure 4.4.5.1.a montre deux fractographies MEB de la phase d'arrêt de différentes éprouvettes. D'une manière générale, le relief est plus régulier que sur les autres phases du clivage. Ce type d'observation a déjà été faite [4, 6, 7]. D'un point de vue énergétique, cela peut s'expliquer par le fait que seuls les plans favorablement orientés clivent du fait d'une diminution de l'énergie à rupture disponible dans l'éprouvette.

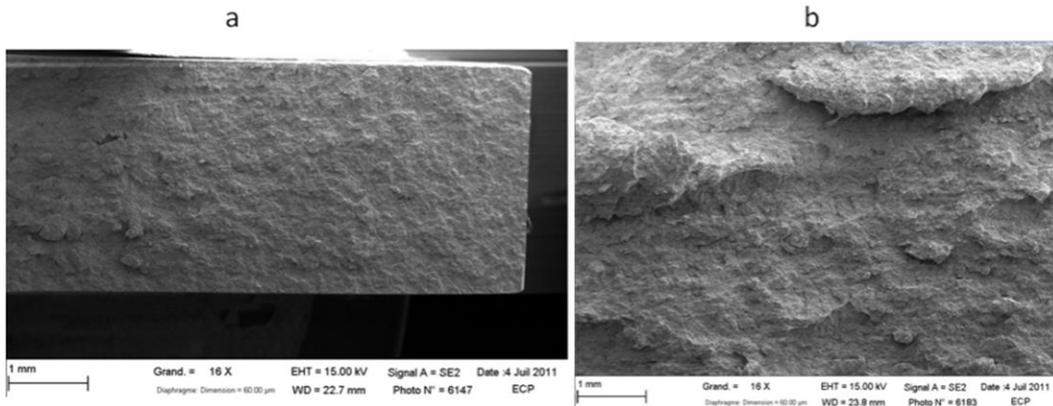


Figure 4.4.5.1.a : Fractographies MEB de la phase d'arrêt des éprouvettes 520ZY (a :  $-150^{\circ}\text{C}$ ,  $K_I = 98 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ ) et 520RX-E (b :  $K_I = 200 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{0.5}$ )

#### 4.4.5.2. Analyses profilométriques et résultats

La fraction surfacique de marche de cisaillement augmente avec la ténacité à l'amorçage dans la phase d'arrêt (figure 4.4.5.2.a). Par contre, la sollicitation à l'amorçage a peu d'effet sur la hauteur des marches. L'énergie stockée a été dissipée dans le régime établi de la propagation. La phase d'arrêt apparaît donc décorrélée des conditions d'amorçage et de propagation pendant le régime établi. Cette phase d'arrêt semble être pilotée par la microstructure du matériau puisque la hauteur moyenne des marches représente environ deux à trois fois la taille d'un ancien grain austénitique ( $110 \mu\text{m}$ ) comme le confirment les observations en EBSD (normale de référence parallèle au chargement appliqué) et les micrographies réalisées sur la phase d'arrêt de l'éprouvette CT 520RX-K (figure 4.4.5.2.b).

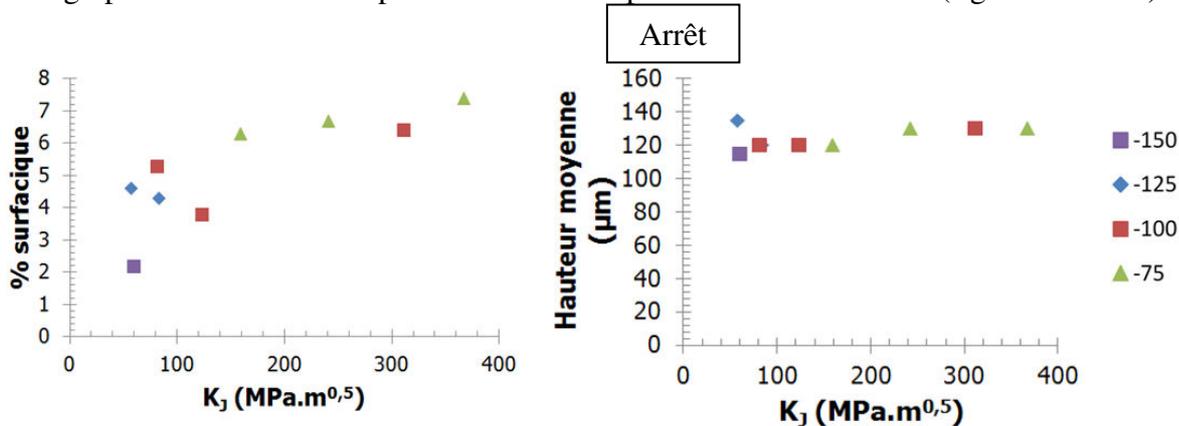


Figure 4.4.5.2.a : Influence de ténacité à l'amorçage sur la fraction surfacique et la hauteur des marches de cisaillement

Les figures 4.4.5.2.c et 4.4.5.2.d présentent l'évolution de la hauteur et de la fraction surfacique de marche de cisaillement en fonction de la vitesse moyenne de la fissure dans les trois régimes de clivage. Une tendance d'évolution similaire se retrouve sur les deux graphiques reliant les phases de propagation et d'arrêt de fissure. Une continuité entre ces deux phases est mise en évidence. Par contre, la phase d'amorçage se distingue plus nettement des deux autres phases du clivage.

Nous avons vu précédemment que la sollicitation à l'amorçage  $K_I$  a un effet sur la fraction surfacique de marche de cisaillement. Plus  $K_I$  augmente, plus le pourcentage de marche augmente. Par contre, les conditions d'amorçage ont peu d'effet sur les vitesses initiales et sur la hauteur de marche. Cela est certainement à mettre en relation avec la pré-fissure de fatigue qui impose un caractère rectiligne et les hauteurs de marche n'ont donc pas eu le temps de s'installer. Les figures 4.4.5.2.c et 4.4.5.2.d montrent que plus la vitesse initiale de la fissure est importante, plus la hauteur des marches de cisaillement et le pourcentage surfacique augmentent.

Dans la phase de propagation, nous avons vu que plus la sollicitation à l'amorçage  $K_I$  augmente (plus l'énergie disponible dans l'éprouvette augmente), plus la fraction surfacique de marche et leur hauteur et la vitesse du régime établi augmentent jusqu'à atteindre des valeurs limites. Les figures 4.4.5.2.c et 4.4.5.2.d montrent que plus la vitesse du régime établi augmente, plus la hauteur et le pourcentage de marche augmente. Il semble y avoir un léger effet de la température, surtout sur la fraction surfacique de marche de cisaillement (figure 4.4.5.2.d). Plus la température augmente, plus le pourcentage de marche augmente.

Nous avons observé précédemment que les conditions d'amorçage ont peu d'effet sur les hauteurs de marches et leur fraction surfacique. Dans la phase d'arrêt, des hauteurs du même ordre de grandeur sont identifiées, à savoir 2 à 3 anciens grains  $\gamma$  (figure 4.4.5.2.c). Cette phase d'arrêt semble être pilotée par la microstructure du matériau. Comme pour le régime établi de propagation, l'influence de la température sur le pourcentage surfacique de marche est visible (figure 4.4.5.2.d). Plus la température augmente, plus la fraction surfacique de marche augmente dans la phase d'arrêt de la fissure.

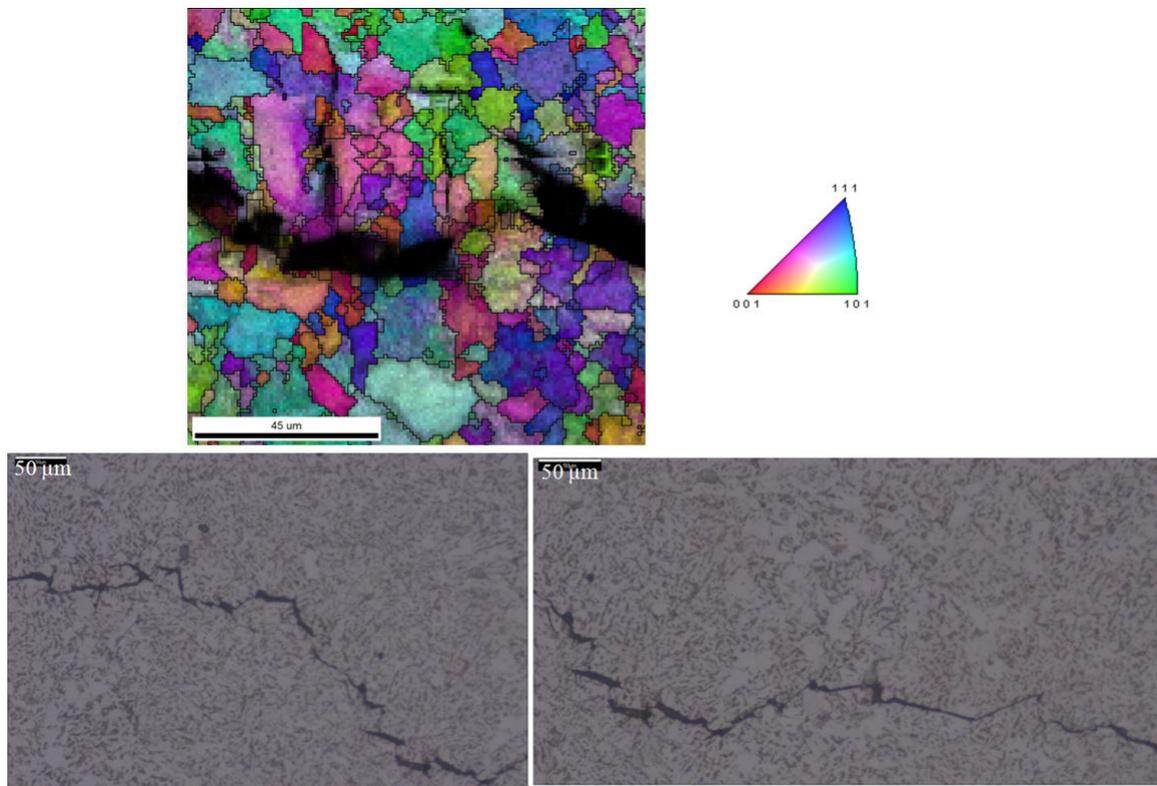


Figure 4.4.5.2.b : Observation en EBSD (normale de référence parallèle au chargement appliqué) et micrographies de la phase d'arrêt de fissure de l'éprouvette CT 520RX-K (-125°C,  $K_I = 87 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{0.5}$ )

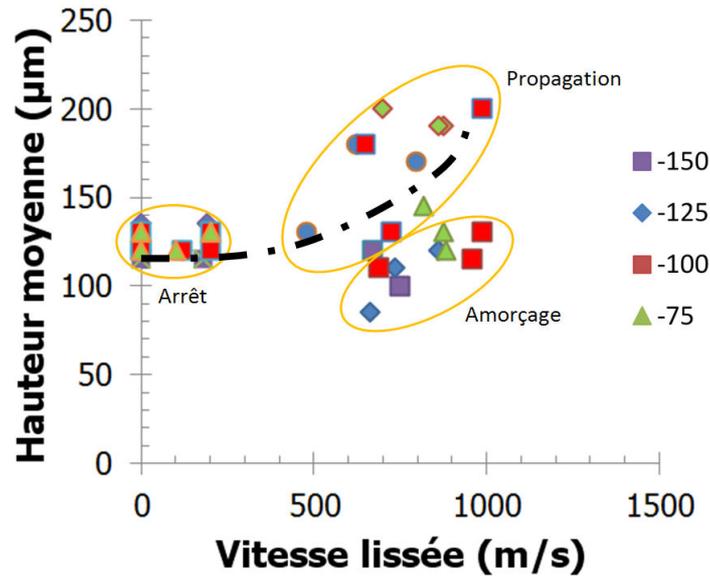


Figure 4.4.5.2.c : Evolution de la hauteur des marches en fonction de la vitesse de propagation

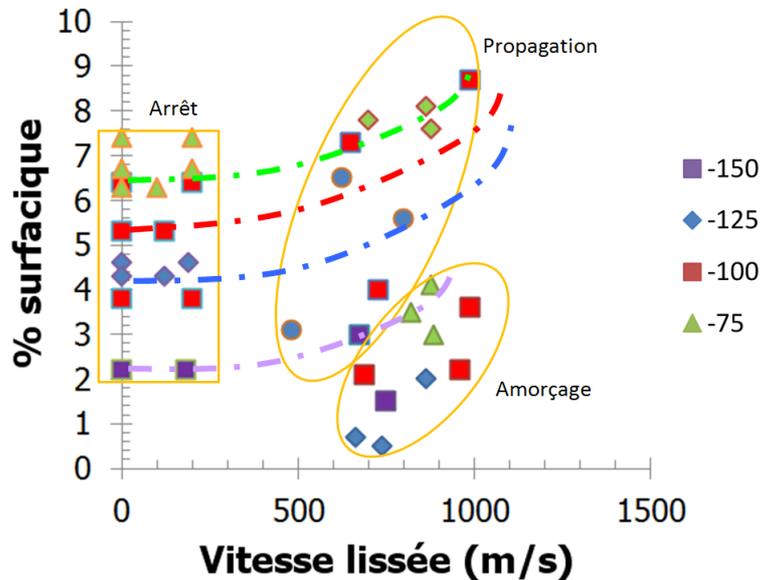


Figure 4.4.5.2.d : Evolution du pourcentage surfacique de marches en fonction de la vitesse de propagation

## 5. Conclusion

Dans un premier temps, l'acier 16MND5 a été présenté ainsi que son comportement mécanique en quasi-statique et en dynamique. L'étude du comportement du matériau aux grandes vitesses de déformation a été plus particulièrement décrite. Des essais sur barres d'Hopkinson jusqu'à  $10^4 \text{ s}^{-1}$  ont permis d'identifier les paramètres de la loi de comportement élasto-viscoplastique qui est utilisée pour les modélisations numériques.

La campagne expérimentale de propagation et d'arrêt de fissure a ensuite été présentée. Les techniques d'analyse de l'avancée de fissure ont été abordées. En plus de l'utilisation de jauges à brins standard, un protocole optimisé au CEA/LISN utilisant une caméra d'acquisition ultra-rapide a permis d'affiner les mesures dans les zones d'amorçage et d'arrêt de fissure. Des phénomènes d'arrêt-redémarrage ont été observés en fin de propagation, ce qui était jusque là inenvisageable avec les jauges.

Les essais ont été effectués à partir d'éprouvettes CT à épaisseur réduite afin de favoriser un front de fissure rectiligne. Les données relatives à la pré-fissuration et à la mise en charge des éprouvettes ainsi que les mesures d'avancée de fissure en fonction du temps ont été présentées en détail. Les éprouvettes présentent deux types de trajet de fissure, à savoir rectiligne et branché. Les fissures rectilignes apparaissent pour des faibles niveaux de chargement à l'amorçage  $K_I$  alors que le branchement se produit pour des sollicitations à l'amorçage  $K_I$  élevées.

Les observations expérimentales mettent en évidence trois phases de propagation, dont la phase transitoire de l'amorçage où des niveaux de vitesse très différents peuvent être observés. Cela s'explique notamment par les orientations du clivage. La phase de propagation correspond à un régime établi où la vitesse est pratiquement constante et élevée (600 m/s à 900 m/s). Les observations fractographiques mettent en évidence des bandes de cisaillement parallèles à la direction macroscopique du clivage et des ligaments ductiles laissés en arrière du front de fissure. Plus la vitesse augmente, plus la hauteur des marches et leur pourcentage augmentent. La zone d'arrêt est caractérisée par un effondrement de la vitesse. Le clivage étant plus difficile, seuls les plans favorablement orientés clivent. Quelque soient la sollicitation à l'amorçage et la température, les hauteurs de marches observées dans cette phase sont constantes, ce qui semble supposer que l'arrêt est piloté par la microstructure (hauteur des marches de l'ordre de 2 à 3 anciens grains  $\gamma$ ).

Les données expérimentales obtenues (chargement, longueur de fissure, vitesse de propagation) vont servir à identifier un critère de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans le prochain chapitre. Par ailleurs, les observations faites vont servir de bases physiques à la justification du modèle proposé au chapitre 4.



**Chapitre III : Caractérisation et**  
**modélisation numérique de la**  
**propagation de fissure de clivage**



## Chapitre III : Caractérisation et modélisation numérique de la propagation de fissure de clivage

<b>1. Introduction</b> .....	<b>119</b>
<b>2. Modélisation dynamique des essais de propagation et d'arrêt de fissure</b> .....	<b>119</b>
<b>2.1. Maillage et conditions aux limites</b> .....	<b>119</b>
<u>2.1.1. 2D</u> .....	119
<u>2.1.2. 3D</u> .....	120
<b>2.2. Matériau</b> .....	<b>120</b>
<b>2.3. Chargement</b> .....	<b>121</b>
<b>2.4. Schéma temporel</b> .....	<b>121</b>
<b>2.5. Identification du critère local en contrainte critique</b> .....	<b>122</b>
<u>2.5.1. Simulations à vitesse de propagation imposée</u> .....	123
<u>2.5.2. Influence de la vitesse de déformation plastique équivalente</u> .....	123
<u>2.5.3. Influence de la température</u> .....	124
<u>2.5.4. Modélisations 2D et 3D</u> .....	125
<b>2.6. Analyses prédictives</b> .....	<b>126</b>
<u>2.6.1. Principe</u> .....	127
<u>2.6.2. Analyses prédictives sur éprouvettes CT en mode I</u> .....	127
<u>2.6.3. Validation du critère dans la phase transitoire de l'amorçage</u> .....	129
<u>2.6.4. Analyses prédictives sur éprouvettes annulaires en mode I (compression)</u> .....	131
<b>3. Conclusion</b> .....	<b>133</b>



## 1. Introduction

Les modélisations numériques réalisées dans le cadre de cette thèse sont présentées dans ce chapitre. Au chapitre I, différents modèles permettant soit de décrire l'amorçage de fissure de clivage, soit la propagation et l'arrêt de fissure ont été présentés. Les modèles fondés sur une approche locale utilisent la contrainte principale maximale pour évaluer la possibilité de rupture par clivage. Le critère de Ritchie, Knott et Rice considère qu'il y a rupture fragile lorsque la contrainte principale maximale atteint une valeur critique à une distance donnée de la pointe de fissure [1]. Les auteurs tentent de relier cette distance à une grandeur caractéristique du matériau. Un modèle de rupture local a été choisi dans cette thèse.

A partir des essais isothermes sur CT réalisés à différentes températures, des simulations sont effectuées en imposant la vitesse de propagation expérimentale de la fissure. A chaque instant de propagation, la contrainte principale maximale et la vitesse de déformation plastique équivalente en pointe de fissure ont été évaluées. Ces étapes permettent d'identifier un critère de propagation et d'arrêt de fissure. Ensuite, ce critère est validé sur les éprouvettes CT ayant servi à l'identification du modèle et sur des éprouvettes annulaires testées en mode I. La pertinence de l'algorithme de calcul et du critère est évaluée en comparant la vitesse de propagation et la longueur de fissure à l'arrêt prédites par le modèle aux résultats expérimentaux. Cette démarche d'identification et d'application du modèle de propagation a déjà été utilisé dans la littérature [7, 293, 294]. Lors de la phase d'application du modèle, la réalisation de simulations prédictives sur les mêmes éprouvettes CT a pour but de permettre de mieux comprendre et apprécier l'efficacité de l'algorithme de calcul et du critère de propagation sur des grandeurs caractéristiques (cinétique de fissuration et longueur à l'arrêt de fissure) pour les différentes phases du clivage (amorçage, propagation et arrêt). Ensuite, il est nécessaire dans la phase d'application du modèle de propagation d'utiliser une géométrie d'éprouvette différente de celle qui a servi à l'identification du critère de propagation afin de valider la transférabilité de l'algorithme de calcul et du critère établi.

La première partie de ce chapitre correspond à l'interprétation des essais sur éprouvette CT avec présentation des simulations à vitesse imposée. Suite à ces modélisations, un critère de propagation et d'arrêt est proposé. Enfin, l'application du critère de propagation mis en place est détaillée en présentant des simulations prédictives de propagation de fissure en mode I sur éprouvettes CT et sur éprouvettes annulaires.

## 2. Modélisation dynamique des essais de propagation et d'arrêt de fissure

### 2.1. Maillage et conditions aux limites

#### 2.1.1. 2D

Le maillage de la demi-éprouvette CT est présenté sur la figure 2.1.1.a. Il compte 4935 éléments (soit 5195 noeuds) avec une taille de maille en pointe de fissure de 100  $\mu\text{m}$ . Le maillage est constitué d'éléments finis standards QUA4 (rouge, figure 2.1.1.a) comportant 4 points de Gauss et d'éléments X-FEM XQ4R (noir, figure 2.1.1.a) comportant 64 points de Gauss. Les éléments X-FEM couvrent la pointe de l'entaille usinée jusqu'au bout de l'éprouvette. Un quart des goupilles (jaune, figure 2.1.1.a) est modélisé par un maillage épousant parfaitement le trou de l'éprouvette CT. Une barre élastique (schématisée sur la figure 2.1.1.a, longueur :  $0,7 \text{ m}$  et section par unité de longueur :  $3,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ) simule la ligne d'amarrage. L'une de ces extrémités est attachée au centre de la goupille et un déplacement est imposé à l'autre extrémité. Cette condition aux limites permet de prendre en compte le mouvement de la goupille pendant la propagation de la fissure. En effet, la rupture de l'éprouvette se traduit par un déchargement de la ligne d'amarrage, le système éprouvette-machine de traction n'est

plus en équilibre et nous ne sommes plus à déplacement imposé. La fissure est représentée par une ligne qui commence à la pointe de l'entaille et dont la longueur correspond à la longueur moyenne de la fissure donnée dans le tableau 10 du chapitre 2.

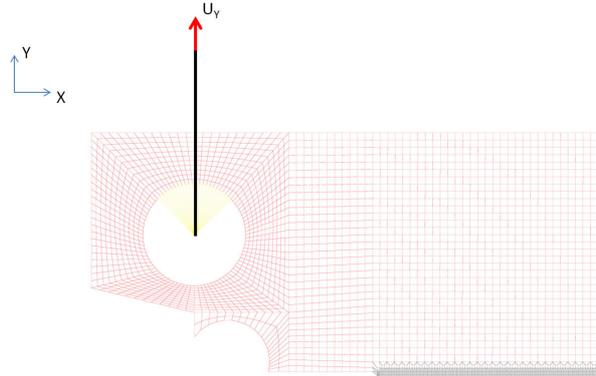


Figure 2.1.1.a : Maillage de la demi-éprouvette CT en 2D

Les conditions de symétrie concernent la ligne de noeuds située sur l'axe de symétrie de l'éprouvette. Les déplacements en direction de Y des noeuds situés sur l'axe de symétrie de l'éprouvette depuis la pointe de fissure sont bloqués. Le déplacement suivant X de la barre est bloqué afin d'empêcher le mouvement d'ensemble.

### 2.1.2. 3D

En 3D, la taille de maille en pointe de fissure est de 50  $\mu\text{m}$ . Cette taille de maille a été choisie afin d'utiliser le même nombre de points de Gauss en 2D et 3D pour déterminer la contrainte principale maximale et la vitesse de déformation en pointe de fissure. Les simulations en 3D conservent l'hypothèse d'un front droit. La modélisation du front réel sera une étape supplémentaire à investiguer. Le maillage est constitué d'éléments finis standards CUB8 (rouge, figure 2.1.2.a) comportant 8 points de Gauss et d'éléments X-FEM XC8R (rose, figure 2.1.2.a) comportant 64 points de Gauss. Les éléments X-FEM couvrent la pointe de l'entaille usinée jusqu'au bout de l'éprouvette. Un quart des goupilles (jaune, figure 2.1.2.a) est modélisé par un maillage épousant parfaitement le trou de l'éprouvette CT. Deux barres élastiques simulent les lignes d'amarrages. L'une de leurs extrémités est attachée au centre de la goupille et un déplacement est imposé aux deux autres extrémités. La fissure est représentée par un plan qui commence à la pointe de l'entaille et dont la longueur correspond à la longueur moyenne de la fissure. Les déplacements en direction de Y des noeuds situés sur le plan de symétrie de l'éprouvette (rouge, figure 2.1.2.a) depuis la pointe de fissure sont bloqués. Les déplacements suivant X et Z des barres sont bloqués afin d'empêcher un mouvement d'ensemble.

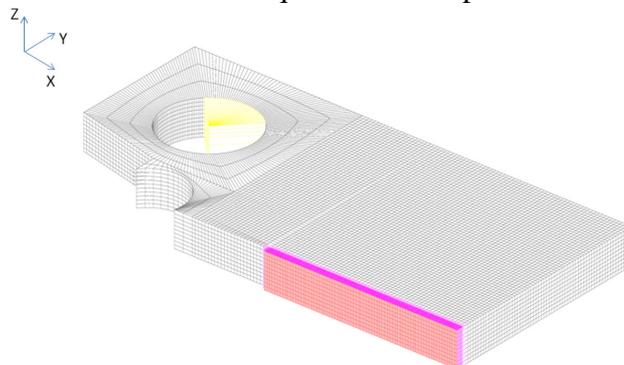


Figure 2.1.2.a : Maillage de la demi-éprouvette CT en 3D

## **2.2. Matériau**

Les simulations ont été effectuées en utilisant comme loi de comportement les courbes de traction lissées de l'acier 16MND5 [263, 264, 295]. Le comportement viscoplastique du matériau suit la loi de Cowper-Symonds (III.1). L'identification du modèle s'appuie sur les valeurs de contraintes et de vitesses de déformation plastique enregistrées pour des déformations inélastiques de 2%, 5% et 10%. Comme il est impossible d'identifier un unique couple de paramètres ( $A, m$ ) permettant d'avoir un modèle EVP robuste à toutes les températures, les deux paramètres ont été identifiés dans le cadre de cette thèse à chaque température et sont donnés par le tableau 2.2.a. L'évolution non régulière avec la température des paramètres  $A$  et  $m$  n'est pas justifiée physiquement. Un travail plus précis devra être effectué sur ce point afin de modéliser des essais anisothermes. Dans notre cas, comme nous travaillons sur des essais isothermes, ces identifications sont donc jugées satisfaisantes.

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{stat} \times \left( 1 + \left( \frac{\dot{\epsilon}_{pl_{\text{eq}}}}{A} \right)^{1/m} \right) \quad (III.1)$$

où  $A$  et  $m$  sont des paramètres matériau,  $\sigma_{dyn}$  correspond au comportement viscoplastique dynamique du matériau,  $\sigma_{stat}$  correspond au comportement élastoplastique statique du matériau et  $\dot{\epsilon}_{pl_{\text{eq}}}$  est la vitesse de déformation plastique équivalente.

Température (°C)	A (s <sup>-1</sup> )	m
-150	500000	4,2
-125	31000	6
-100	34000	6,5
-75	16000	7,2
-50	45000	5,6

Tableau 2.2.a : Couple ( $A, m$ ) identifié à chaque température

### 2.3. Chargement

Une étape de mise en charge quasi-statique est réalisée jusqu'à atteindre l'ouverture obtenue à l'amorçage expérimental de la fissure en clivage. En 2D (déformation plane), le choix d'arrêter la mise en charge à l'atteinte de l'ouverture expérimentale est à l'origine d'une valeur de force légèrement supérieure à la valeur expérimentale. La longueur de la fissure correspond à la longueur moyenne de la fissure donnée dans le tableau 10 du chapitre 2. Cette simulation est en déplacement imposé à l'extrémité des barres de traction. Ensuite, la propagation de la fissure s'effectue en dynamique avec la loi de comportement élasto-viscoplastique précédemment décrite. La figure 2.3.a présente deux courbes force-ouverture des éprouvettes CT simulées à différentes températures.

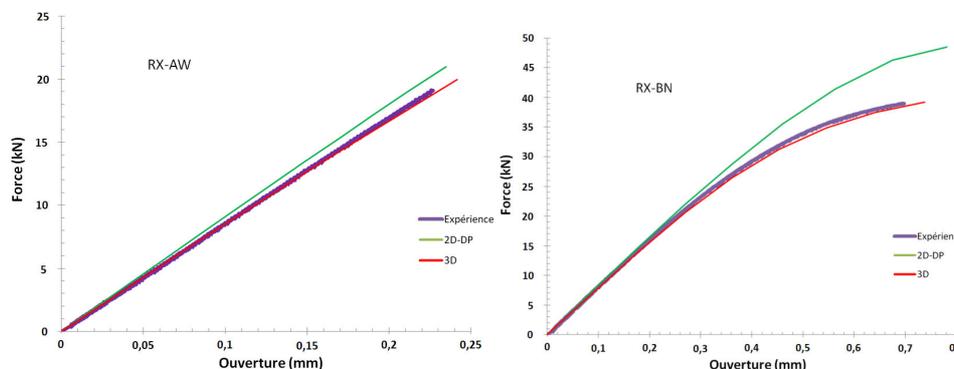


Figure 2.3.a : Courbe force-ouverture des éprouvettes CT 520RX-AW à -125°C et CT 520RX-BN à -75°C

### 2.4. Schéma temporel

Le schéma temporel de Newmark est utilisé dans les simulations numériques pour la phase de propagation. Les champs de vitesse et de déplacement sont considérés suffisamment réguliers dans le temps pour écrire le développement limité (III.2), qui s'écrit sous la forme (III.3).

$$u_{n+1} = u_n + \Delta t \dot{u}_n + \frac{\Delta t^2}{2} \ddot{u}_n + \frac{\Delta t^3}{6} 6\beta \left( \frac{\ddot{u}_{n+1} - \ddot{u}_n}{\Delta t} \right) \quad (III.2)$$

$$\dot{u}_{n+1} = \dot{u}_n + \Delta t \ddot{u}_n + \frac{\Delta t^2}{2} 2\gamma \left( \frac{\ddot{u}_{n+1} - \ddot{u}_n}{\Delta t} \right)$$

$$u_{n+1} = u_n + \Delta t \dot{u}_n + \Delta t^2 \left( \frac{1}{2} - \beta \right) \ddot{u}_n + \Delta t^2 \beta \ddot{u}_{n+1} \quad (III.3)$$

$$\dot{u}_{n+1} = \dot{u}_n + \Delta t(1 - \gamma) \ddot{u}_n + \Delta t \gamma \ddot{u}_{n+1}$$

Les conditions de stabilité du schéma de Newmark pour la méthode des EF se résument par le tableau 2.4.a [296]. Deux couples  $(\gamma, \beta)$  sont fréquemment utilisés :

- $(\gamma = 0.5, \beta = 0.25)$  . Dans ce cas, le schéma implicite de l'accélération moyenne est inconditionnellement stable.
- $(\gamma = 0.5, \beta = 0)$  . Le schéma explicite de la différence centrée requiert l'utilisation d'un pas de temps inférieur à un pas de temps critique caractéristique de la structure.

Conditions	Stabilité
$\frac{1}{2} \leq \gamma \leq 2\beta$	Inconditionnellement stable
$\frac{1}{2} \leq \gamma$ et $2\beta \leq \gamma$	Si $\Delta t \leq \Delta t_c = \frac{1}{w\sqrt{\gamma/2 - \beta}}$

où  $w$  est la plus grande fréquence propre de la structure

Tableau 2.4.a : Stabilité du schéma de Newmark [296]

Les résultats présentés dans ce mémoire utilisent toujours le schéma implicite de l'accélération moyenne, qui est également inconditionnellement stable dans le cadre de la méthode des éléments finis étendus [297].

### 2.5. Identification du critère local en contrainte critique

Comme vu au chapitre I, les modèles d'amorçage fondés sur une approche locale utilisent la contrainte principale maximale pour évaluer la possibilité de rupture par clivage. A l'origine, le critère de Ritchie, Knott et Rice [1] considère qu'il y a rupture fragile lorsque la contrainte principale maximale (qui est également la contrainte d'ouverture) atteint une valeur critique à une distance donnée de la pointe de fissure. Les auteurs relient cette distance à une grandeur microstructurale caractéristique du matériau, à savoir deux fois la taille du grain. Au chapitre 2, les mécanismes de rupture mis en jeu pendant la propagation en clivage mettent en évidence du clivage associé à la présence de marches de cisaillement. Le clivage est conditionné par les sollicitations en avant du front de fissure, ce qui justifie l'utilisation du modèle RKR. L'application d'un modèle de rupture local nécessite une connaissance précise du comportement du matériau. Dans le cas de la propagation dynamique de fissure de clivage où les vitesses de déformation sont très grandes, la prise en compte de la viscosité du matériau est nécessaire. Hajjaj [4] et Dahl [6] modélisent la propagation et l'arrêt de fissure en considérant un comportement élasto-viscoplastique de l'acier de cuve 18MND5 étudié. Leur analyse s'appuie sur une contrainte critique de clivage dépendant uniquement de la température, à partir d'une relation découlant de celle entre la ténacité à l'amorçage et la température. Prabel [7] propose un critère en contrainte critique fonction de la vitesse de déformation plastique équivalente permettant de prédire avec succès des essais isothermes à -125°C de propagation et d'arrêt sur CT et anneau en modes I et

mixte. La contrainte principale maximale est choisie comme grandeur pertinente pour établir un critère de propagation et d'arrêt de fissure. Le critère identifié dans le cadre de cette thèse correspond à la contrainte principale maximale en pointe de fissure en fonction de la vitesse de déformation plastique équivalente à des températures comprises entre -150°C et -50°C.

2.5.1. Simulations à vitesse de propagation imposée

A l'issue de la mise en charge statique, un calcul dynamique est effectué en 2D en condition de déformation plane et en 3D pour certaines éprouvettes afin de confirmer les résultats obtenus. Le chargement correspond au dernier déplacement imposé du calcul statique permettant d'obtenir numériquement l'ouverture expérimentale à l'amorçage de la fissure. La vitesse de propagation de la fissure est imposée via l'avancée expérimentale de la fissure en fonction du temps.

L'application directe du modèle RKR consiste à calculer ponctuellement la contrainte principale dans une direction jugée comme critique à une distance fixe de la pointe de fissure (III.4).

$$\sigma_1(r = r_c, \theta = 0) = \sigma_c \quad (III.4)$$

L'extrapolation des contraintes connues aux points de Gauss en un point quelconque de l'espace introduit une erreur d'autant plus grande que les contraintes présentent de fortes variations spatiales et temporelles dans cette zone. C'est pourquoi nous avons travaillé dans une zone en pointe de fissure à une distance critique choisie de 100 µm. Cette longueur correspond à 2 à 3 anciens grains  $\gamma$  du matériau et à la distance identifiée entre les sites de clivage et la pré-fissure de fatigue (chapitre 2). Le critère en contrainte critique est obtenu en moyennant la contrainte principale maximale (III.5) dans un petit domaine  $\Omega$  situé à la distance critique (100 µm) de la pointe de la fissure (figure 2.5.1.a). En 3D, la moyenne est faite dans le plan moyen au milieu de l'épaisseur de l'éprouvette CT.

$$\bar{\sigma}_1 = \frac{\int \sigma_1 d\Omega}{\int d\Omega} \quad (III.5)$$

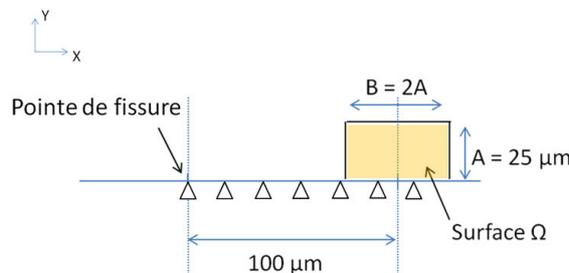


Figure 2.5.1.a : Détermination de la contrainte critique

2.5.2. Influence de la vitesse de déformation plastique équivalente

L'évolution de la contrainte calculée en 2D selon la méthode décrite précédemment avec la vitesse de déformation plastique équivalente pour des essais à -125°C est présentée sur la figure 2.5.2.a. Cette dépendance confirme les résultats de Prabel [7] à cette même température (figure 2.5.2.b). Le sens d'évolution de la contrainte principale maximale en fonction de la vitesse de déformation plastique est indiqué par des flèches sur la figure 2.5.2.a. Dès l'amorçage jusque dans le régime permanent de propagation, la contrainte augmente avec la vitesse de déformation plastique dans le sens de la flèche bleue. Puis en fin de propagation, lorsque la vitesse de la fissure diminue, la contrainte diminue avec la vitesse de déformation plastique selon la flèche orange.

Une dépendance de la contrainte critique à la vitesse de déformation n'est généralement pas utilisée dans la littérature : une contrainte critique constante est très souvent supposée. Hajjaj [4] et Dahl [6] considèrent uniquement une dépendance de la contrainte critique à la température.

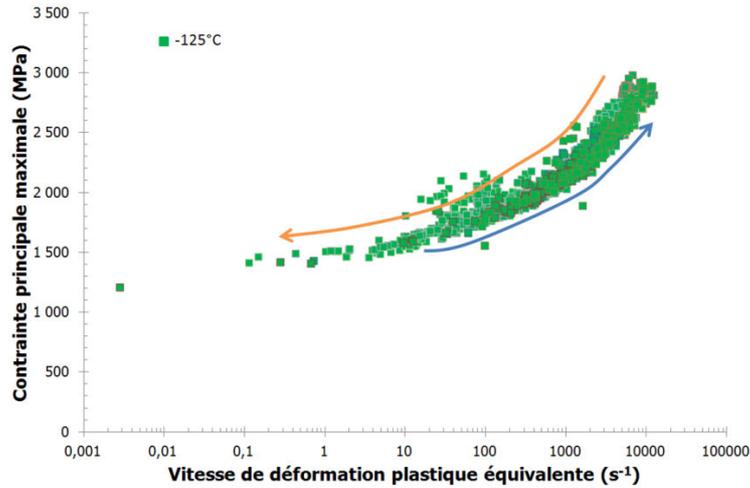


Figure 2.5.2.a : Identification du critère de propagation à -125°C

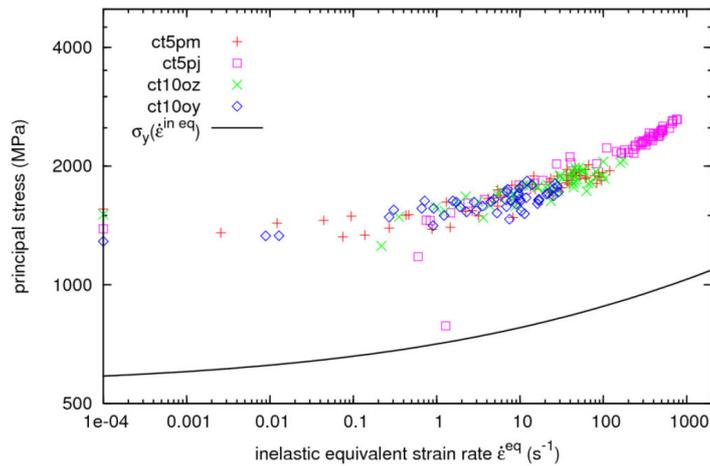


Figure 2.5.2.b : Identification du critère de propagation à -125°C établi par Prabel [7]

### 2.5.3. Influence de la température

Des modélisations à vitesse de propagation imposée en 2D en condition de déformation plane ont été réalisées pour les différentes éprouvettes présentant un trajet de fissure rectiligne à différentes températures. La figure 2.5.3.a montre l'évolution de la contrainte principale maximale en fonction de la vitesse de déformation plastique équivalente. Il semble y avoir globalement pas ou peu d'effet de la température sur le critère. La courbe identifiée à basse vitesse de déformation plastique équivalente correspond principalement à des températures très basses et à une phase d'arrêt plus progressive. A plus haute température, les sollicitations à l'amorçage  $K_{Ic}$  sont plus élevées. Il y a donc plus d'énergie stockée dans l'éprouvette, ce qui est à l'origine de vitesse plus grande. C'est pourquoi les essais à hautes températures donnent les points les plus élevés. Par ailleurs aux plus hautes températures, la fissure se propage et s'arrête brutalement, ce qui explique une diminution du nombre de points pour -75°C et -50°C à des faibles vitesses de déformation. Par ailleurs, la dispersion des résultats est plus importante à haute température du fait des variations de vitesse plus brutales notamment à la fin de la phase de propagation et à la phase d'arrêt. Aux faibles vitesses de déformation, la contrainte obtenue ( $\approx 1450 \text{ MPa}$ ) est proche de la contrainte critique de clivage de l'acier 16MND5 identifiée pour l'amorçage [172].

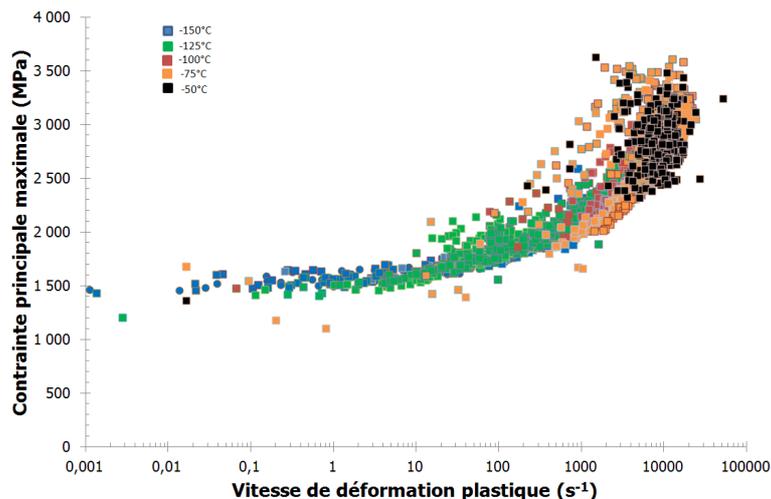


Figure 2.5.3.a : Identification du critère de propagation à différentes températures

#### 2.5.4. Modélisations 2D et 3D

Les simulations 3D ont été réalisées à partir de quelques essais sur CT de  $-150^{\circ}\text{C}$  à  $-75^{\circ}\text{C}$  afin de valider ou non la qualité des résultats obtenus en 2D. L'hypothèse de déformation plane, adoptée pour les modélisations numériques en 2D, semble justifier pour les éprouvettes d'épaisseur 25 mm, mais elle semble plus controversée pour les éprouvettes CT de faible épaisseur. En effet, l'hypothèse de déformation plane réduit l'état de plasticité en pointe de fissure et affecte ainsi l'état de contrainte. La figure 2.5.4.a présente l'impact du passage d'une modélisation 2D à 3D pour quelques éprouvettes CT. Plus d'essais à  $-150^{\circ}\text{C}$  qu'aux autres températures ont été modélisés en 3D. Ce choix nous permet de valider l'évolution de la contrainte principale maximale sur l'ensemble de la gamme des vitesses de déformation plastique. Les contraintes critiques identifiées en 3D au cœur de l'éprouvette sont cohérentes avec celles identifiées en 2D (figure 2.5.4.b). L'hypothèse de déformation plane n'introduit pas de biais numérique. Comme les analyses 2D et 3D donnent des résultats en accord, cela autorise l'emploi d'une analyse en 2D (déformation plane) pour effectuer des modélisations prédictives.

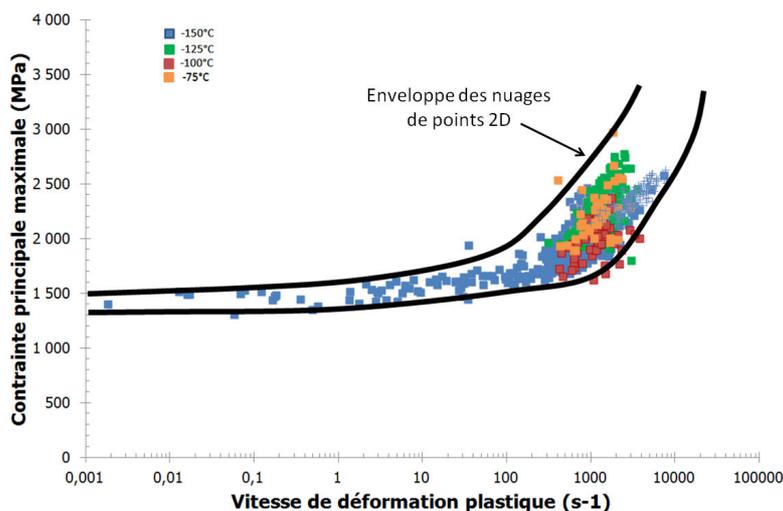


Figure 2.5.4.a : Comparaison des nuages de points identifiés en 2D (déformation plane) et 3D

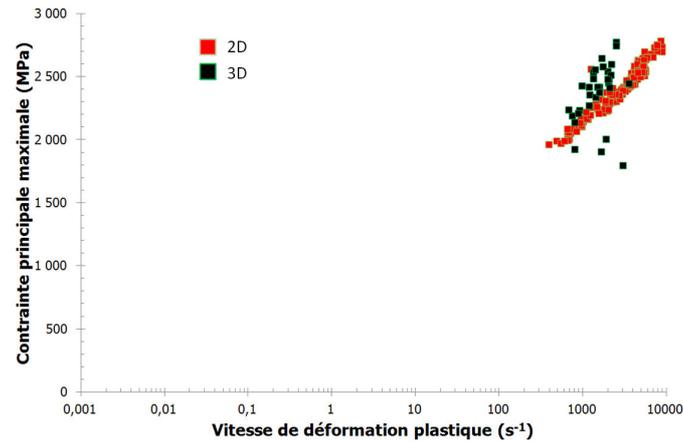


Figure 2.5.4.b : Comparaison des résultats suite à des analyses 2D (déformation plane) et 3D pour l'essai 520RX-K à -125°C

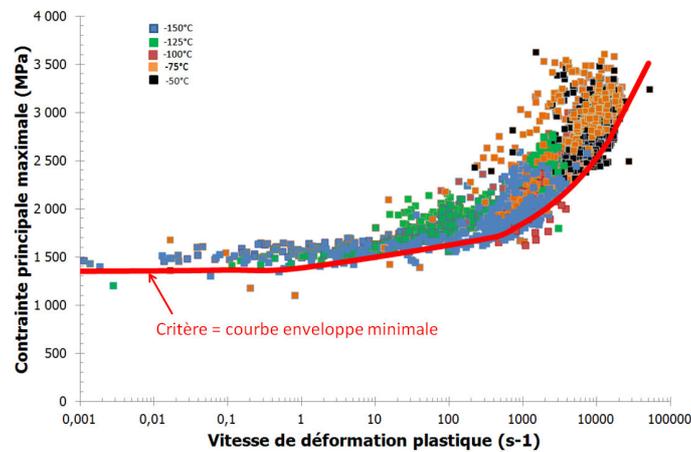


Figure 2.5.4.c : Identification d'une courbe enveloppe minimale à partir des modélisations 2D et 3D

Le critère de propagation et d'arrêt multi-température retenu est la courbe enveloppe minimale (courbe rouge, figure 2.5.4.c) des modélisations 2D et 3D. Le critère s'exprime sous la forme (III.6).

$$\sigma_{Ic}(\dot{\epsilon}) = \sigma_{Ic0} [1 + A(\dot{\epsilon})^B] \quad (III.6)$$

avec  $\sigma_{Ic0} = 1350 \text{ MPa}$ ,  $A = 0,028$  and  $B = 0,374$ .

La pertinence du critère établi est caractérisée par des analyses prédictives réalisées sur des éprouvettes CT ayant servi à identifier le critère et sur des éprouvettes annulaires en mode I. La réalisation de simulations prédictives sur les même éprouvettes CT a pour but de permettre de mieux qualifier l'efficacité de l'algorithme de calcul et du critère de propagation sur des grandeurs caractéristiques (cinétique de fissuration et longueur à l'arrêt de fissure) pour les différentes phases du clivage (amorçage, propagation et arrêt). Ensuite, il est nécessaire d'utiliser une géométrie d'éprouvette différente de celle qui a servi à l'identification du critère de propagation afin de valider la transférabilité de l'algorithme de calcul et du critère établi.

## 2.6. Analyses prédictives

La pertinence du modèle de propagation utilisé est évaluée à partir d'analyses 2D, en comparant les cinétiques de fissuration et la longueur de fissure à l'arrêt prédites aux résultats expérimentaux. Lors de la phase d'application du critère, il est préférable d'utiliser une géométrie différente de celle qui a servi à l'identification du critère. Il est nécessaire de vérifier que le critère ne dépende pas de la

géométrie étudiée ainsi que d'une variable de configuration (longueur de pré-fissure, type de chargement).

### 2.6.1. Principe

Dans les calculs dynamiques prédictifs de propagation de fissure, le pas de temps  $dt$  est fixé ( $dt = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$ ) et l'avancée de fissure  $da$  permettant de satisfaire le critère de propagation (III.7) est recherchée. Ce pas de temps  $dt$  a été choisi en adéquation avec les vitesses de propagation « courantes » des fissures de clivage afin d'avoir suffisamment d'avancée de fissure intermédiaire et de garantir une avancée minimale de fissure d'au moins une taille de maille, à savoir  $100 \mu\text{m}$ .

$$\left| \frac{(\sigma_I - \sigma_c(\dot{\epsilon}_{plias}))}{\sigma_0} \right| < X \quad (III.7)$$

où  $\sigma_I$  est la moyenne de la contrainte principale maximale déterminée dans la zone Z (figure 2.6.1.a) à l'instant  $t_{n+1}$ ,  $\sigma_c$  est la contrainte critique calculée avec la vitesse de déformation plastique équivalente déterminée dans la zone Z à l'instant  $t_{n+1}$ ,  $\sigma_0$  est une constante ( $= \frac{\sigma_{IC0}}{2} = 675 \text{ MPa}$ ) et  $X$  est la précision sur le critère ( $X = 2 \times 10^{-2}$ ) qui a été fixée à partir d'un retour sur expérience sur ce type de modélisations [298].

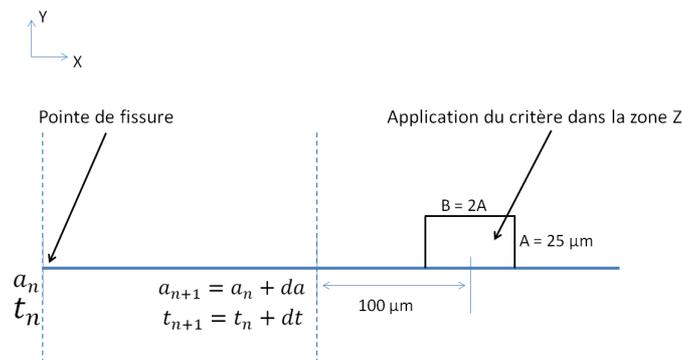


Figure 2.6.1.a : Principe du calcul prédictif

### 2.6.2. Analyses prédictives sur éprouvettes CT en mode I

Les évolutions de la longueur de fissure en fonction du temps de différentes simulations prédictives sont présentées sur les figures 2.6.2.a à 2.6.2.d.

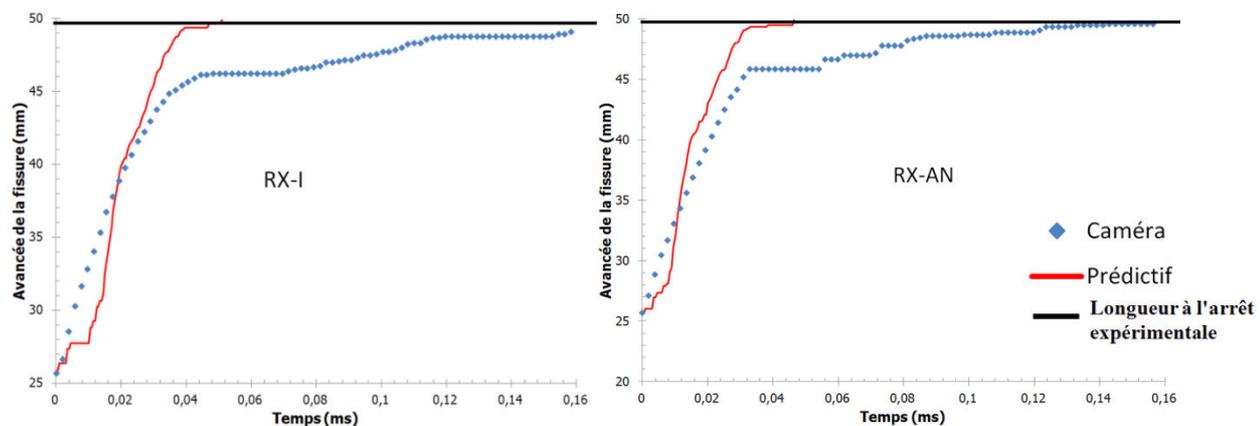


Figure 2.6.2.a : Comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de fissure en fonction du temps à  $-150^\circ\text{C}$

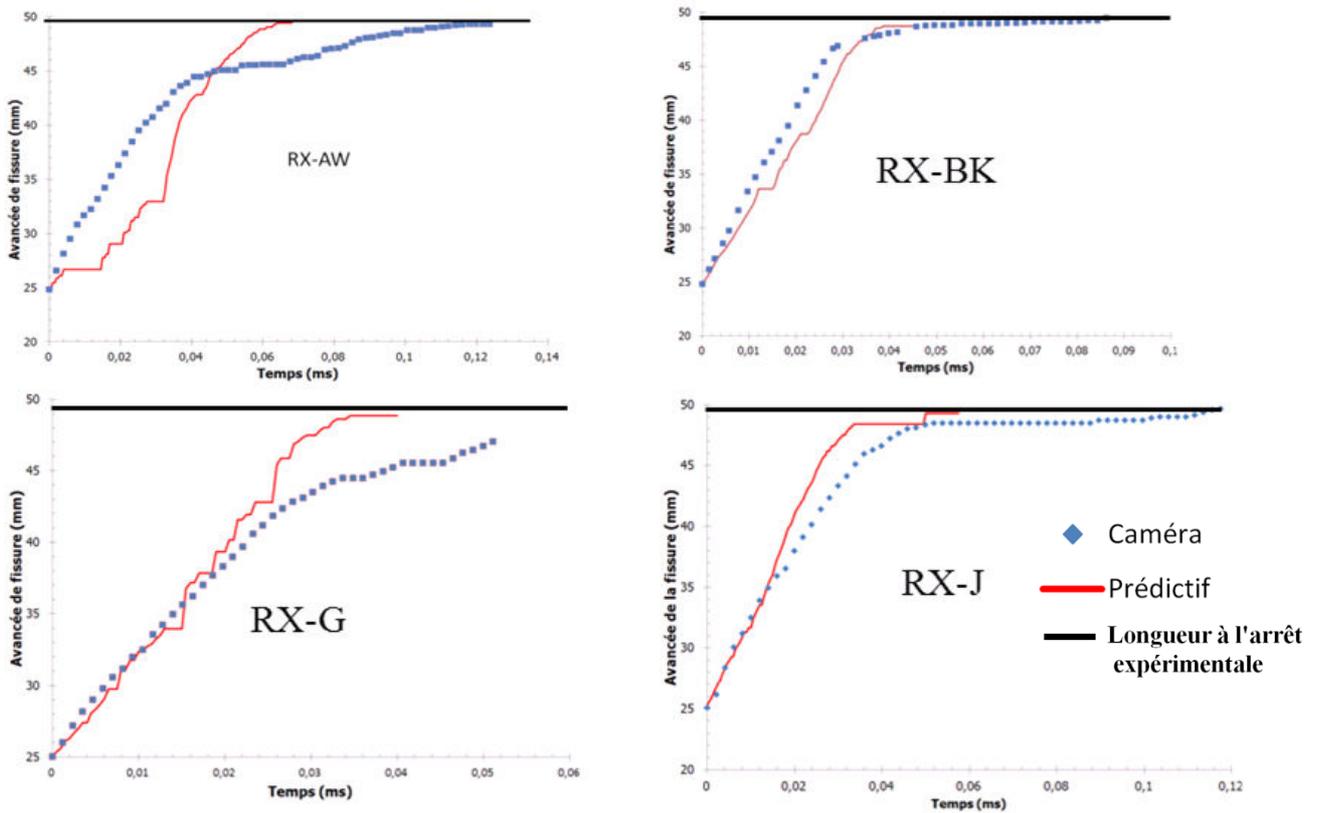


Figure 2.6.2.b : Comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de fissure en fonction du temps à  $-125^{\circ}\text{C}$

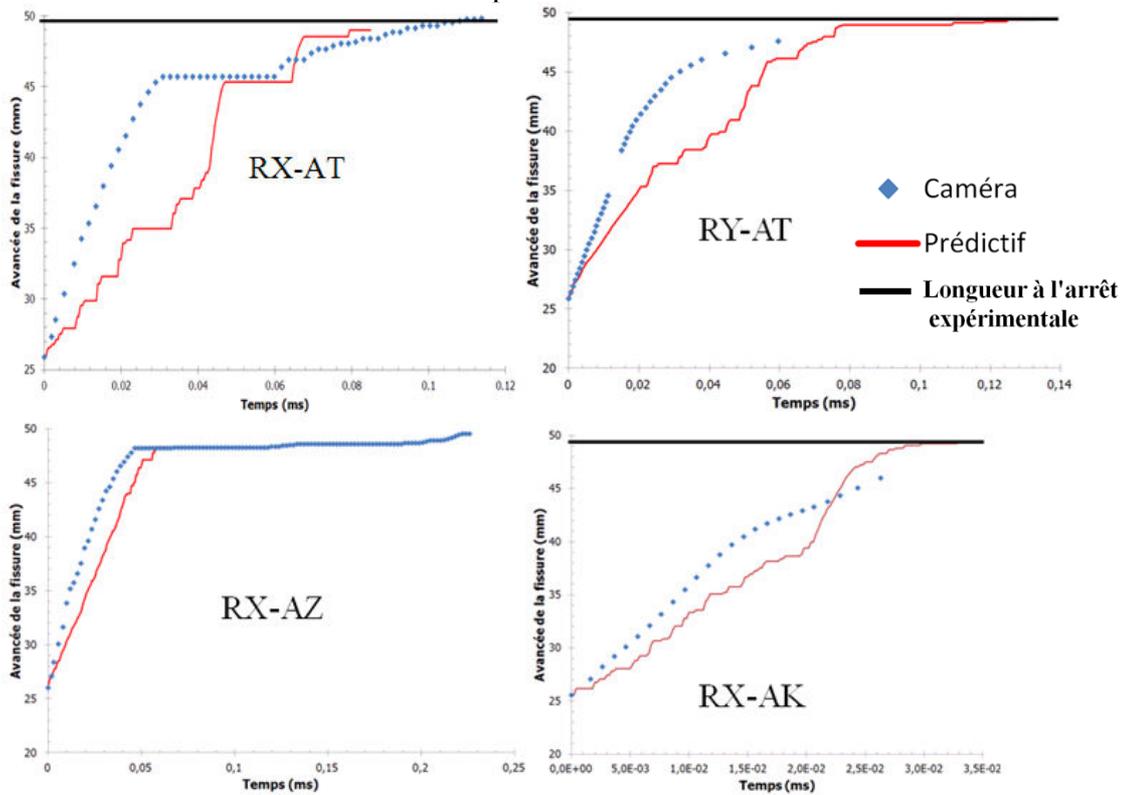


Figure 2.6.2.c : Comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de fissure en fonction du temps à  $-100^{\circ}\text{C}$

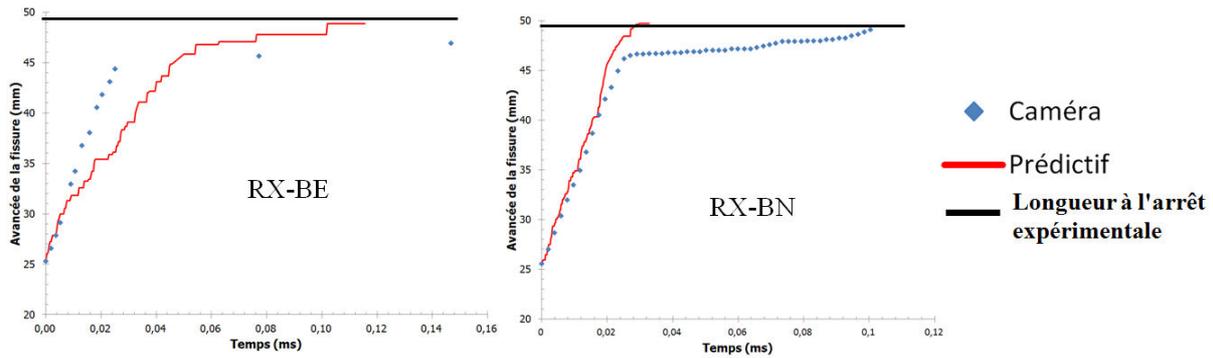


Figure 2.6.2.d : Comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de fissure en fonction du temps à  $-75^{\circ}\text{C}$

D'une manière générale, l'application du critère de propagation précédemment identifié permet d'obtenir des résultats proches de l'expérience en termes de cinétiques de fissuration et de longueur à l'arrêt de fissure. Les courbes des avancées de fissure en fonction du temps prédites présentent différents paliers indiquant différentes séquences d'amorçage-propagation-arrêt. Ces différents paliers s'expliquent par l'algorithme de calcul du fait de problèmes de convergence. En effet, pour un pas de temps  $dt$  fixé, si aucune avancée de fissure  $da$  permettant de satisfaire le critère de propagation n'est trouvée, la fissure s'arrête. Ces tendances se retrouvent dans d'autres études [6, 169, 298]. Ce phénomène explique aussi l'importance de ne pas prendre une tolérance  $X$  (III.7) trop sévère pour éviter des arrêts numériques trop fréquents. Aux différentes températures, les vitesses prédites dans la phase d'arrêt ont tendance à être surestimées du fait du choix d'une courbe enveloppe minimale pour le critère en contrainte critique car aux faibles vitesses de déformation plastique il y a une dispersion des valeurs de contrainte. Afin d'évaluer l'impact du choix de l'identification du critère, une alternative à ce problème consisterait en l'utilisation d'une courbe moyenne. Un autre point à valider concerne l'aptitude de l'algorithme de calcul à être proche des expériences dès l'amorçage de la fissure.

### 2.6.3. Validation du critère dans la phase transitoire de l'amorçage

Afin d'étudier la pertinence de l'algorithme de calcul et du critère, plusieurs simulations prédictives ont été réalisées sur les premiers millimètres de propagation à différentes températures. Le tableau 2.6.3.a et la figure 2.6.3.a montrent les résultats obtenus. Les vitesses initiales prédites sont calculées sur les deux premières avancées prédites de la fissure correspondant à un saut de fissure  $\Delta a$  indiqué dans le tableau 2.6.3.a. Elles sont comparées aux vitesses expérimentales lissées sur  $\Delta a$  indiqué dans le tableau 2.6.3.a. La figure 2.6.3.a montre globalement un bon accord entre les prédictions et les résultats expérimentaux à l'amorçage avec un écart de l'ordre de 20% pour des simulations isothermes effectuées à des températures comprises entre  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-75^{\circ}\text{C}$ . Il faut remarquer que les vitesses à l'amorçage expérimentales et numériques sont en bon accord sur les deux premières avancées de fissure  $\Delta a$ . Les figures 2.6.2.a à 2.6.2.d montrent que sur certains essais l'algorithme de calcul donne des séquences d'arrêt-redémarrage significatives qui ne sont pas observés expérimentalement. Il s'agit de problématiques numériques sur la précision  $X$  relative à l'atteinte du critère qui jouent sur la convergence de l'algorithme. Les données du tableau 2.6.3.a et de la figure 2.6.3.a ne sont pas relatives à une vitesse moyenne sur plusieurs millimètres en début de propagation mais sur les deux premières avancées de fissure du calcul.

T(°C)	Eprouvette	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	V <sub>initiale</sub> prédite (m.s <sup>-1</sup> )	V <sub>initiale</sub> expérimentale lissée (m.s <sup>-1</sup> )	Δa (mm)
<b>-150</b>	RX-I	58	<b>520</b>	<b>510</b>	1,5
	RX-AJ	51	<b>567</b>	<b>588</b>	0,8
	RX-AX	72	<b>888</b>	<b>875</b>	1,3
	RX-F	54	<b>385</b>	<b>624</b>	0,3
	RX-H	67	<b>520</b>	<b>745</b>	0,5
	RX-M	67	<b>972</b>	<b>817</b>	1
	RX-AN	70	<b>397</b>	<b>730</b>	1,1
	RY-AQ	59	<b>520</b>	<b>840</b>	1,5
	520ZR	54	<b>579</b>	<b>699</b>	1,1
	520ZS	62	<b>514</b>	<b>667</b>	0,8
	520ZT	61	<b>574</b>	<b>528</b>	0,3
520ZW	38	<b>642</b>	<b>517</b>	1,3	
<b>-125</b>	RX-BK	83	<b>675</b>	<b>872</b>	0,6
	RX-K	87	<b>875</b>	<b>807</b>	0,9
	RY-AU	104	<b>769</b>	<b>789</b>	1,1
	520OY	40	<b>625</b>	<b>616</b>	0,5
	520OZ	51	<b>417</b>	<b>507</b>	0,4
	520PJ	76	<b>491</b>	<b>440</b>	0,5
	RX-AW	57	<b>669</b>	<b>858</b>	1
	RX-G	92	<b>681</b>	<b>830</b>	1
RX-J	73	<b>663</b>	<b>533</b>	0,7	
<b>-100</b>	RX-AZ	87	<b>949</b>	<b>780</b>	1,1
	RY-AT	121	<b>768</b>	<b>827</b>	0,9
	RX-AT	80	<b>570</b>	<b>725</b>	0,6
	RX-AK	311	<b>680</b>	<b>950</b>	1,1
	RY-BK	123	<b>437</b>	<b>705</b>	0,4
<b>-75</b>	RX-BE	241	<b>1090</b>	<b>884</b>	1
	RXBN	159	<b>794</b>	<b>760</b>	0,9

Tableau 2.6.3.a : Bilan des simulations prédictives pour caractériser les vitesses initiales

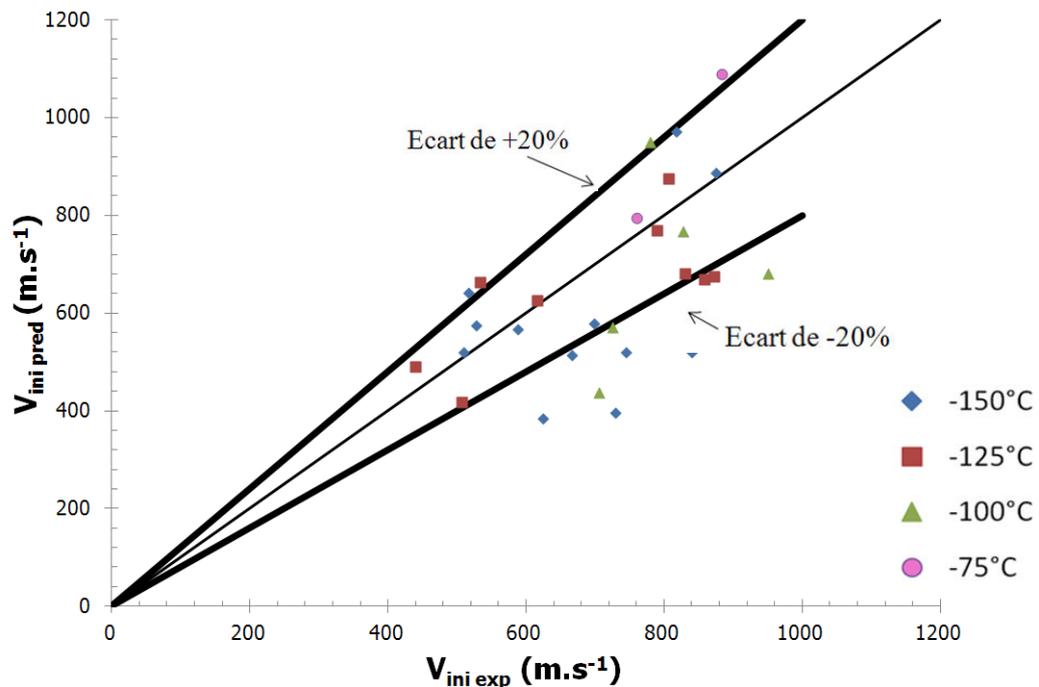


Figure 2.6.3.a : Comparaison des vitesses initiales prédites et expérimentales

2.6.4. Analyses prédictives sur éprouvettes annulaires en mode I (compression)

Des simulations prédictives en 2D (déformation plane), concernant des essais en compression sur anneau en mode I pur effectués dans les travaux de Prabel à  $-125^{\circ}\text{C}$  [7], sont réalisées avec le même schéma numérique et le même critère que ceux utilisés pour les éprouvettes CT. La géométrie de l'éprouvette annulaire est donnée sur la figure 2.6.4.a. Les données concernant la longueur initiale de la pré-fissure et le facteur d'intensité des contraintes à l'amorçage des anneaux simulés sont indiquées dans le tableau 2.6.4.a. Les éprouvettes ont rompus pour des sollicitations  $K_I$  comprises entre  $50 \text{ MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$  et  $80 \text{ MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$ .

La figure 2.6.4.b présente le maillage d'un demi-anneau. Il est constitué d'éléments finis standards QUA4 et d'éléments X-FEM XQ4R (rose, figure 2.6.4.b). Les éléments X-FEM sont des carrés de  $100 \mu\text{m}$  de côté. Le maillage comporte 4958 éléments (soit 5181 nœuds). Les conditions de symétrie concernent la ligne de nœuds située sur l'axe de symétrie de l'anneau. A l'issue de la mise en charge statique en déplacement imposé jusqu'à atteindre l'ouverture expérimentale, la prédiction de la propagation de la fissure s'effectue en dynamique avec la loi de comportement élasto-viscoplastique de Cowper-Symonds identifiée. Dans les calculs dynamiques prédictifs de propagation de fissure, le pas de temps  $dt$  est fixé ( $dt = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$ ) et l'avancée de fissure  $da$  permettant de satisfaire le critère de propagation (III.7) est recherchée. Les courbes force-ouverture et les résultats des simulations sont présentés sur les figures 2.6.4.c à 2.6.4.f.

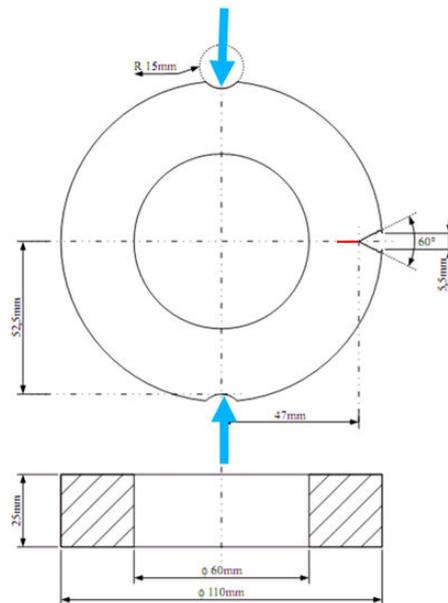


Figure 2.6.4.a : Essai de compression sur anneau en mode I

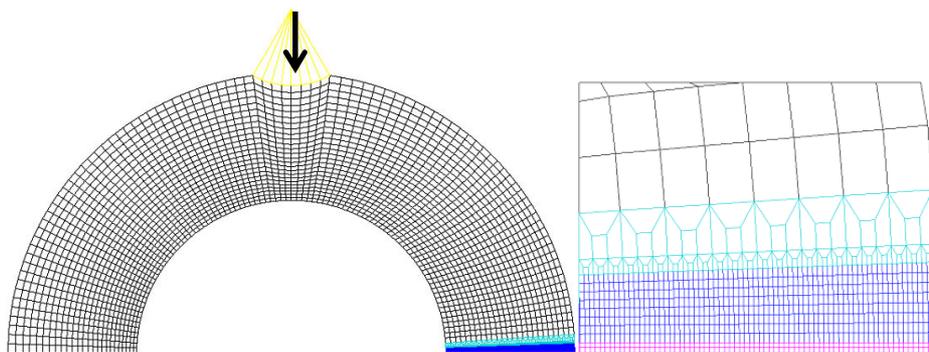


Figure 2.6.4.b : Maillage d'un demi-anneau en 2D

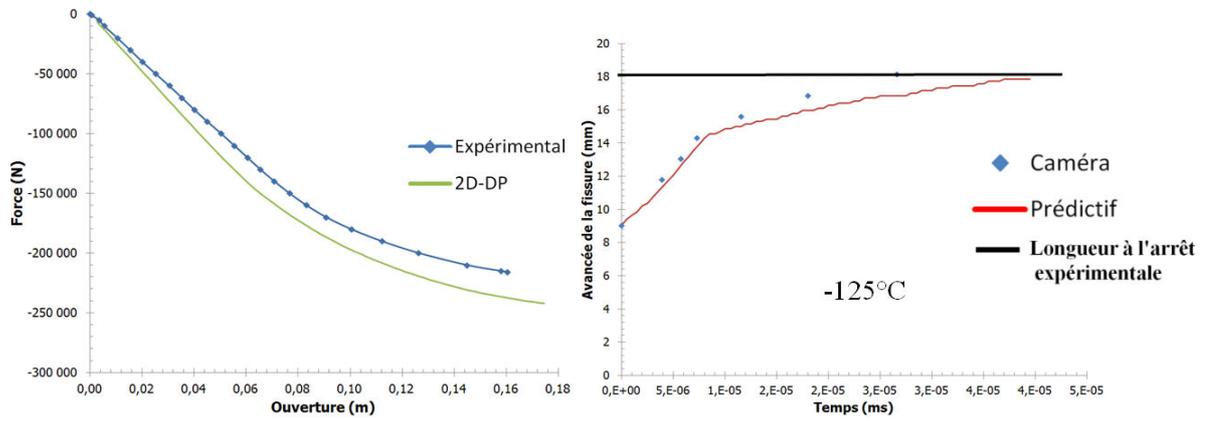


Figure 2.6.4.c : Courbe force-ouverture et comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de la fissure en fonction du temps pour l'anneau 520UO à -125°C

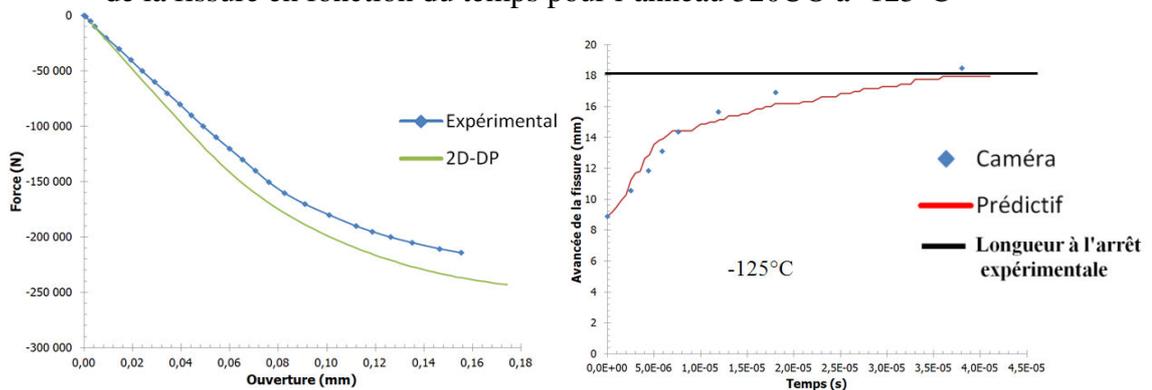


Figure 2.6.4.d : Courbe force-ouverture et comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de la fissure en fonction du temps de l'anneau 520UN à -125°C

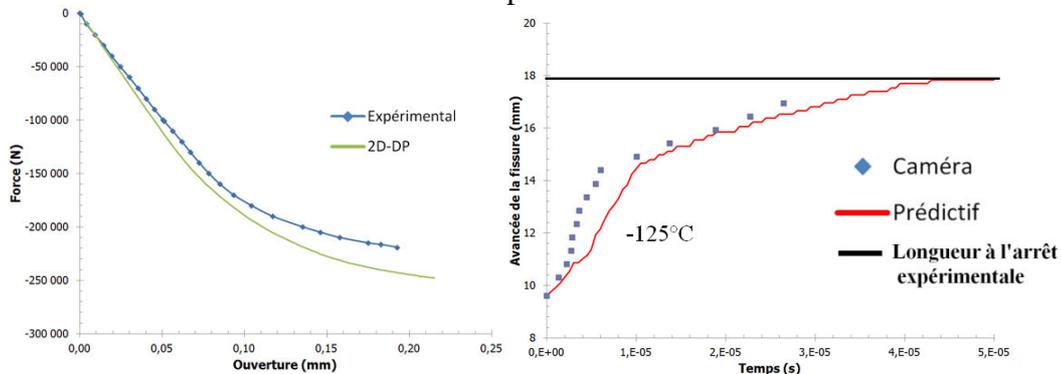


Figure 2.6.4.e : Courbe force-ouverture et comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de la fissure en fonction du temps de l'anneau 520UQ à -125°C

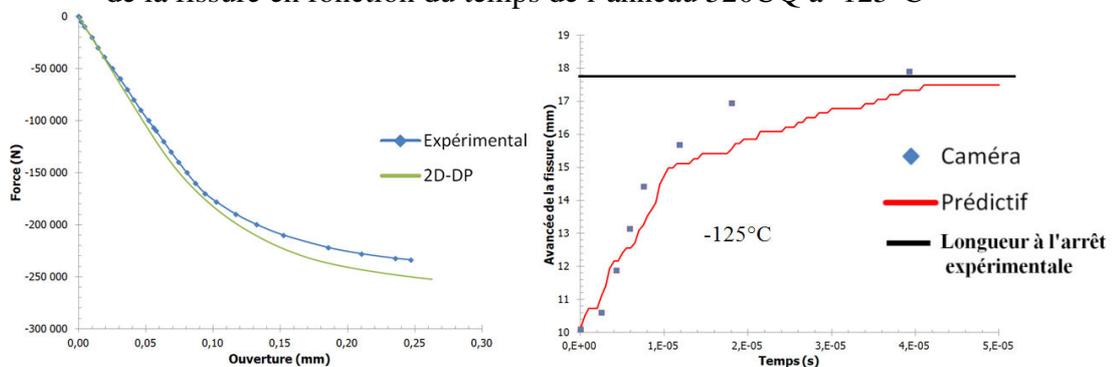


Figure 2.6.4.f : Courbe force-ouverture et comparaison expérience-simulation prédictive de l'avancée de la fissure en fonction du temps de l'anneau 520UM à -125°C

Le transfert du critère au cas des anneaux en mode I pur est satisfaisant car les prédictions de la vitesse de propagation et de la longueur de fissure à l'arrêt sont précises. Les vitesses initiales prédites et indiquées dans le tableau 2.6.4.a sont calculées sur les deux premières avancées prédites de la fissure correspondant à un saut de fissure  $\Delta a$ . Elles sont comparées aux vitesses expérimentales lissées sur  $\Delta a$  indiqué dans le tableau 2.6.4.a. Le tableau 2.6.4.a et la figure 2.6.4.g confirment la validité du schéma numérique dès l'amorçage de la fissure.

T(°C)	Eprouvette	$a_0$ (mm)	$K_I$ (MPa.m <sup>0.5</sup> )	$V_{\text{initiale}} \text{ prédite (m.s}^{-1}\text{)}$	$V_{\text{initiale}} \text{ expérimentale lissée (m.s}^{-1}\text{)}$	$\Delta a$ (mm)
-125	520UN	8.91	62	611	668	0.6
	520UO	9.05	59	605	705	0.6
	520UQ	9.60	66	327	546	0.3
	520UM	10.10	73	410	413	0.6

Tableau 2.6.4.a : Comparaison des vitesses initiales expérimentales et prédites pour les anneaux soumis à un chargement mécanique en mode I

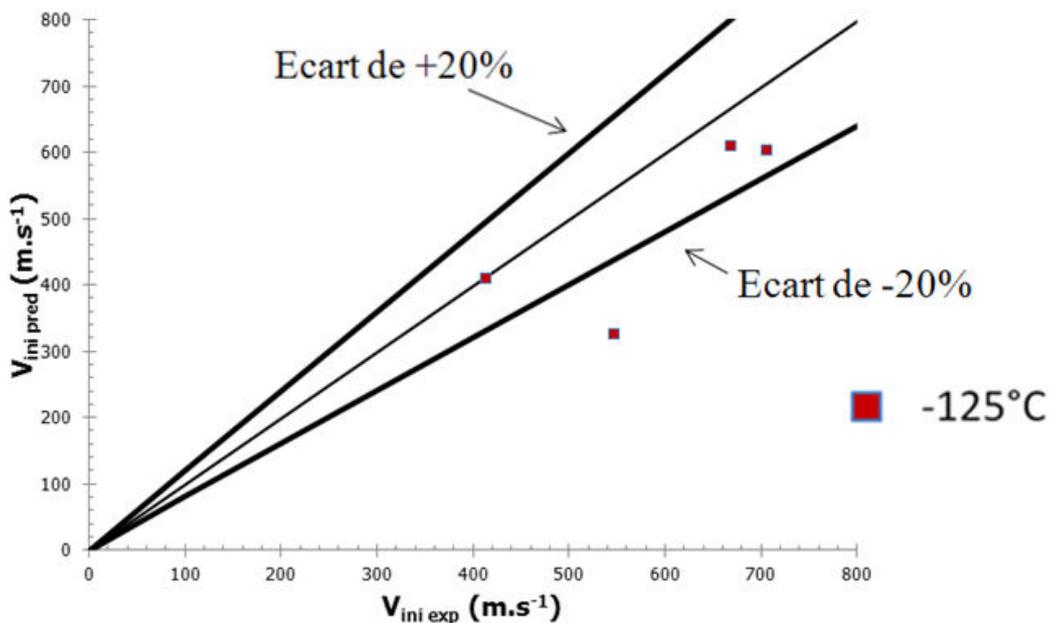


Figure 2.6.4.g : Comparaison des vitesses initiales expérimentales et prédites pour les anneaux soumis à un chargement mécanique en mode I

### 3. Conclusion

Au cours de la thèse de Prabel [7], un critère de propagation dépendant de la vitesse de déformation a été identifié à partir d'une campagne expérimentale menée à -125°C. Ce critère lui a permis d'obtenir de très bons résultats prédictifs pour des essais sur CT et anneaux soumis à un chargement mécanique isotherme (-125°C) en modes I et mixte. Cette étude a pour objectifs de confirmer la forme du critère et d'identifier l'effet de la température sur le critère de rupture pour une gamme de température s'étalant de -150°C à -50°C. Après la réalisation d'une large campagne expérimentale sur éprouvettes CT, des modélisations ont été réalisées pour confirmer la dépendance du critère en contrainte critique à la vitesse de déformation obtenue par Prabel [7] et pour identifier un paramètre de propagation de type RKR multi-température. La mise en place d'un critère de propagation et d'arrêt de fissure nécessite l'exploitation de données expérimentales précises. Les enregistrements de l'avancée de fissure en fonction du temps réalisés à l'aide de la caméra d'acquisition rapide ont permis d'identifier un critère et de le valider.

Dans un premier temps, ce chapitre a présenté les différentes étapes ayant permis l'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure. L'avancée expérimentale de la fissure en fonction du temps a été imposée aux éprouvettes CT présentant un trajet de fissure rectiligne. Les simulations ont été effectuées en 2D (déformation plane) et en 3D avec la méthode X-FEM afin d'étudier l'impact des hypothèses de calcul (en conservant un front droit pour les calculs 3D). Avec cette méthode, la fissure est indépendante des nœuds du maillage. Une méthode de détermination d'un critère de propagation reposant sur une approche locale de type RKR [1] a été mise en œuvre pour obtenir la contrainte principale et la vitesse de déformation plastique équivalente en pointe de fissure à partir de simulations dynamiques des essais sur éprouvettes CT. L'ensemble des nuages de points constitués de ces contraintes et vitesses de déformation plastique équivalente montre une dépendance de la contrainte critique de clivage à la vitesse de déformation et un faible effet de la température sur cette dépendance. La comparaison 2D-3D montre des résultats en bon accord. Le critère identifié est la courbe enveloppe minimale de l'ensemble des essais modélisés. La contrainte critique est une fonction puissance de la vitesse de déformation plastique équivalente et est considérée comme indépendante de la température. L'usage d'une courbe enveloppe moyenne pour le critère serait à investiguer.

Le critère ainsi identifié a ensuite été éprouvé en réalisant des simulations prédictives sur éprouvettes CT et sur anneau en mode I. Pour se faire, une procédure d'analyse prédictive a été mise en œuvre. Les simulations prédictives sur éprouvette CT donnent globalement de bons résultats sur les trois phases du clivage, à savoir la phase transitoire de l'amorçage, le régime établi de propagation et la phase d'arrêt. Contrairement à d'autres études sur le sujet [4, 6], il n'est pas nécessaire d'initialiser la vitesse à l'amorçage de la fissure sur quelques millimètres avant d'utiliser le critère de propagation et d'arrêt car l'algorithme de calcul couplé au critère permet de prédire des cinétiques de fissuration correctes dès l'amorçage. Par contre, les courbes des avancées de fissure en fonction du temps prédites présentent différents paliers marquant des phases d'arrêt-re-démarrage au cours de la propagation de fissure. Ces différents paliers s'expliquent par l'algorithme de calcul du fait de problèmes de convergence. En effet, pour un pas de temps  $dt$  fixé, si aucune avancée de fissure  $da$ , permettant de satisfaire le critère de propagation, n'est trouvée, la fissure s'arrête [6, 169, 298]. Ce phénomène explique aussi l'importance de ne pas prendre une tolérance trop sévère sur l'atteinte du critère afin d'éviter des arrêts numériques trop fréquents. Afin de valider la transférabilité du critère, des simulations prédictives d'essais sur anneau en compression en mode I à  $-125^{\circ}\text{C}$  ont été menées. Les vitesses de propagation et les longueurs de fissure à l'arrêt prédites sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. De plus, les vitesses initiales prédites sont correctes par rapport aux expériences.

La dépendance du critère à la vitesse de déformation est ainsi confirmée et reste à être justifiée physiquement. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

## **Chapitre IV : Physique du critère de propagation et d'arrêt**



## Chapitre IV : Physique du critère de propagation et d'arrêt

1. Introduction .....	139
2. Mécanismes de rupture pendant la propagation .....	139
3. Mise en évidence de l'impact du comportement visqueux .....	145
4. Effet de la température .....	148
5. Justification du critère établi par une approche en contrainte.....	149
6. Conclusion .....	158



## 1. Introduction

Les critères généralement proposés dans la littérature pour modéliser la propagation de fissure par clivage et l'arrêt de fissure restent en général assez simples et peuvent être classés en deux catégories :

- approches fondées sur une quantification 'macroscopique' de la sollicitation de la fissure, en utilisant généralement un facteur d'intensité des contraintes, et intégrant différents aspects (vitesse de propagation, impact de ligament en arrière du front de fissure, ...) sur lesquels nous reviendrons dans ce chapitre.
- des approches de type RKR, où une contrainte critique de rupture est considérée à une distance donnée du front de fissure (ou toutes solutions similaires faisant intervenir un lissage des champs autour de la pointe de fissure).

Le critère proposé par Prabel [7] et repris dans ce travail se situe dans la seconde catégorie. L'une des spécificités de cette proposition est la dépendance de la contrainte critique à la vitesse de déformation plastique (la plasticité et la viscosité sont prises en compte dans les modélisations). Comme nous l'avons vu au chapitre 3, cette contrainte critique augmente avec la vitesse de déformation pour différentes températures comprises entre  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ . Pour les faibles vitesses de propagation, une valeur seuil est obtenue. Celle-ci est proche de la valeur généralement estimée pour l'amorçage de la fissuration par clivage [105]. Par une démarche semblable, Hajjaj [4] et Dahl [6] considèrent une contrainte critique indépendante de la vitesse qui est bien supérieure à la valeur généralement considérées pour l'amorçage ( $\approx 1400 - 1500 \text{ MPa}$ ) et qui correspond aux valeurs calculées par Hajjaj, Prabel et Dahl aux vitesses usuelles de  $600$  à  $900 \text{ m.s}^{-1}$  [4, 6, 7].

En d'autres termes, l'ensemble des travaux récents sur la modélisation de la propagation par clivage met en évidence une contrainte critique plus élevée que pour la situation statique de l'amorçage. L'objectif de ce chapitre est d'apporter les éléments permettant d'expliquer ce constat et de justifier la forme du critère proposé par Prabel [7] et repris dans cette thèse.

## 2. Mécanismes de rupture pendant la propagation

En général, trois phases se distinguent lors de la propagation (figure 2.a):

- une phase transitoire juste après l'amorçage, caractérisée essentiellement par une propagation 'multi-directionnelle' issue du site d'amorçage principal du clivage. Souvent, en surface des vitesses de propagation apparentes très élevées dans la direction du ligament sont mesurées. Celles-ci traduisent en fait l'apparition en surface d'un front se propageant de façon oblique à la surface observée (chapitre 2). Lors de cette phase, des sites d'amorçage secondaires peuvent également être observés.
- un régime établi, caractérisé par une vitesse de propagation pratiquement constante et assez élevée. Dans cette zone, la propagation se fait en moyenne dans une direction unique, avec des bandes de cisaillement parallèles à la direction macroscopique du clivage.
- une phase d'arrêt, où l'énergie disponible dans la structure n'est plus suffisante pour maintenir le régime établi, caractérisée par des marches de cisaillement de hauteur constante de l'ordre de 2 à 3 anciens grains  $\gamma$ .

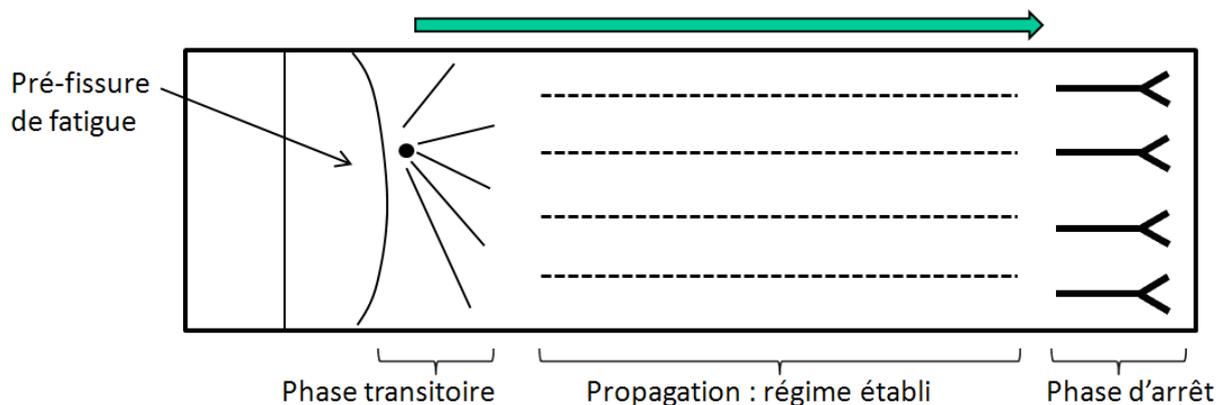


Figure 2.a : Trois phases de propagation du clivage

Il convient de noter que les faciès de rupture pendant les phases de propagation après un amorçage en clivage confirment que ce mode de ruine reste le mécanisme principal : c'est ce constat qui justifie (peut être à tort) la pertinence d'un critère de type RKR pour une modélisation fine de la propagation.

Il paraît ainsi légitime que les mécanismes de rupture avancés pour l'amorçage en clivage prévalent également pendant la propagation. De manière simple [88, 89, 94-99], il s'agit d'une phase de création de micro-défauts, pilotée par la plasticité, qui serviront de germes à la rupture. Puis il y a amorçage de ces micro-défauts selon un critère en contrainte. En général, un second critère en contrainte est avancée pour vaincre les barrières microstructurales comme les joints de grain [167, 46-48].

Si le critère en contrainte est justifié par la présence de la fissure principale en propagation qui génère une singularité des champs suffisante, le rôle potentiel de la première phase (création de germes du clivage) pendant la propagation reste à discuter. D'abord, la fissure principale en cours de propagation apparaît suffisamment aigüe pour agir comme concentrateur de contrainte unique. De plus, les faciès de rupture par clivage sur les aciers dans les zones de propagation ne permettent pas d'identifier distinctement des phases de ré-amorçage en amont du front principal. Cependant, sur d'autres matériaux présentant une rupture de type fragile pour les plexiglas ou les verres, des travaux récents mettent en évidence ce phénomène sur les faciès de rupture qui présentent des marques coniques [167-170] (figure 2.b). Ces dernières s'expliquent par l'intersection des microfissures en amont du front de fissure avec la fissure principale. Ce phénomène n'est pas systématique et apparaît pour les fortes vitesses de propagation. Guerra et al [171-173] considèrent que les marques coniques se justifient par la nucléation et l'activation de sites secondaires. Ces microfissures se développent radialement et leur intersection provoque la formation de marques coniques. Les auteurs montrent que toutes les microfissures se propagent à la même vitesse d'environ  $200 \text{ m.s}^{-1}$ , indépendamment du niveau de force appliquée pour ouvrir la fissure principale alors qu'à l'échelle macroscopique, la vitesse de propagation augmente avec la force, et peut atteindre  $450 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce n'est que par un effet géométrique de rencontre de ces multiples microfissures que la rupture globale est finalement si rapide. Un tel phénomène pour nos matériaux ne peut pas être exclu. Les observations MEB de certaines éprouvettes mettent en évidence plusieurs fissures de clivage (figure 2.c). La coupe transversale de l'éprouvette CT 520RX-N montre clairement plusieurs fissures (figure 2.d). Les observations des phases de propagation obtenues avec la caméra rapide vont également dans ce sens puisque sur une éprouvette CT 520RX-AT à  $-100^\circ\text{C}$ , les images de la caméra montrent un amorçage légèrement en amont du front de la fissure (figure 2.e). De plus, une étude dans l'épaisseur d'une éprouvette CT 520RX-K dont le trajet de fissure est rectiligne montre des discontinuités de la propagation clairement visibles (figure 2.f).

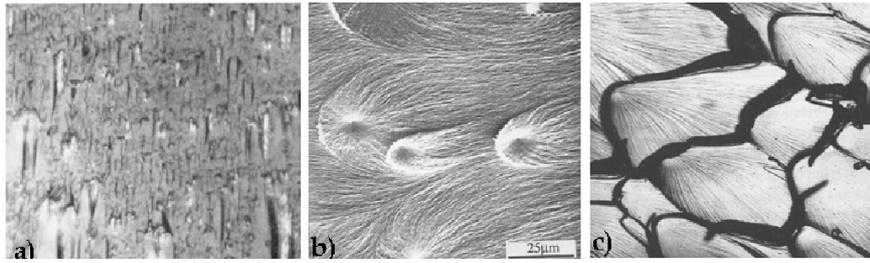


Figure 2.b : Marques coniques observées sur du verre (a), du polystyrène (b) et du polyuréthane (c) [137, 138]

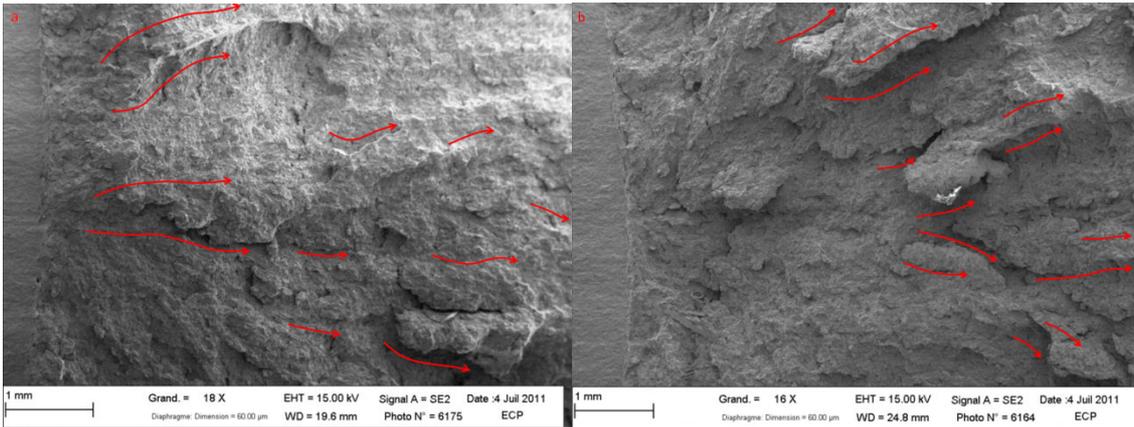


Figure 2.c : Observations fractographiques au MEB de 520RX-E (a) et 520RX-L (b)

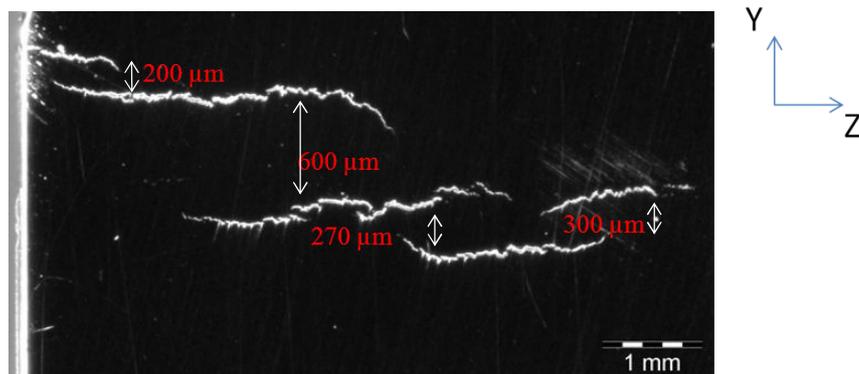


Figure 2.d : Vue en coupe de l'éprouvette CT 520RX-N (coupe YZ et propagation selon X)

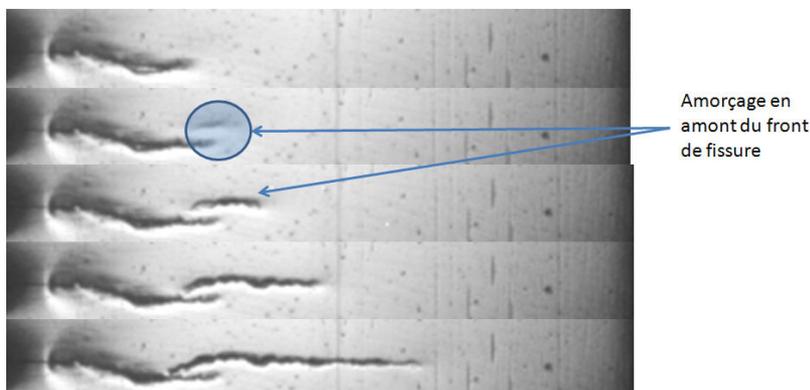


Figure 2.e : Amorçage en amont du front de fissure de l'éprouvette CT 520RX-AT observé à l'aide de la caméra rapide

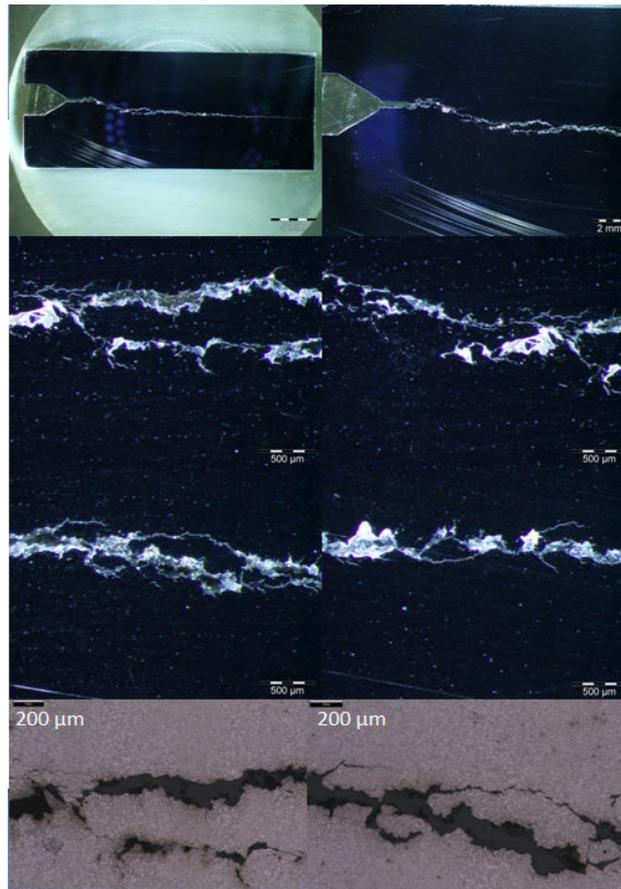


Figure 2.f : Discontinuités de la propagation du clivage observées après avoir enlevé 1 mm d'épaisseur de l'éprouvette CT 520RX-K testée à -125°C

Les observations des faciès indiquent la présence de bandes de cisaillement parallèles à la direction de propagation, présentant une rupture ductile, dans la phase de propagation. D'après la figure 2.g, plus la vitesse de propagation augmente, plus la densité et la hauteur des marches de cisaillement augmentent dans le régime établi de propagation. Les observations réalisées montrent que la densité et la hauteur des marches sont plus importantes en régime établi qu'à l'approche de la phase d'arrêt lorsque la vitesse de propagation diminue (figure 2.h). A l'arrêt, le pourcentage de marche augmente avec une température croissante et leur hauteur est constante autour d'une valeur égale à environ deux fois la taille d'un ancien grain  $\gamma$  ( $\approx 120 \mu\text{m}$ ). En général, pour décrire la propagation de fissure par clivage, on parle d'un effet de front moyen : il n'y pas de propagation locale plus rapide, l'ensemble du front apparaît avancer de manière uniforme et l'introduction de distributions aléatoires dans la contrainte critique ne change finalement rien au résultat par rapport aux analyses conduites avec un critère déterministe [299]. Berdin [299] choisit une distribution aléatoire de la contrainte critique  $\sigma_c$  fondée sur la distribution de Weibull (IV.1). La figure 2.i montre le front de fissure prédit dans la phase de propagation pour des essais de choc thermique sur disque [4]. La distribution aléatoire de la contrainte critique de clivage n'a pas d'influence sur la longueur de fissure et sur le front de fissure. Par contre, la distribution de la contrainte critique a un impact sur la régularité du front de fissure à l'arrêt. La figure 2.j.b montre qu'une distribution de la contrainte critique est à l'origine de nombreux éléments non rompus dans la phase d'arrêt, ce qui ne correspond pas aux observations fractographiques alors que la figure 2.j.a donne des résultats en accord avec l'expérience à partir d'une contrainte critique constante.

$$\sigma_c = \sigma_{ux} \left( \ln \left( \frac{1}{x} \right) \right)^{1/m} \quad (IV.1)$$

où  $m$  et  $\sigma_{ux}$  sont les paramètres de Weibull et  $x$  est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1.

Les coupes transversales montrent que même dans les zones à forte vitesse il n'y a pas un front de fissure unique, continu, mais plusieurs fissures plus ou moins décalées par rapport au plan moyen de la fissure (figure 2.d). Des ponts de matière apparaissent donc entre ces fissures. Il n'est d'ailleurs pas rare sur les éprouvettes CT de ne pas avoir une séparation complète en deux parties de part et d'autre de la fissure alors que macroscopiquement la fissure a complètement traversé le ligament initial pour rejoindre le bord arrière de l'éprouvette (figure 2.k). La rupture de ces ligaments restant se fait par cisaillement ductile, comme en témoigne les observations des faciès, contribuant nécessairement au processus d'arrêt. Cette analyse n'est pas nouvelle, Iung [164] et Bouyne [167] avançaient déjà ce phénomène pour expliquer l'arrêt de fissure avec un modèle assez simple fondé sur un critère sommant un facteur d'intensité des contraintes quantifiant la sollicitation en amont de la fissure et un facteur d'intensité des contraintes représentant la résistance des ligaments à rompre en arrière de la fissure. Nous reviendrons par la suite sur ce modèle.

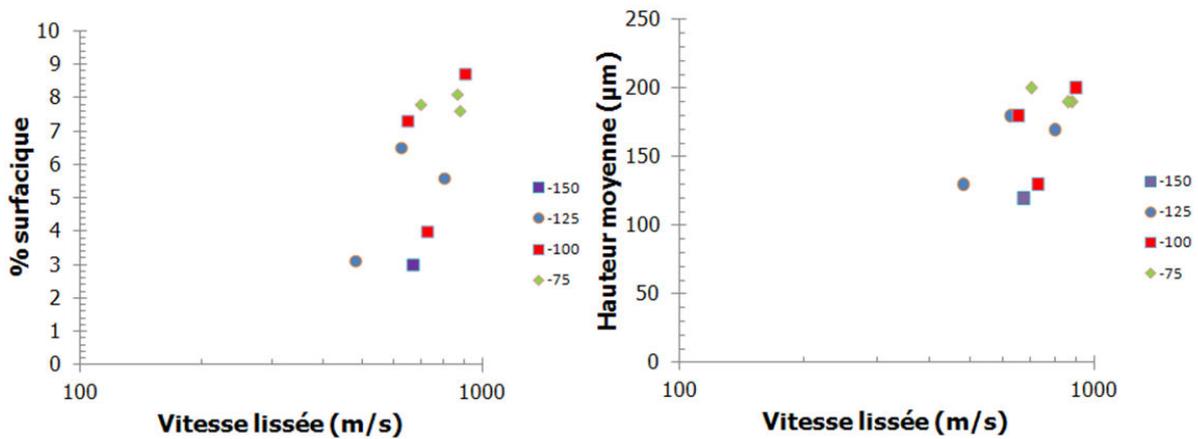


Figure 2.g : Variation du pourcentage et des hauteurs de marche de cisaillement à différentes températures selon la vitesse du régime établi de propagation

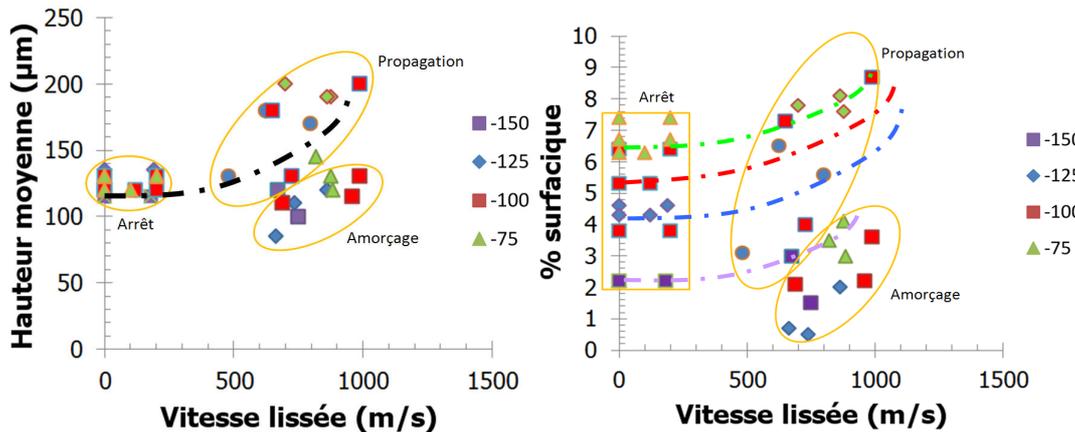


Figure 2.h : Evolution de la hauteur (a) et du pourcentage (b) des marches de cisaillement en fonction de la vitesse de propagation

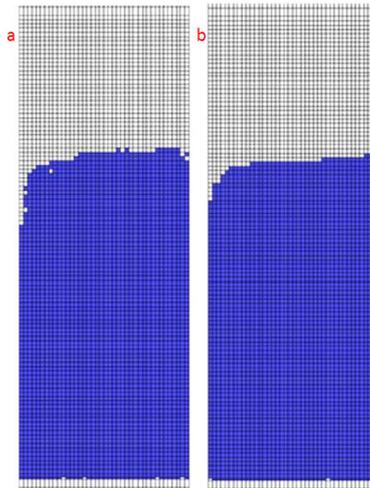


Figure 2.i : Front de fissure après  $15\mu\text{s}$  de propagation : contrainte critique constante (a), distribution de la contrainte critique (b) [299]

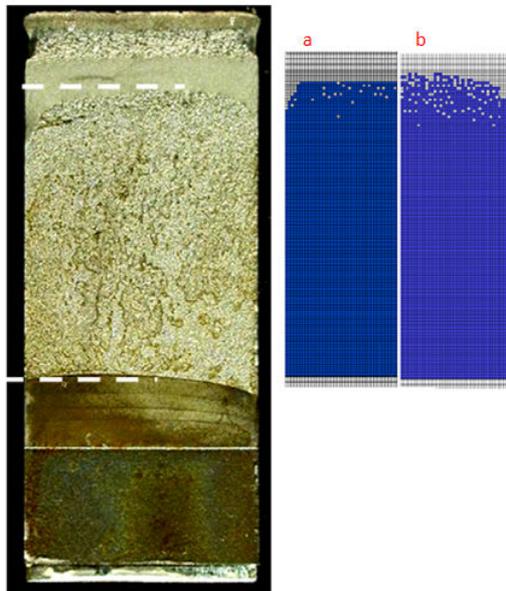


Figure 2.j : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques [299]



Face filmée

Face non filmée

Figure 2.k : Rupture entière de l'éprouvette CT 520RX-K sans séparation en deux parties distinctes

Dans la zone d'arrêt, l'importance de la densité des marches de cisaillement constatées par de nombreux auteurs [4, 5, 7, 164, 185, 187-191] peut s'expliquer par le fait qu'il n'y a plus assez d'énergie en excès dans l'éprouvette (notamment sous forme d'énergie cinétique) pour promouvoir la propagation et surtout assurer l'effet de front moyen : la fissure va localement chercher les trajets de propagation les plus faciles qui ne sont pas nécessairement proches du plan moyen de la fissure. En s'éloignant localement de ce plan moyen, les fissures voisines vont nécessairement créer des ponts de matière. Ce mécanisme favorise l'arrêt puisque les ponts de matière résistent à l'ouverture de la fissure en arrière du front.

### 3. Mise en évidence de l'impact du comportement visqueux

Sur la base des mécanismes proposés dans le paragraphe précédent, nous allons tenter d'évaluer l'impact du comportement visqueux de la matrice afin d'apporter les éléments justifiant la forme du critère proposé. Nous rappelons donc les trois phénomènes supposés intervenir dans le processus de rupture pendant la propagation par clivage :

- Création des 'germes' de la fissuration en amont du front de fissure pilotée par la déformation plastique en général (pour l'initiation de la fissuration par clivage) ;
- Séparation des plans de clivage pilotée par la contrainte ;
- Rupture ductile par cisaillement de pont de matière en arrière du front de fissure.

Nous avons donc plusieurs phénomènes qui ont été modélisés avec succès à partir d'un critère unique mais avec une dépendance de la contrainte critique à la vitesse de déformation et à la température. Il est fort probable qu'en fait, un critère puisse être associé à chaque phénomène et que la propagation ne puisse se faire que si l'ensemble des critères est vérifié. En fonction de la vitesse de la sollicitation, chacun des critères n'a plus le même poids et la courbe proposée dans le chapitre 3 représente en fait une courbe enveloppe de ces critères. Elle est l'image du critère prépondérant, c'est-à-dire le dernier à être vérifié à chaque vitesse de déformation considérée.

Concernant la contrainte critique de clivage qui traduit la contrainte nécessaire à la séparation des plans de clivage, il n'y a pas de raison physique pour qu'elle dépende de la viscosité du matériau, en dehors du fait qu'elle doit être atteinte dans une zone ayant subi une déformation plastique (liée à la fissure) comme indiqué ensuite. Bouyne [167] a évalué la contribution de cette 'résistance au clivage' en terme de ténacité  $K_{clivage}$  ( $\approx 20 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{0.5}$ ) et de contrainte locale critique  $\sigma_c$  ( $\approx 1500 \text{ MPa}$ ) pour une distance critique de 30  $\mu\text{m}$ . Nous considérons donc que cette contrainte est une constante matériau, égale à la contrainte classiquement identifiée pour l'amorçage. Elle est de l'ordre de 1400-1500 MPa pour l'acier 16MND5 [105]. De même, Bouyne [167] a évalué la contrainte nécessaire au franchissement des joints de grains par la fissure de clivage. Elle est évaluée à 1100 MPa, ce qui explique que le franchissement de joint de grain ne constitue pas la barrière principale à la propagation d'une microfissure de clivage.

L'apparition des 'germes' du clivage, à savoir les microfissures en amont de la fissure, est liée (pour l'amorçage) à la déformation plastique nécessaire pour assurer la décohérence matrice-particule ou pour générer un cisaillement assez fort pour rompre des particules. Il n'y a pas de raison que cette condition n'existe plus pendant la propagation. Cependant, l'importance de celle-ci ne peut être réellement quantifiée dans les conditions de chargement dynamique. Il est possible que les ondes générées puissent promouvoir également l'apparition de ces germes avec un niveau de déformation moindre. A supposer que l'on puisse directement transposer ce que nous savons de la situation statique à la condition de propagation, il faut donc atteindre un niveau de déformation plastique suffisant que nous considérons constant. A priori nous ne voyons pas de raison pour laquelle, par exemple, la décohérence

matrice-particule s'opère en condition dynamique pour une déformation différente qu'en condition statique. Dans ce cas, pour les fortes vitesses de propagation, et donc les fortes vitesses de déformation, il faudra atteindre une contrainte d'autant plus élevée que la vitesse de déformation est élevée pour atteindre une même déformation plastique. A cela, il faut ajouter que l'aspect dynamique augmente le confinement de la plasticité et donc diminue le volume où ces micro-défauts peuvent apparaître. La population de particules concernées est donc moins importante, ce qui selon la théorie du maillon le plus faible (utilisée pour l'amorçage) conduit nécessairement à une augmentation en moyenne de la contrainte macroscopique à atteindre pour la rupture. Il est possible que la combinaison de ces deux phénomènes conduise à une contrainte à rupture nécessairement supérieure à la contrainte d'initiation de clivage pour les fortes vitesses de propagation, conduisant dans ce cas à la condition d'apparition des micro-fissures comme le critère principal de la rupture pour les vitesses de déformation élevées.

Enfin, la rupture des ligaments en arrière de la fissure se fait par cisaillement. De manière très schématique, on peut imaginer que ces ligaments sont autant de mini-éprouvettes de traction qu'il faut rompre pour permettre l'ouverture de la fissure. Cette rupture peut être associée à un épuisement de ductilité. L'effet de la viscosité est évident ici puisque la résistance des ligaments avant d'atteindre la déformation à rupture (en supposant qu'elle varie peu avec la vitesse de sollicitation) augmente avec la vitesse de déformation en obéissant à la loi élasto-viscoplastique identifiée. Kim et al [300] ont étudié la dépendance du comportement en traction à la vitesse de déformation à la température ambiante d'acier à haute résistance. Les auteurs montrent que la déformation à rupture est relativement constante sur une gamme de vitesse de déformation de  $0.1 \text{ s}^{-1}$  à  $200 \text{ s}^{-1}$  (figure 3.a). Hyung-Seop et al [301] montre que la déformation à rupture est constante sur un acier à 9% de Ni pour des vitesses de déformation allant de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  à  $250 \text{ s}^{-1}$  pour deux températures ( $-200^\circ\text{C}$  et  $20^\circ\text{C}$ ). D'autres études [302, 303] sur des aciers à haute résistance ont mis en évidence une déformation à rupture constante sur une gamme de vitesse de déformation allant de  $0.01 \text{ s}^{-1}$  à  $200 \text{ s}^{-1}$  (figure 3.b). Les efforts de fermeture associés aux ligaments se traduisent par une diminution du facteur d'intensité des contraintes dynamique et du champ de contrainte en pointe de fissure. Il faudra donc augmenter le champ mécanique et la contrainte critique pour vaincre cet effet qui est d'autant plus fort que la vitesse de déformation est élevée.

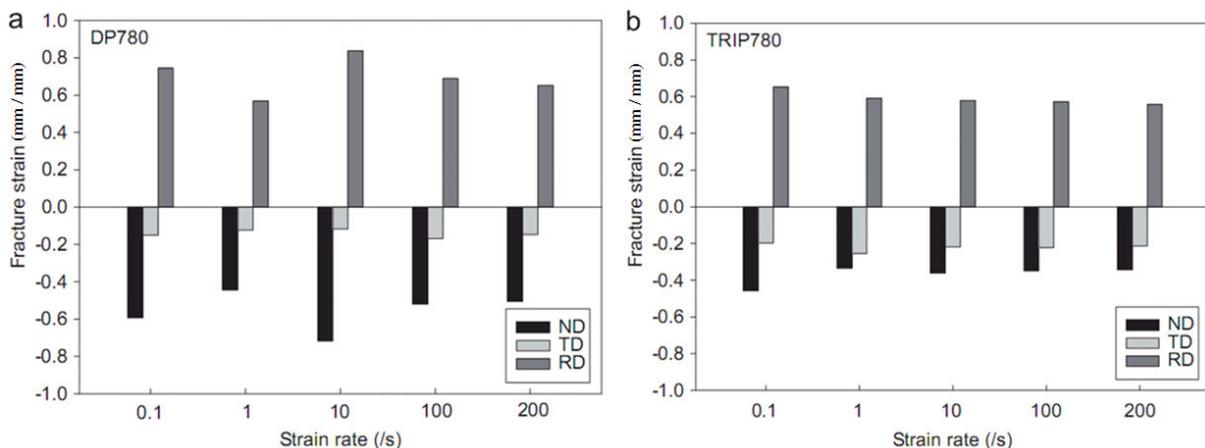


Figure 3.a : Evolution de la déformation à rupture de deux aciers à haute résistance avec la vitesse de déformation [300]

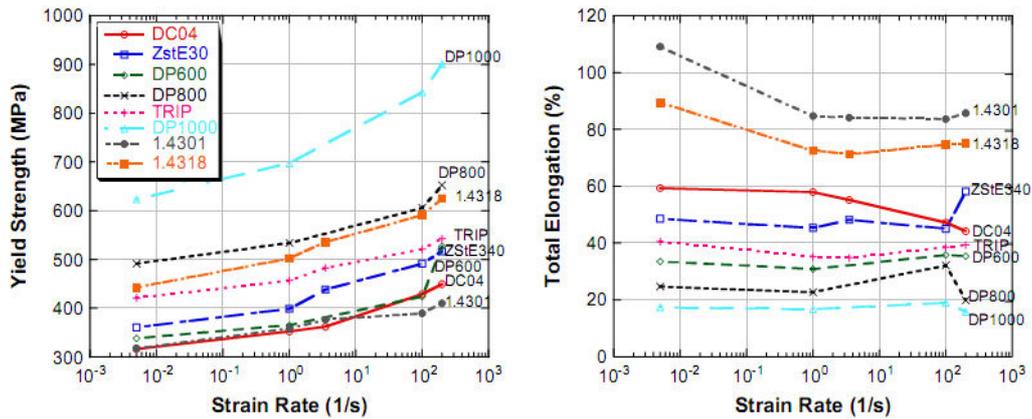


Figure 3.b : Influence de la vitesse de déformation sur l'allongement total de différents aciers à haute résistance [303]

Notons également que pour les conditions d'amorçage, un niveau minimal de triaxialité des contraintes est nécessaire pour avoir la rupture [98-99]. Le confinement étant augmenté en condition de propagation de fissure, ceci conduit souvent implicitement à augmenter la triaxialité par rapport aux conditions statiques, ce qui a priori permet de vérifier ce critère de triaxialité minimale, de manière pratiquement systématique.

Finalement, nous avons donc trois critères (figure 3.c) :

- le critère en contrainte pilotant la séparation des plans de clivage qui ne dépend pas de la vitesse de déformation et est prédominant pour les faibles vitesses de déformation car les contraintes dans la zone plastique sont faibles ;
- le critère de 'germination' est piloté par le niveau de contrainte à atteindre pour obtenir une déformation plastique suffisante en avant du front et ce critère peut être ramené à un critère en contrainte qui augmente avec la vitesse de déformation ;
- le critère de rupture des ligaments peut également se ramener à un critère en contrainte critique en avant du front dépendant de la vitesse de déformation.

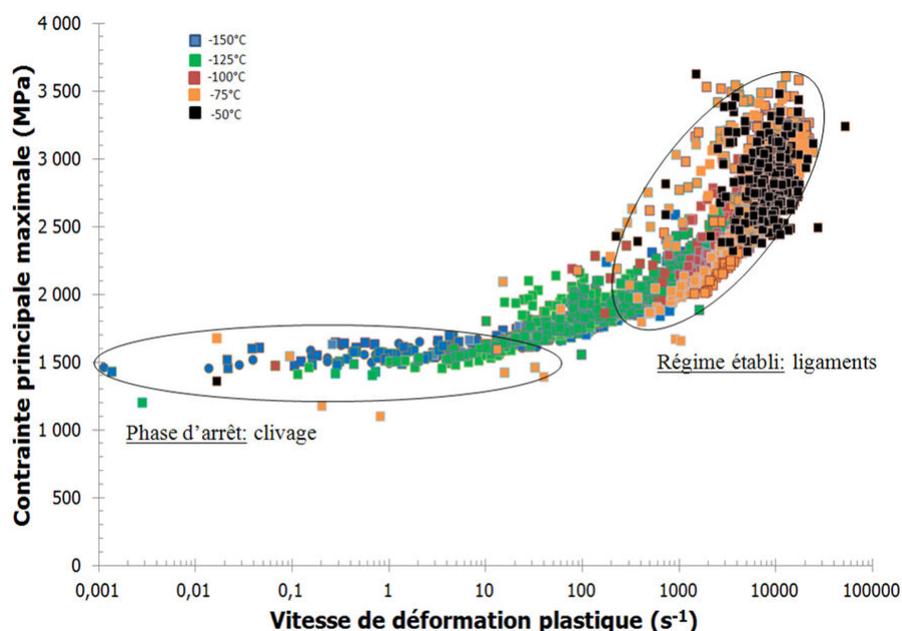


Figure 3.c : Identification du critère de propagation à différentes températures

#### 4. Effet de la température

A partir des essais réalisés pour des températures comprises entre  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ , il apparaît que l'effet de la température est négligeable sur le critère utilisé (figure 4.a).

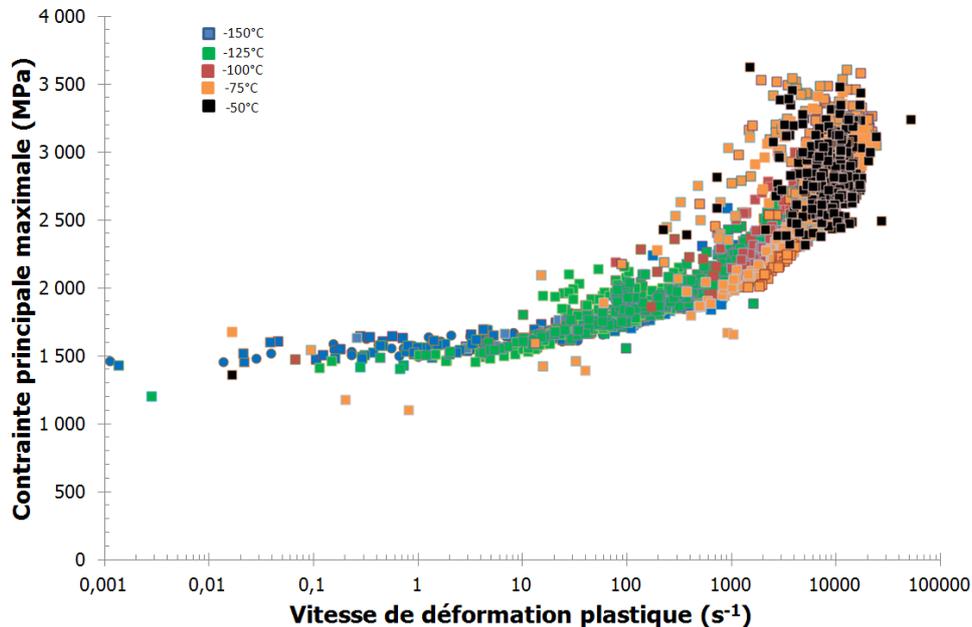


Figure 4.a : Identification du critère de propagation à différentes températures

Deux points sont à distinguer :

- pour les faibles vitesses de déformation, les valeurs de contrainte sont quelque peu dispersées. Le lien fait entre ce seuil et la contrainte critique de clivage à l'amorçage nous amène à nuancer cette indépendance observée à la température. Aux basses températures, l'indépendance de la contrainte de clivage avec la température fait pratiquement l'unanimité dans la communauté scientifique. Par contre, dans le domaine de la transition, les avis sont partagés et une légère dépendance et augmentation avec la température de la contrainte critique pour les faibles vitesses de déformation pourrait avoir lieu. Ce n'est pas incompatible avec nos observations et avec la courbe identifiée du critère fonction de la vitesse et de la température, dans la mesure où les identifications du critère à basse vitesse correspondent toujours à des températures très basses. Si, à plus haute température, la fissure pouvait se propager à basse vitesse sans s'arrêter brutalement (instabilité liée à la plasticité importante qui se développe à basse vitesse dans ce domaine de température), les valeurs du critère pourraient peut être alors refléter la même dépendance vis-à-vis de la température que les critères d'initiation eux-mêmes. Ce débat n'est pas l'objet de ce travail de thèse et nous n'avons donc pas pour objectif d'essayer d'y répondre, d'autant plus que l'augmentation du seuil avec la température resterait a priori limitée comparativement aux variations relevées avec la vitesse de déformation.
- pour les fortes variations de vitesses de déformations, les évolutions sont plus marquées (donc plus fiables) et montrent une apparente indépendance avec la température. Dans les faits, cette évolution du critère est associée à la loi de comportement élasto-viscoplastique du matériau qui dépend de la température. Notamment, dans la résistance des ligaments, la courbe de traction du matériau à la température concerné intervient. En d'autre terme, la même courbe critère considérée ici conduit pour les ligaments à des réponses mécaniques au moment de la rupture totalement

différentes entre les essais à  $-150^{\circ}\text{C}$  et ceux effectués à  $-75^{\circ}\text{C}$ . Cependant aux grandes vitesses, la loi de comportement est relativement moins dépendante de la température qu'aux basses vitesses. En effet, à  $10^4 \text{ s}^{-1}$ , la contrainte d'écoulement est comprise entre 1000 MPa pour  $-50^{\circ}\text{C}$  et 1250 MPa pour  $-150^{\circ}\text{C}$ . De plus, la fraction surfacique de ligaments a tendance à augmenter avec une température croissante (liée à une plus grande difficulté à atteindre la contrainte de clivage en avant du front) ce qui compense la diminution de la contrainte d'écoulement.

### 5. Justification du critère établi par une approche en contrainte

Des travaux portant principalement sur l'arrêt de fissure de clivage mais aussi sur la propagation ont cherché à caractériser l'impact des différents mécanismes physiques intervenant dans le clivage. Les travaux de Rosenfield et Majumdar [165] considèrent que l'énergie dissipée durant la propagation de fissure de clivage est consommée par la création de nouvelles surfaces de rupture et la formation de ligaments. Les auteurs décrivent un modèle de ré-initiation de fissure de clivage à cause de l'observation fractographique de ligaments de matière non rompus durant la propagation. Le modèle, présenté sur la figure 5.a, suppose que la longueur de la fissure est plus grande que la région de longueur  $d$  ayant des ligaments. Bien que les observations fractographiques mettent en évidence des variations de fraction de ligaments non rompus en arrière du front de fissure, le modèle suppose que la fraction de ligaments est uniforme sur la distance  $d$  en arrière du front de la fissure. La région de longueur  $d$  présente une limite élastique  $Y_0$  qui correspond à la contrainte à rupture ductile  $\sigma_{lig}$  de chaque ligament multipliée par la fraction surfacique de ligaments  $f$  en arrière de la zone plastique classique de Dugdale, de limite d'élasticité  $Y$ . Les auteurs expriment la ténacité à l'arrêt  $K_{Ia}$  selon la formule (IV.2).

$$K_{Ia} = K_{Ligaments} = Y_0 \left( \frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} = \sigma_{lig} f \left( \frac{8d}{\pi} \right)^{1/2} \quad (IV.2)$$

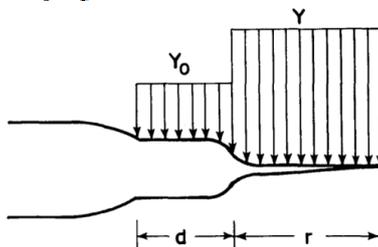


Figure 5.a : Modèle de Rosenfield et Majumdar [165]

Iung [164] utilise la formule (IV.2) sur un acier pour tubes ferrito-perlitique à partir d'essais sur anneaux. L'auteur évalue la contrainte dans les ligaments à :  $\sigma_{lig} = 2500 \text{ MPa}$  (figure 5.b.a). Il estime que cette valeur est légèrement supérieure à la limite d'élasticité du matériau pour une vitesse de déformation de  $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ , qu'il évalue à  $2400 \text{ MPa}$ . Bouyne [167] propose de considérer que la ténacité à l'arrêt résulte de la superposition de deux mécanismes : le clivage et la rupture des ligaments ductile. Le facteur d'intensité localement responsable du clivage,  $K_{clivage}$ , qui doit être atteint en tête de fissure, est alors égal au facteur d'intensité appliqué  $K_{tip}$  diminué du facteur d'intensité de contrainte associé aux contraintes de fermeture  $f \times \sigma_{lig}$ , appliquées par les ligaments sur la distance  $d$  en arrière du front. Ceci conduit à l'expression de  $K_{tip}$  à l'arrêt:

$$K_{tip} = K_{clivage} + K_{Ligaments} \quad (IV.3)$$

Bouyne évalue les différentes grandeurs  $K_{clivage}$  et  $K_{Ligaments}$ . Il montre sur un acier  $2^{1/4}Cr - 1 Mo$  que  $K_{Ligaments} = 13 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$  avec  $f = 0,1$  ;  $d = 2 \text{ mm}$  ,  $\sigma_{lig} = 2500 \text{ MPa}$  et  $\sigma_{cliv} = 1500 \text{ MPa}$  à  $T = 0^\circ\text{C}$  . Il obtient ainsi :

$$K_{tip} = K_{clivage} + K_{Ligaments} = 20 + 13 = 33 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2} \quad (IV.4)$$

La figure 5.b.b montre que la prise en compte des ligaments dans le mécanisme de rupture permet de mieux rendre compte des valeurs de  $K_{Ia}$  .

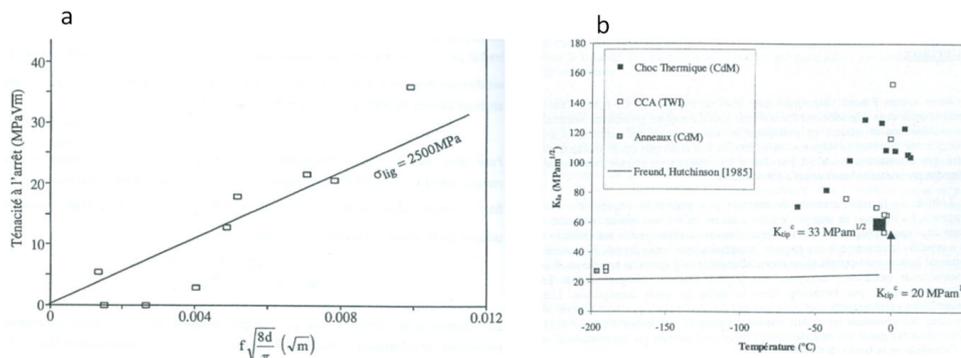


Figure 5.b : Evolution de la ténacité à l'arrêt [164, 167]

A partir de ces travaux, reprenons le principe de superposition des contraintes nécessaires à la propagation en clivage « pur » et des contraintes de fermeture associées aux ligaments, utilisée par Bouyne [167], pour caractériser la propagation et l'arrêt de fissure de clivage, en l'étendant à l'ensemble de la propagation. Le but est de partir de cette expression pour trouver un critère local en contrainte de type RKR à une distance donnée  $\lambda$  de la pointe de fissure  $\sigma_c(\lambda)$ , à partir du  $K_{dyn\ total}$  qu'il faut atteindre en pointe de fissure pour la faire avancer à une vitesse et une température données.

$$K_{dyn\ total} = K_{dyn\ clivage} + K_{Ligaments} \quad (IV.5) \quad \text{où} \quad K_{Ligaments} = \sigma_{Ylig} \cdot f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2} \quad (IV.6)$$

où  $\sigma_{Ylig}$  est la contrainte d'écoulement ductile dans les ligaments, qui est fonction de la température et de la vitesse de déformation locale dans ces ligaments.

En propagation, le champ des contraintes critique  $\sigma_{ijc}$  peut alors s'écrire sous la forme (IV.7).

$$\sigma_{ijc} = \frac{(K_{clivage} + K_{Ligaments})}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) = \frac{(K_{clivage} + \sigma_{Ylig} \cdot f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2})}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) \quad (IV.7)$$

Considérons dans une première étape que la distance  $d$  sur laquelle on observe des ligaments en arrière du front est constante et identique en régime de propagation établie ainsi qu'à l'arrêt. En considérant le critère de propagation comme une contrainte principale critique  $\sigma_{c\ total}$  à une distance  $\lambda$  en avant du front, la formule (IV.7) conduit à :

$$\sigma_{c\ total} = \sigma_{cliv} + \Delta\sigma_{ligaments} \quad (IV.8)$$

$$\text{où} \quad \Delta\sigma_{ligaments} = \frac{(\sigma_{Ylig} \cdot f \cdot \left(\frac{8d}{\pi}\right)^{1/2})}{\sqrt{2\pi\lambda}} = \beta \cdot \sigma_{Ylig} \cdot f \quad (IV.9)$$

Le terme  $\beta$  (IV.10) est proportionnel à la racine de  $d$ , considérée constante pour cette première étape.

$$\beta = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{4d}{\lambda}} \quad (IV.10)$$

L'ordre de grandeur de  $\beta$  peut être évalué à partir de la longueur  $\lambda$  choisie pour le critère (de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ ) et des mesures de Bouyne qui mesure (par microscopie) à l'arrêt une distance  $d$  valant 2 mm. A partir du profil de déformation des ligaments au cours du régime établi de propagation, nous pouvons évaluer la distance  $d$ . La figure 5.c présente le principe de détermination de la distance  $d$ . La figure 5.d montre le profil de déformation des ligaments en arrière de la fissure située à 35 mm dans le régime établi de propagation de l'essai sur CT 520RX-AT à  $-100^\circ\text{C}$ . Dans cette zone, la hauteur des ligaments  $\bar{h}$  a été évaluée à 130  $\mu\text{m}$ . Sachant qu'à  $-100^\circ\text{C}$ , la déformation à rupture de l'acier 16MND5 est de l'ordre de 23,5%, nous trouvons une valeur de  $d$  de l'ordre de 1,8 mm en accord avec le résultat de Bouyne. Soit une valeur de  $\beta$  de l'ordre de 2,8. Sur cette distance  $d$ , nous trouvons une valeur de déformation moyenne de l'ordre de 15%.

**Sens de propagation macroscopique du clivage**

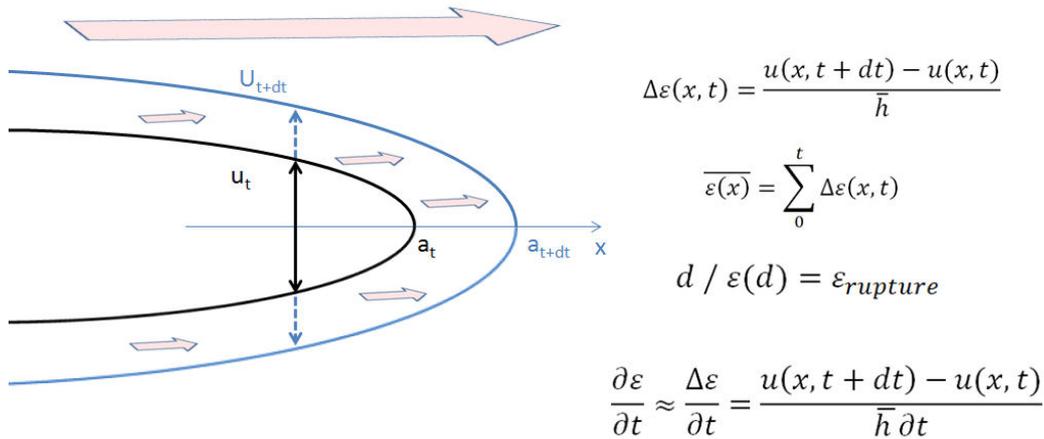


Figure 5.c : Principe de la détermination de la distance  $d$  et de la vitesse de déformation dans les ligaments

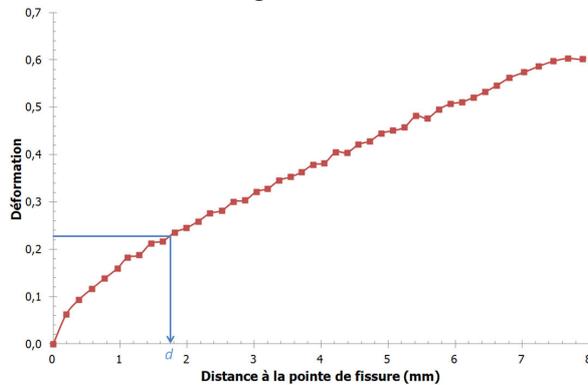


Figure 5.d : Profil de déformation des ligaments au cours du régime établi de propagation sur l'éprouvette CT 520RX-AT testée à  $-100^\circ\text{C}$

En introduisant à présent, sous la forme d'un produit de fonctions, la dépendance de la contrainte d'écoulement ductile dans les ligaments  $\sigma_{Ylig}$  à la vitesse de déformation et à la température, il vient :

où  $g(T)$ , qui exprime la dépendance de la contrainte d'écoulement statique vis-à-vis de la température, pour la déformation moyenne dans le ligament, est une fonction décroissante lorsque la température

$$\left( 1 + \left( \frac{\dot{\varepsilon}_{ligament}}{A} \right)^{1/m} \right)$$

augmente, alors que le terme  $\left( 1 + \left( \frac{\dot{\varepsilon}_{ligament}}{A} \right)^{1/m} \right)$ , qui exprime la dépendance de  $\sigma_{Ylig}$  à la vitesse locale de déformation (dans le ligament), est une fonction croissante de cette vitesse (qui n'est pas

exactement la vitesse de déformation calculée pour le critère, située en avant du front, et qu'on déterminera). Pour obtenir la contrainte de cisaillement dans les ligaments, on considérera un état de cisaillement simple (contrainte plane avec  $\sigma_m = 0$ ). Un facteur  $\frac{1}{\sqrt{3}}$  permet le passage de la contrainte de traction à la contrainte de cisaillement pour une même contrainte équivalente au sens de Von Mises.

On obtient alors, en reportant dans l'équation (IV.8) :

Pour l'acier de cuve 16MND5, on peut mettre la partie statique de la contrainte d'écoulement viscoplastique  $\sigma_{\text{visc}}$  sous la forme d'un produit de fonctions (IV.13) et (IV.14) à partir d'un lissage simplifié des lois de comportement du matériau.

$$\sigma_0 (\text{MPa}) = 1350 \varepsilon^{0.14} \quad (\text{IV.13}) \quad \text{et} \quad g(T) = \left( -\frac{T}{273} \right)^{0.22} \quad (\text{IV.14})$$

où  $T$  est exprimée en degrés Celsius (donc négative),  $g(T)$  est une fonction décroissante de la température. La valeur de déformation moyenne dans les ligaments sera prise égale à 20%, en première approximation (pour une déformation à rupture du ligament estimée à 30% selon les essais de traction statiques à différentes températures).

Afin de représenter le critère  $\sigma_{\text{total}}$  (IV.12), nous allons estimer la vitesse de déformation dans les ligaments.

#### Estimation de la vitesse de déformation dans les ligaments :

Le principe de l'estimation de la vitesse de déformation dans les ligaments est présenté sur la figure 5.c. Dans un premier temps, nous avons raisonné à partir du calcul des déplacements dans le cadre d'une analyse élastique pour une fissure se propageant à 800 m/s avec  $K_I = 100 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  et une hauteur moyenne de marche  $\bar{h} = 100 \mu\text{m}$ . A partir du profil de  $\Delta s$  déduit entre les instants  $t$  et  $t+dt$  des champs de déplacements des lèvres associées, on peut en déduire la vitesse de déformation associée par  $\dot{\varepsilon} \approx \frac{\Delta s}{dt}$ . Nous avons calculé une vitesse de déformation moyenne :

$$\bar{\dot{\varepsilon}} = \frac{1}{d} \int_0^d \dot{\varepsilon}(x) dx \quad (\text{IV.15}) \quad \text{où } x \text{ est la distance à la pointe de fissure.}$$

Sur une distance  $d$  de 2 mm, nous trouvons une vitesse de déformation moyenne de  $44\,400 \text{ s}^{-1}$  avec des valeurs ponctuelles de l'ordre de  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , soit des valeurs plus élevées que les vitesses de déformation calculées en avant du front de fissure pour déterminer le critère de propagation (de l'ordre de  $10^4 \text{ s}^{-1}$ ). Afin de valider ce résultat, nous avons calculé la vitesse de déformation moyenne de l'essai sur l'éprouvette CT 520 RX-AT à  $-100^\circ\text{C}$  pour lequel nous avons identifié une distance  $d$  de 1,8 mm dans le régime établi de propagation pour une fissure se propageant à 600 m/s avec une hauteur moyenne de marche  $\bar{h}$  de  $130 \mu\text{m}$ . Nous trouvons une vitesse de déformation moyenne environ 40 fois plus grande que la vitesse de déformation calculée à  $100 \mu\text{m}$  en avant du front de fissure (figure 5.e). Nous tenons ainsi compte d'un facteur amplificateur de 40 dans l'équation (IV.12) qui s'écrit :

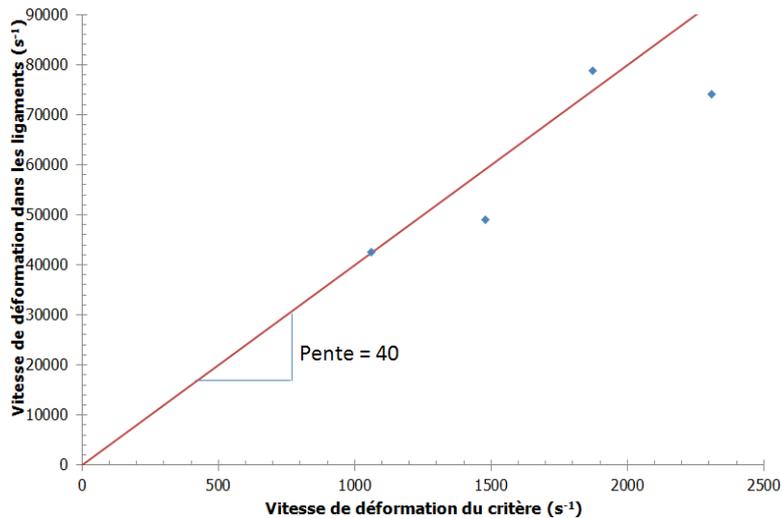


Figure 5.e : Comparaison des vitesses de déformations calculées dans les ligaments et pour le critère en avant de la fissure au cours du régime établi de propagation sur l'éprouvette CT 520RX-AT testée à -100°C

A partir des résultats de mesures au microscope 3D de la fraction surfacique de ligaments  $f$  pour différentes températures et vitesses de propagation, on peut également exprimer  $f$  sous la forme d'un produit de fonctions dépendant respectivement de la vitesse de déformation locale calculée (celle du critère), et de la température :

$$f = f_0 (1 + a \varepsilon_{critère}^b) g'(T) = h'(\dot{\varepsilon}_{critère}) g'(T) \quad (IV.17)$$

où  $g'(T)$  est une fonction croissante de la température et  $h'(\dot{\varepsilon})$  est une fonction croissante de la vitesse.

En regroupant les termes de dépendance à la température et à la vitesse de déformation, on a :

$$\sigma_{c\text{total}} = \sigma_c \text{clivage} + \frac{1}{\sqrt{}} \beta \sigma \varepsilon \left\{ \frac{g'(T)}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \left\{ \frac{1 + \text{ligament}}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \left\{ \frac{1 + a \varepsilon_{critère}^b}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \quad IV\ 18$$

Soit au final,

$$\sigma_{c\text{total}} = \sigma_c \text{clivage} + \frac{1}{\sqrt{}} \beta \sigma \varepsilon \left\{ \frac{g'(T)}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \left\{ \frac{1 + \text{ligament}}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \left\{ \frac{1 + a \varepsilon_{critère}^b}{h'(\dot{\varepsilon})} \right\} \quad IV\ 19$$

Effets de T sur la loi de comportement et la fraction surfacique

Effet de la vitesse sur la loi de comportement

Effet de la vitesse sur la fraction surfacique des marches de cisaillement

On remarquera à ce stade que  $g(T)$  et  $g'(T)$  sont deux fonctions variant en sens inverse. Compte tenu de la faible dépendance du critère avec la température, on peut en déduire que leur produit peut être peu dépendant de la température, alors que les deux termes en vitesse sont tous les deux croissants avec la vitesse de déformation. On obtient ainsi qu'à cause de la présence des ligaments ductiles, le critère de propagation global peut être peu dépendant de la température (éventuellement légèrement croissant avec la température dans l'intervalle d'étude) mais dépendant de la vitesse en particulier aux vitesses élevées.

On retrouve ainsi qualitativement, pour une température donnée, la similitude déjà observée par Prabel à  $-125^{\circ}\text{C}$ , entre l'évolution du critère de propagation avec la vitesse de déformation, et l'évolution de la limite d'élasticité avec cette vitesse. On note cependant que notre critère est fonction de la vitesse de déformation à  $100\ \mu\text{m}$  de la pointe de fissure, alors que le modèle analytique fait intervenir la vitesse de déformation dans le ligament. Il y a naturellement un lien car ces deux données sont liées à la sollicitation et peuvent s'exprimer en fonction du facteur d'intensité des contraintes dynamique  $K_{dyn}$ .

La figure 5.f montre l'évolution de la densité de marches de cisaillement pour différentes températures concernant le régime établi de propagation et la phase d'arrêt. On s'aperçoit qu'à hautes vitesses de déformation la tendance d'évolution du pourcentage de marches de cisaillement avec la vitesse de déformation suit la même pente. L'effet de la température se caractérise par des pourcentages de marches plus élevés quel que soit la vitesse de déformation lorsque la température augmente. Afin de caractériser la variation du pourcentage de marches de cisaillement en fonction de la vitesse de déformation, nous nous intéressons plus particulièrement aux températures de  $-125^{\circ}\text{C}$  et  $-75^{\circ}\text{C}$  pour lesquelles nous avons des données relatives à trois éprouvettes pour chaque température, ce qui est plus représentatif. La figure 5.g montre les évolutions des marches de cisaillement à  $-125^{\circ}\text{C}$  et  $-75^{\circ}\text{C}$  avec leurs modélisations associées via (IV.20) et (IV.21).

$$-125^{\circ}\text{C} : f = \frac{2,5}{100} (1 + 0,045 \dot{\epsilon}^{0,4}) \quad (IV.20)$$

$$-75^{\circ}\text{C} : f = \frac{5,2}{100} (1 + 0,035 \dot{\epsilon}^{0,33}) \quad (IV.21)$$

où  $f$  est sans unité et la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  en  $\text{s}^{-1}$ .

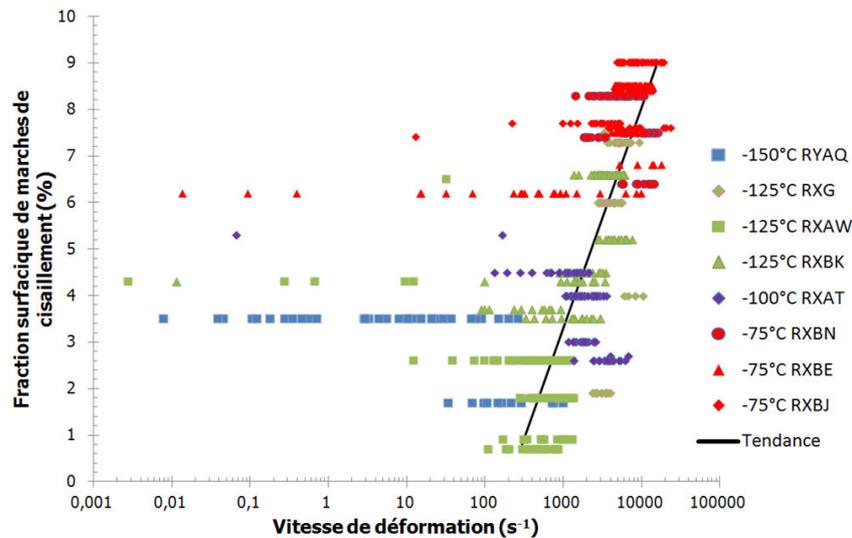


Figure 5.f : Evolution de la fraction surfacique de marches de cisaillement en fonction de la vitesse de déformation pour différentes températures pour le régime établi de propagation et la phase d'arrêt

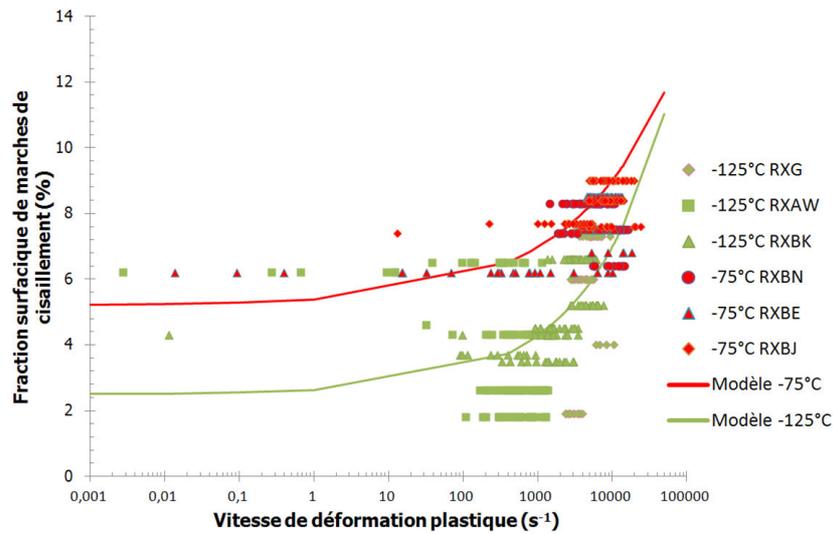


Figure 5.g : Evolutions expérimentale et modélisée de la fraction surfacique de marches de cisaillement en fonction de la vitesse de déformation pour -125°C et -75°C pour le régime établi de propagation et la phase d'arrêt

Finalement, on peut écrire l'équation (IV.19) sous la forme (IV.22) à -125°C et (IV.23) à -75°C :

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_c \text{ (clivage)} + \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot 2,87 \cdot 1350 \cdot \left( \frac{\dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{A} \right)^{1/m} \cdot \left( 1 + \frac{\dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{10000} \right)^{0,25} \cdot \left( 1 + \frac{0,045 \cdot \dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{1} \right)^{0,25} \quad \text{IV.22}$$

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_c \text{ (clivage)} + \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot 2,87 \cdot 1350 \cdot \left( \frac{\dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{A} \right)^{1/m} \cdot \left( 1 + \frac{\dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{10000} \right)^{0,25} \cdot \left( 1 + \frac{0,035 \cdot \dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{1} \right)^{0,25} \quad \text{IV.23}$$

Ces expressions montrent que le terme lié aux ligaments évolue avec la vitesse de déformation, de la

même façon que la limite d'élasticité à cause du terme en  $\left( 1 + \left( \frac{\dot{\epsilon}_{\text{ligament}}}{A} \right)^{1/m} \right)$ , entraînant, pour une contrainte de clivage  $\sigma_c$  (clivage) constante, une évolution comparable du critère de propagation macroscopique, ainsi que cela a été observé par Prabel à -125°C et confirmé à différentes températures dans cette étude.

Récemment Yu et al [304] ont montré que  $\sigma_c$  (clivage) varie de 1250 MPa à 1700 MPa respectivement à -30°C et -110°C pour un acier C-Mn. De même, Le Corre [172, 305] a montré que, pour un acier 16MND5 et TU42C, la contrainte seuil en dessous de laquelle le clivage n'intervenait pas est respectivement de 1450 MPa et 1300 MPa. Blouin [306] identifie sur l'acier 16MND5 une contrainte seuil de 1375 MPa en dessous de laquelle le clivage n'intervient pas. Nous retiendrons pour évaluer l'évolution du critère  $\sigma_{\text{total}}$ , une valeur de  $\sigma_c$  (clivage) de 1300 MPa qui nous permet d'obtenir des valeurs de contrainte critique totale à basse vitesse de déformation, conformes aux valeurs expérimentales.

Le critère  $\sigma_{\text{total}}$  ainsi évalué (IV.22) et (IV.23) est donné sur la figure 5.h et comparé au critère identifié à partir des simulations numériques où la vitesse de propagation expérimentale est imposée. Les courbes obtenues de (IV.22) et (IV.23) ne correspondent pas aux résultats des simulations numériques. Un autre point à analyser concerne la fraction surfacique de marches de cisaillement.

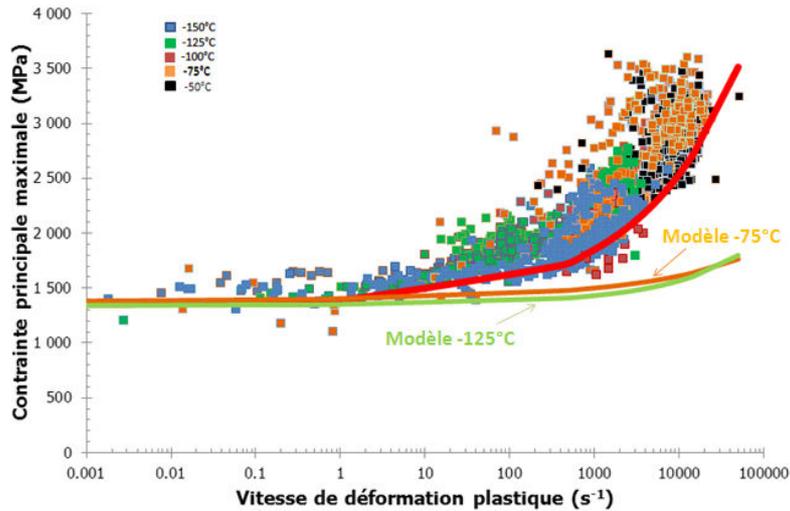


Figure 5.h : Comparaison des équations (IV.22) et (IV.23) aux résultats des modélisations numériques

Pourcentage de marches de cisaillement sur les faciès de rupture

Les mesures de fraction surfacique de marches de cisaillement ont été réalisées à partir de reconstruction de faciès 3D permettant de quantifier les hauteurs et les longueurs de marches de cisaillement. Cependant, ces mesures sont liées à l'observation de surface de rupture, et sont entachées d'incertitudes liées à la sous-estimation certaine des marches de cisaillement de faible hauteur ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ) et à la non prise en compte du volume de cisaillement qui intervient dans la propagation de la fissure. En effet, il s'agit d'un volume de matière qui est soumis à du cisaillement et pas seulement des surfaces latérales de cisaillement que nous avons quantifiées via les reconstructions de faciès 3D. La figure 5.i montre une vue en coupe de l'éprouvette 520RX-N testée à  $-125^\circ\text{C}$  où on voit plusieurs fissures de clivage qui se chevauchent. La figure 5.j montre finalement que les zones de cisaillement entrant en jeu durant le clivage sont bien plus importantes que celles identifiées post-fissuration où on ne distingue que les surfaces latérales des volumes de cisaillement. La figure 5.k montre que le pourcentage de surfaces cisailées sur la vue en coupe réalisée dans le régime établi de l'éprouvette CT 520RX-N est de 62%. Or, la fraction surfacique maximale de marches de cisaillement est de 6.5% à la température de  $-125^\circ\text{C}$  (chapitre 2). Cet écart d'un facteur 10 est certainement surestimé par rapport à la réalité et ne peut pas être considéré comme référence dans la mesure où nous avons observé une seule coupe transversale de CT. Cependant, cette observation tend à confirmer que les fractions de marches de cisaillement ont été sous-estimées. Il est nécessaire d'investiguer ce point de manière plus approfondie. La prise en compte d'un facteur 5 multiplicatif inséré dans l'équation (IV.19), du fait de la sous-estimation du pourcentage de marches de cisaillement, donne les équations suivantes :

$$\sigma_{c_{total}} = \sigma_{c_{clivage}} + 5 \times \sqrt[3]{\frac{2.87 \cdot 1350 \text{ Pa}}{2.53}} \cdot \left( \frac{1}{1 + \frac{10000 \text{ critère}}{150}} \right)^{0.045} \quad \text{IV } 24$$

$$\sigma_{c_{total}} = \sigma_{c_{clivage}} + 5 \times \sqrt[3]{\frac{2.87 \cdot 1350 \text{ Pa}}{2.53}} \cdot \left( \frac{1}{1 + \frac{10000 \text{ critère}}{500}} \right)^{+0.035} \quad \text{IV } 25$$

Le critère  $\sigma_{c_{total}}$  ainsi évalué (IV.24) et (IV.25) est donné sur la figure 5.l et comparé au critère identifié à partir des simulations numériques où la vitesse de propagation expérimentale est imposée. Les courbes obtenues de (IV.24) et (IV.25) sont en bon accord avec les résultats numériques. Le choix du facteur multiplicatif revêt une importance particulière, une perspective à ce travail serait donc

d'étudier plusieurs coupes d'éprouvettes CT à différentes températures afin de préciser la valeur du facteur. Une perspective d'amélioration possible du modèle serait de considérer les évolutions des termes que nous avons considérés constants au premier ordre : la déformation à rupture en cisaillement, et la distance  $d$  des ligaments en arrière du front. Par ailleurs nous pourrions considérer la variation de la contrainte d'écoulement dans les ligaments avec la distance au front de la fissure, fonction des déformations et vitesses de déformations locales, plutôt qu'une valeur moyenne.

De manière plus générale, plusieurs facteurs seront à préciser pour valider ce modèle :

- le volume réel cisailé (terme  $f$ ),
- le ratio entre la vitesse de déformation calculée en amont de la pointe de fissure et celle estimée pour le ligament,
- l'estimation de la sollicitation réelle des ligaments par calculs numériques (terme  $\frac{1}{\sqrt{3}} \times \sigma_{Y11g}$ ).

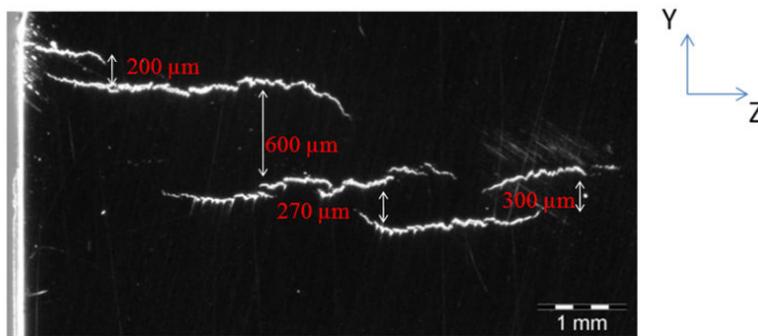


Figure 5.i : Vue en coupe de l'éprouvette CT 520RX-N à -125°C (coupe YZ et propagation selon X)

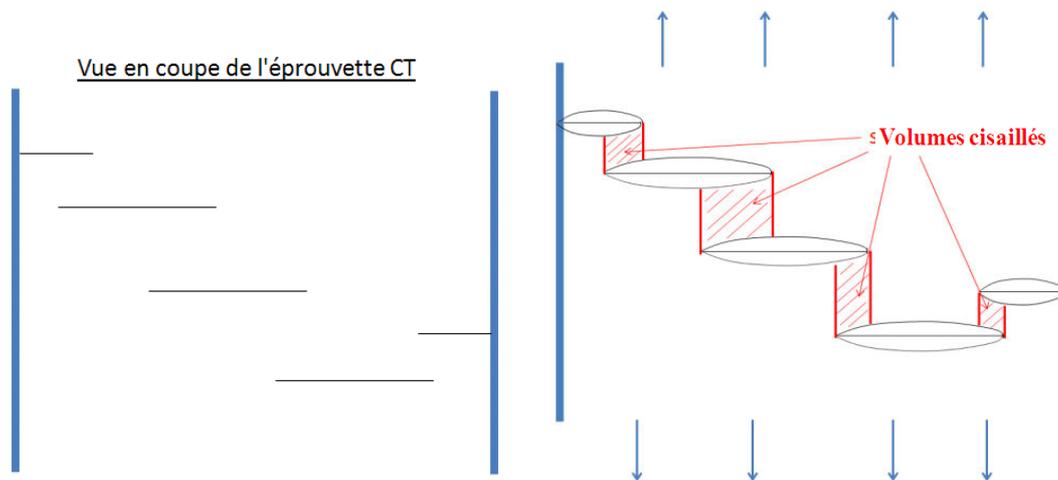
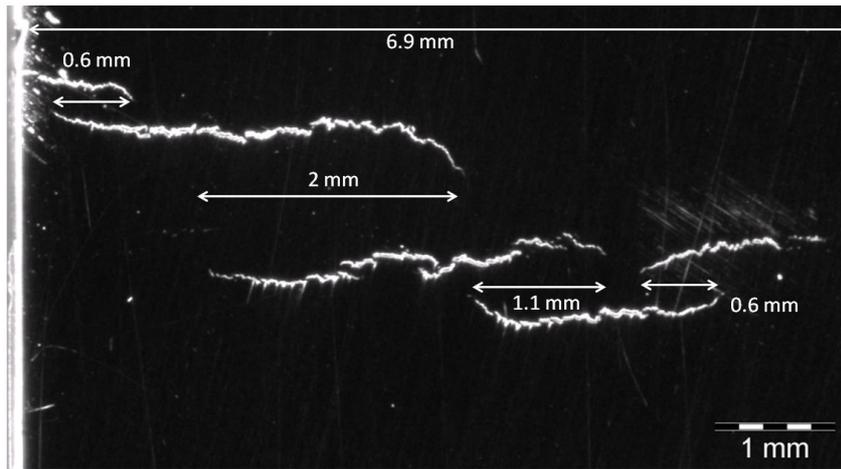


Figure 5.j : Vue en coupe d'une éprouvette CT soumis à un chargement de traction



$$\text{Pourcentage de surfaces cisailées} = \frac{(0.6 + 2 + 1.1 + 0.6)}{6.9} = 62\%$$

Figure 5.k : Pourcentage de surfaces cisailées évalué à partir d'une vue en coupe de l'éprouvette CT 520RX-N testée à  $-125^{\circ}\text{C}$

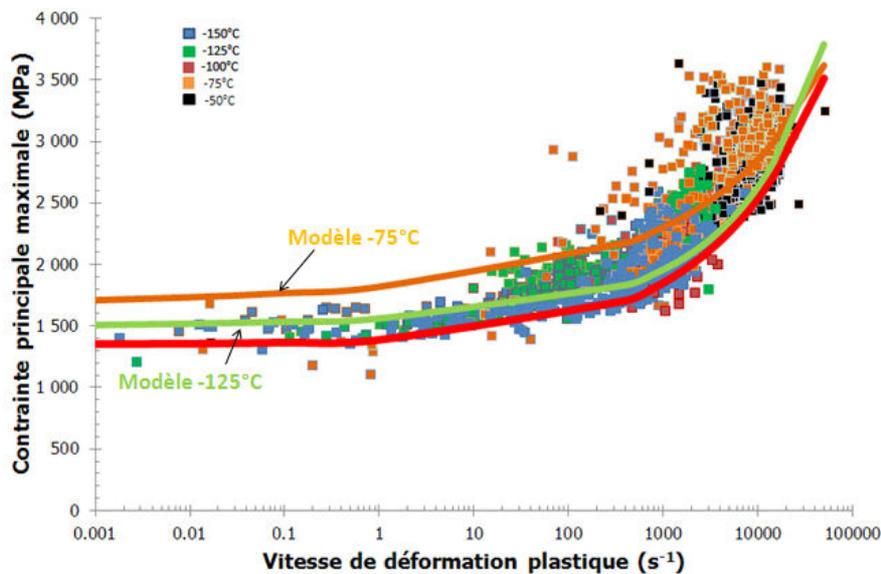


Figure 5.l : Comparaison des équations (IV.24) et (IV.25) aux résultats des modélisations numériques

## 6. Conclusion

Ce chapitre a eu pour but d'apporter les éléments de justification à la forme du critère proposé. Comme vu au chapitre 3, la dépendance du critère à la vitesse de déformation permet de prédire des cinétiques de fissuration et des longueurs à l'arrêt de fissure correctes sur des éprouvettes CT et anneaux à différentes températures. Le critère permet de rendre compte des deux micro-mécanismes principaux qui interviennent au cours de la propagation de fissure par clivage.

Le premier mécanisme pris en compte est la séparation des plans de clivage qui est pilotée par l'atteinte d'une contrainte critique. Ce phénomène correspond à la partie basse du critère aux faibles vitesses de déformation. D'autres auteurs ont caractérisé cette étape à l'aide d'une ténacité de clivage par  $K_{clivage}$  et de contrainte locale critique  $\sigma_c$  [164, 167]. Le deuxième mécanisme pris en compte par le critère est la rupture ductile des ligaments et ponts de matière laissés en arrière du front de fissure. En effet, plusieurs éprouvettes CT ont rompu entièrement sans séparation effective des deux parties de

l'éprouvette CT. L'effet de la viscosité intervient alors dans la mesure où la résistance des ligaments augmente avec la vitesse de déformation avant d'atteindre la déformation à rupture en obéissant à la loi de comportement élasto-viscoplastique identifiée.

Nous avons repris le principe de superposition des contraintes nécessaires à la propagation en clivage « pur » et des contraintes de fermeture associées aux ligaments, utilisé par Bouyne [167] pour caractériser la propagation et l'arrêt de fissure de clivage, en l'étendant à l'ensemble de la propagation. Le but est de déterminer un critère local en contrainte de type RKR à une distance donnée  $\lambda$  de la pointe de fissure  $\sigma_{c\ total}(\lambda)$  permettant de rendre compte, sur des bases micromécaniques, de l'évolution du critère en contrainte critique avec la vitesse de déformation obtenue par les modélisations numériques à vitesse de propagation imposée. En évaluant la distance  $d$  sur laquelle on observe des ligaments en arrière du front à partir de la déformation à rupture en cisaillement supposée constante, en évaluant la fraction surfacique réelle des ligaments à partir d'observations micrographiques, et en considérant la vitesse de déformation et la contrainte de cisaillement moyennes dans les ligaments à partir de la cinétique d'ouverture des lèvres de la fissure, nous obtenons des courbes représentant  $\sigma_{c\ total}(\lambda)$  qui sont en bon accord avec l'identification du critère en contrainte critique. Cependant, la validation du modèle analytique proposé nécessite des précisions. Il est nécessaire de déterminer le volume réel cisailé durant le clivage. Pour cela, une étude d'un nombre suffisant de coupes transversales d'éprouvettes CT à différents stades de la propagation du clivage est à réaliser. De plus, il faut calculer numériquement le ratio entre les vitesses de déformation calculées en amont de la pointe de fissure et estimées pour les ligaments pour plusieurs essais sur l'ensemble de la propagation du clivage. L'estimation de la sollicitation réelle des ligaments par calculs numériques, où on compare deux configurations respectivement en traction et en cisaillement, permettrait de valider

le terme  $\frac{1}{\sqrt{3}} \times \sigma_{mij}$ . Il s'agit de simuler deux situations en déplacement imposé en considérant un volume élémentaire contenant une fissure principale avec plusieurs ligaments entre les lèvres de la fissure, modélisés de façon à ce qu'ils travaillent en traction ou en cisaillement.

Après avoir caractérisé expérimentalement et numériquement la propagation rectiligne de fissure de clivage, nous allons aborder dans le chapitre 5 le phénomène de branchement de fissure observé durant la campagne expérimentale.

# **Chapitre V : Analyse du phénomène de branchement de fissure**



## Chapitre V : Analyse du phénomène de branchement de fissure

<b>1. Introduction .....</b>	<b>163</b>
<b>2. Effets de l'épaisseur, de la température et du chargement.....</b>	<b>163</b>
<b>2.1. Effets de l'épaisseur et de la température .....</b>	<b>163</b>
<b>2.2. Effet du chargement .....</b>	<b>165</b>
<b>3. Analyse des films.....</b>	<b>166</b>
<b>3.1. Essai sur CT 520ZY à -150°C .....</b>	<b>166</b>
<b>3.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C.....</b>	<b>168</b>
<b>3.3. Bilan des observations .....</b>	<b>169</b>
<b>4. Analyse MEB .....</b>	<b>170</b>
<b>4.1. Essai sur CT 520ZY à -150°C .....</b>	<b>170</b>
<b>4.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C.....</b>	<b>171</b>
<b>5. Conclusion .....</b>	<b>171</b>



## 1. Introduction

Au cours de la campagne expérimentale, deux types de trajet de fissure ont été mis en évidence, à savoir rectiligne et branché. Les trajets de fissure rectilignes ont été exploités pour déterminer le critère de propagation. Ce chapitre a pour but de caractériser le branchement de fissure.

Comme vu au chapitre 1, les observations expérimentales du branchement de fissure [128, 140-145, 307-310] ont permis d'identifier quelques éléments relatifs au phénomène de branchement :

- la vitesse des fissures branchées est proche de celle de la première fissure avant l'apparition des différentes branches [128, 307-310],
- le branchement semble lié à l'atteinte d'une valeur critique du facteur d'intensité des contraintes  $K_I$  ainsi qu'à l'atteinte d'une valeur critique de vitesse [128, 140-145, 307-310],
- l'apparition du branchement est généralement précédée par la formation de défauts en amont du front de fissure [140-145].

Ces différents éléments ont été établis principalement à partir d'essais sur du verre et du PMMA [141-145] mais n'ont pas été confirmés sur de l'acier. Au cours des travaux de Prabel [7], des branchements de fissure sur de l'acier 16MND5 ont été observés et attribués à un double amorçage. Durant cette thèse, l'analyse des enregistrements de la rupture par clivage à l'aide de la caméra rapide ont permis de visualiser le scénario du branchement de fissure.

La première partie de ce chapitre fait une synthèse des essais pour lesquels un branchement de fissure a été observé afin d'étudier les effets de l'épaisseur de l'éprouvette et de la température sur le branchement. La deuxième partie aborde les enregistrements réalisés à l'aide de la caméra rapide et leurs interprétations. La troisième partie montre les corrélations qui existent entre les enregistrements et les observations fractographiques réalisées au Microscope Electronique à Balayage.

## 2. Effets de l'épaisseur, de la température et du chargement

### 2.1. Effets de l'épaisseur et de la température

Dans notre étude, le choix s'est initialement porté sur des éprouvettes CT d'épaisseur 10 mm pour étudier la propagation et l'arrêt de fissure de clivage en limitant l'effet tunnel pendant la propagation. En effet, les systèmes de mesure de l'avancée de fissure sont des mesures en surface, ce qui nécessite d'avoir un front de fissure rectiligne pour avoir une avancée de fissure en fonction du temps identique à cœur et en surface de l'éprouvette CT. Dans un premier temps, nous avons effectué des essais à -150°C, -125°C, -100°C et -75°C pour étudier l'effet de la température sur des éprouvettes CT d'épaisseur 10 mm. Le tableau 2.1.a et la figure 2.1.a montrent une augmentation du branchement de fissure avec la température. Lorsque la température augmente, il y a plus de plasticité. En effet, à -150°C, un essai (B=10mm) sur neuf a présenté du branchement, alors qu'à -125°C, -100°C et -75°C, ce sont respectivement cinq essais sur quatorze, douze essais sur vingt-et-un et deux essais sur trois. Or, plus la température augmente, plus la plasticité augmente, ce qui semble indiquer un rôle prépondérant de la plasticité en pointe de fissure sur le branchement. En parallèle, des essais sur CT d'épaisseur 15 mm et 25 mm ont été réalisés. Les éprouvettes CT d'épaisseur 25 mm n'ont jamais présenté de branchement même s'il faut noter que peu d'éprouvettes ont été testées. A -150°C et -125°C, aucun branchement de fissure n'est à signaler sur les épaisseurs de 15 mm. Par contre, le branchement semble augmenter avec la température à partir de -100°C. A -75°C, les éprouvettes d'épaisseur 15 mm présentent moins de branchement qu'à -100°C. Cependant, cela s'explique aussi

par le fait que moins d'éprouvettes ont été testées à  $-75^{\circ}\text{C}$  qu'à  $-100^{\circ}\text{C}$ . Pour une même épaisseur, en particulier 10 mm ou 15 mm, on met en évidence l'influence de la plasticité sur le branchement lorsque la température augmente. Afin de valider cette observation, nous avons réalisé des essais sur des éprouvettes CT d'épaisseur 5 mm et 3 mm à très basse température ( $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-125^{\circ}\text{C}$ ) afin d'étudier l'impact d'une faible épaisseur, qui conduit à une plastification plus étendue en pointe de fissure, sur le branchement de fissure. A  $-150^{\circ}\text{C}$ , le tableau 2.1.a montre que la proportion d'essais avec branchement de fissure augmente quand l'épaisseur de l'éprouvette B diminue. En effet, deux essais sur trois et un essai sur trois ont présenté un branchement de fissure, respectivement pour 3 mm et 5 mm d'épaisseur. Le branchement de fissure est donc corrélé à l'épaisseur de l'éprouvette CT et donc à l'influence de la plasticité en pointe de fissure qui augmente avec l'épaisseur B qui diminue. Que cela soit via la température qui augmente ou l'épaisseur B de l'éprouvette CT qui diminue, on s'aperçoit que le branchement de fissure se produit dès lors qu'il y a une plasticité suffisante qui se développe en pointe de fissure.

Plus l'épaisseur B de l'éprouvette CT diminue, plus on se rapproche d'un état de contrainte plane. Les zones plastiques en pointe de fissure sont plus étendues (figure 2.1.b). Ainsi, un scénario possible est que la forme des zones plastiques rend possible la germination de défauts du clivage de part et d'autre de la fissure comme le montre la figure 2.1.b.

T ( $^{\circ}\text{C}$ )	Epaisseur B	Nombre d'essai avec branchement / Nombre total d'essais	Pourcentage de branchement
-150	3	2/3	67%
	5	1/3	33%
	10	1/9	11%
	15	0/3	0%
	25	0/1	0%
-125	5	6/8	75%
	10	5/14	36%
	15	0/2	0%
	25	0/1	0%
-100	10	12./21.	57%
	15	6/11	55%
	25	0/1	0%
-75	10	2/3	67%
	15	2/7	29%
	25	0/1	0%
-50	15	3/5	60%

Tableau 2.1.a : Evolution du branchement de fissure en fonction de la température et de l'épaisseur B de l'éprouvette CT

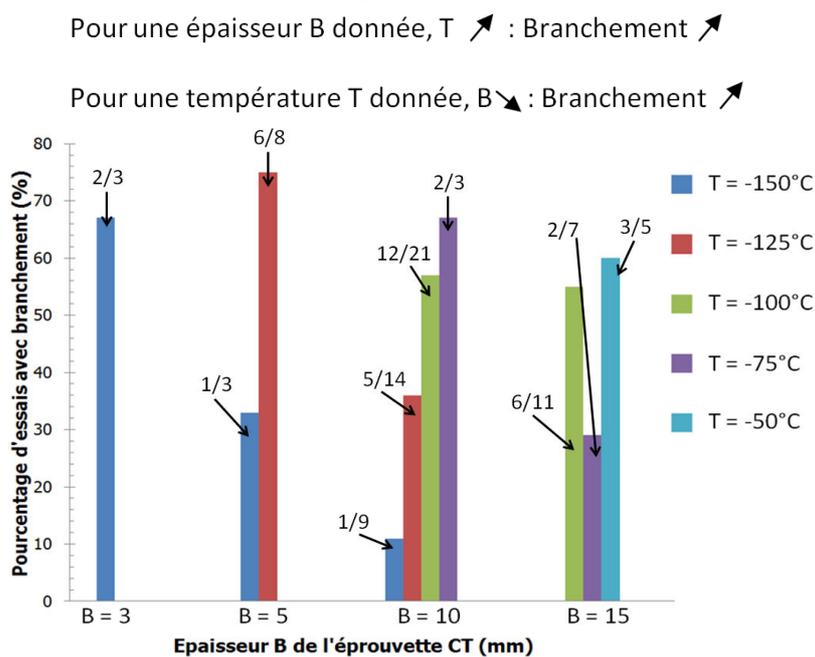


Figure 2.1.a : Evolution du pourcentage d'essais avec branchement de fissure en fonction de la température et de l'épaisseur B de l'éprouvette CT

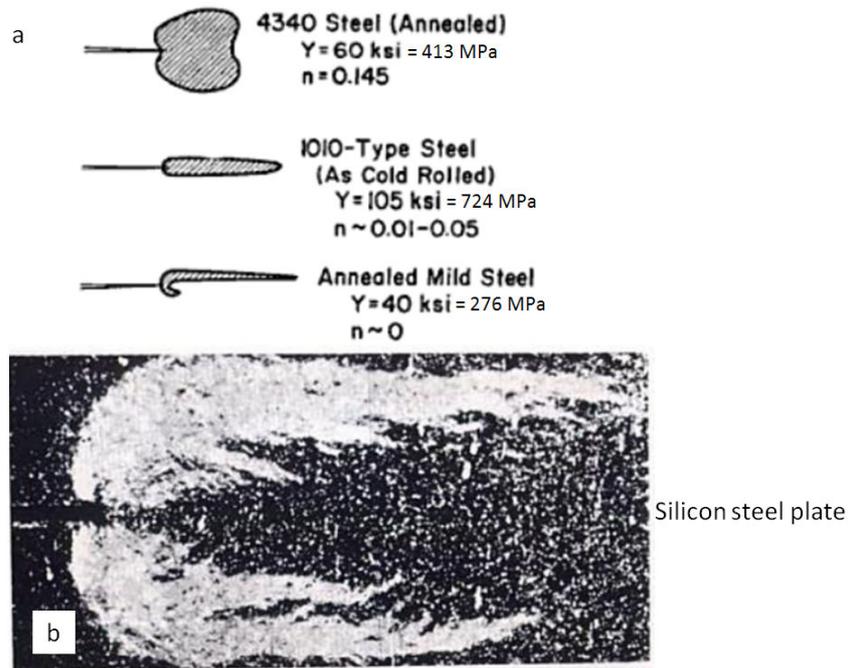


Figure 2.1.b : Formes des zones plastiques en état de contrainte plane pour différents aciers [311], et photographie des zones plastiques (plaque d'acier en lumière oblique) [312]

## 2.2. Effet du chargement

Nous avons déjà vu au chapitre 2 que le branchement apparaît pour des sollicitations à l'amorçage  $K_I$  plus élevées que celles de fissure rectiligne quel que soit l'épaisseur de l'éprouvette CT (figure 2.2.a). Le niveau de chargement élevé accentue l'influence de la zone plastique. L'énergie stockée à l'amorçage est plus importante, ce qui favorise le branchement de fissure.

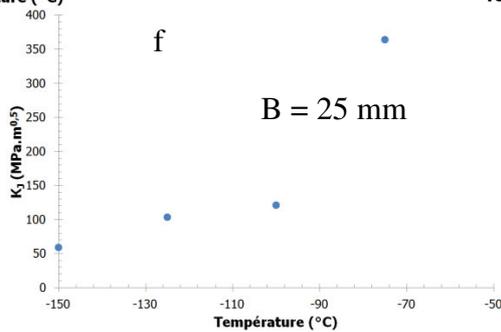
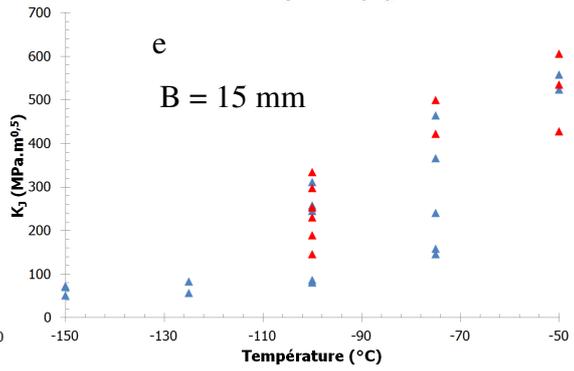
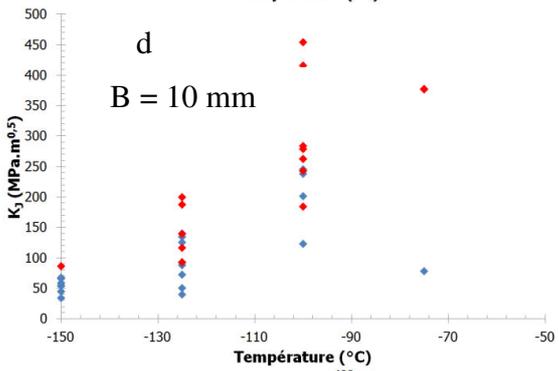
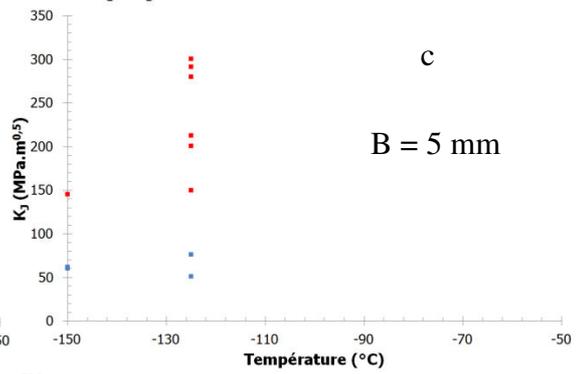
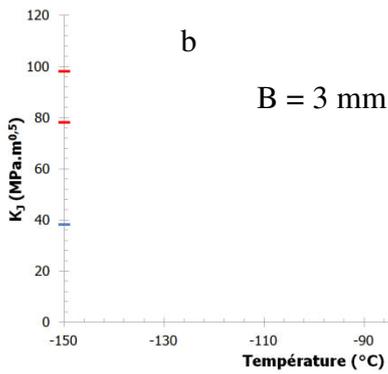
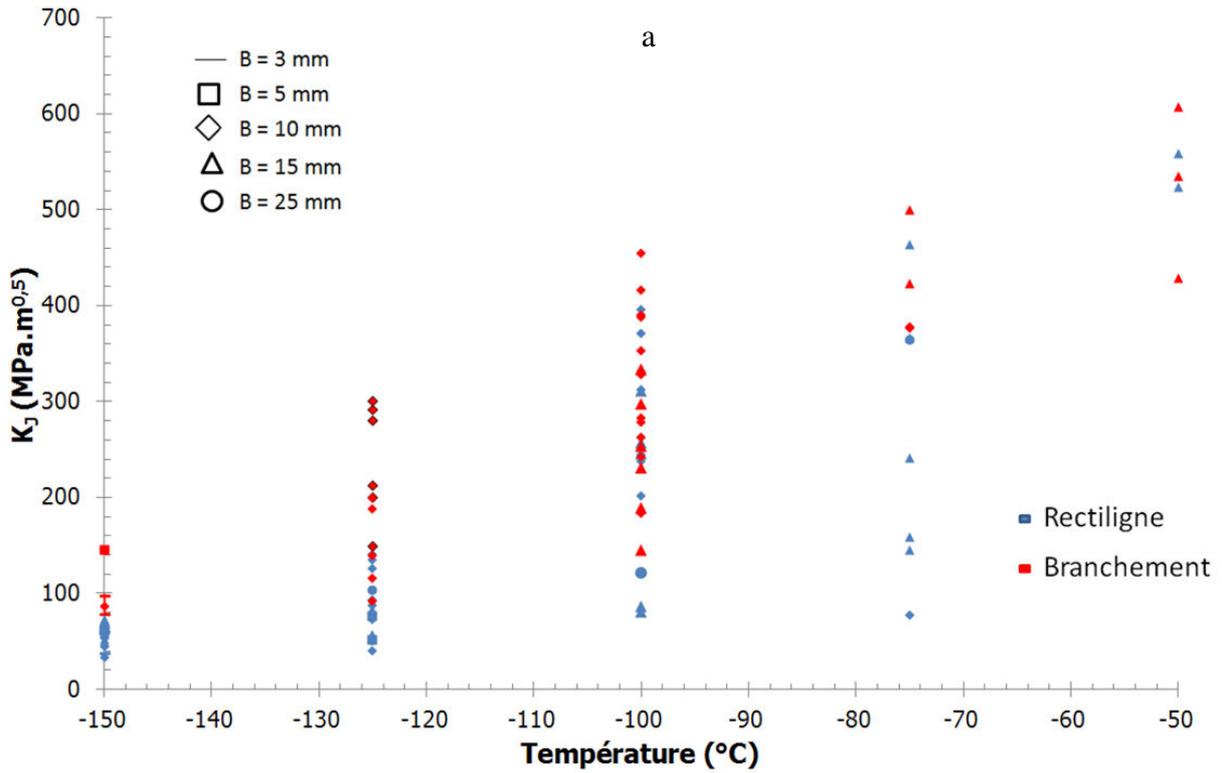


Figure 2.c : Facteurs d'intensité des contraintes à l'amorçage pour toutes les éprouvettes CT (a), les CT avec  $B = 3 \text{ mm}$  (b), les CT avec  $B = 5 \text{ mm}$  (c), les CT avec  $B = 10 \text{ mm}$  (d), les CT avec  $B = 15 \text{ mm}$  (e) et les CT avec  $B = 25 \text{ mm}$  (f)

### 3. Analyse des films

L'analyse des films pour étudier le branchement de fissure a été effectuée sur l'ensemble de la gamme de température des essais entre  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ . Deux essais à  $-150^{\circ}\text{C}$  et  $-100^{\circ}\text{C}$  sont présentés dans la suite de ce chapitre. L'ensemble des analyses est présentée dans l'annexe C.

#### 3.1. Essai sur CT 520ZY à $-150^{\circ}\text{C}$

L'éprouvette CT 520ZY d'épaisseur 3 mm a été étudiée. Les figures V.3.1.a et V.3.1.b montrent respectivement des photographies de l'éprouvette placée dans l'enceinte thermique et les faces filmée et non filmée de la CT. Différents branchements de fissure sont observés. Les différentes images de l'enregistrement de l'essai sont présentées à la figure V.3.1.c. La période entre chaque image est de  $1,9 \mu\text{s}$ . La partie basse de l'éprouvette est observée au MEB.

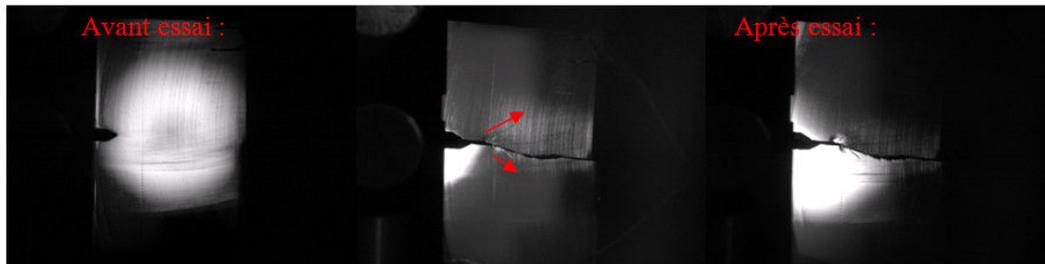


Figure V.3.1.a : Photographies de l'éprouvette CT placée dans l'enceinte thermique

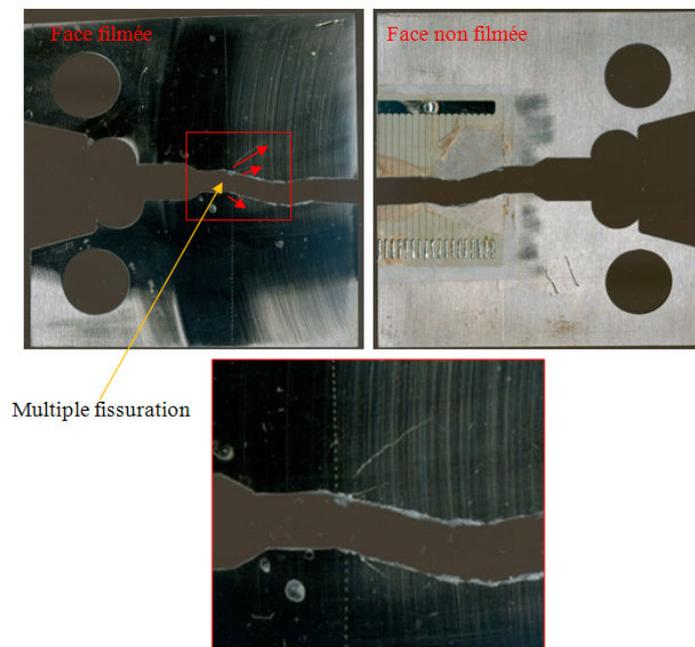
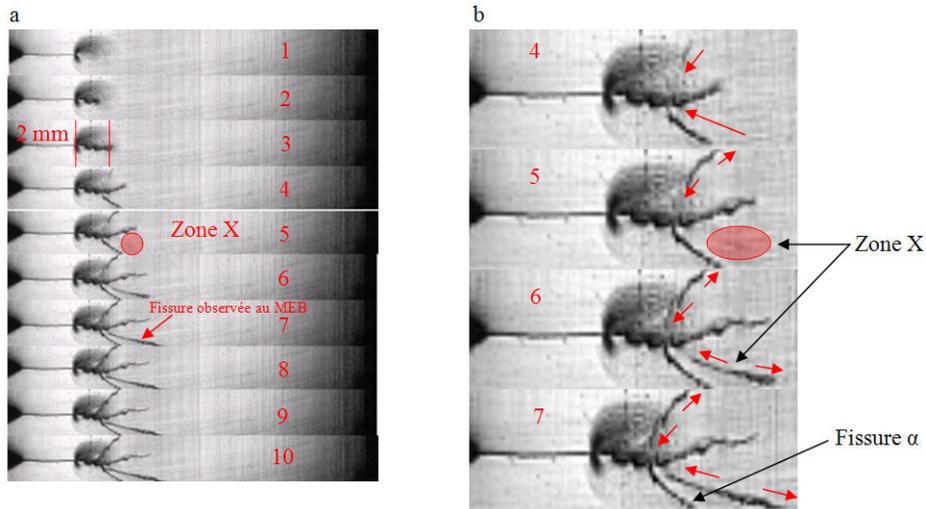


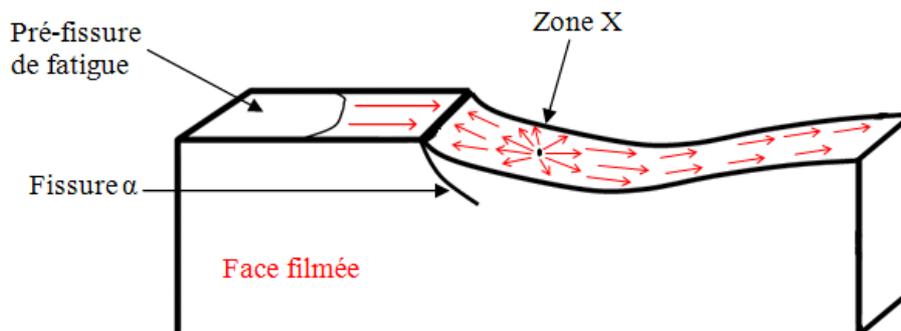
Figure V.3.1.b : Photographies post-fissuration des deux faces de l'éprouvette CT



**Figure V.3.1.c :** Images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520ZY (a) et zoom sur la propagation (b) A partir des enregistrements réalisés avec la caméra d'acquisition ultra-rapide, le scénario de l'essai est le suivant :

1. La fissure de clivage amorce en se propageant rectilignement sur 2 mm (images 1 à 3 de la figure V.3.1.c).
2. Trois fissures apparaissent de part et d'autre de la première fissure sur les images 4 et 5 de la figure V.3.1.c. Ces trois fissures se propagent sur 5 mm.
3. La dernière fissure à apparaître sur l'enregistrement est celle qui traverse complètement l'éprouvette CT (image 6 de la figure V.3.1.c). Cette fissure apparaît au niveau de la zone X (image 6 de la figure V.3.1.c).
4. Il y a amorçage en arrière du front de fissure et le clivage se propage « en arrière » depuis la zone X comme le montrent les images 6 à 10 de la figure V.3.1.c.

La figure V.3.1.d schématise la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage indiquées selon les images de l'enregistrement.



**Figure V.3.1.d :** Partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB

Des observations au MEB, présentées dans la partie suivante, de la zone X ont été réalisées afin d'identifier ou non des sites d'amorçage avec « retour en arrière » de la fissure de clivage.

### 3.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C

Afin de vérifier le scénario présenté dans le paragraphe précédent, une éprouvette plus épaisse et à une température plus élevée est considérée : l'éprouvette CT 520RX-BF d'épaisseur 15 mm testée à -100°C. La figure V.3.2.a montre les faces filmée et non filmée de l'éprouvette CT. La figure V.3.2.b

représente les différentes images de l'enregistrement réalisé à l'aide de la caméra d'acquisition rapide. La période entre chaque image est de 1,9  $\mu$ s. La partie basse de l'éprouvette CT est observée au MEB.

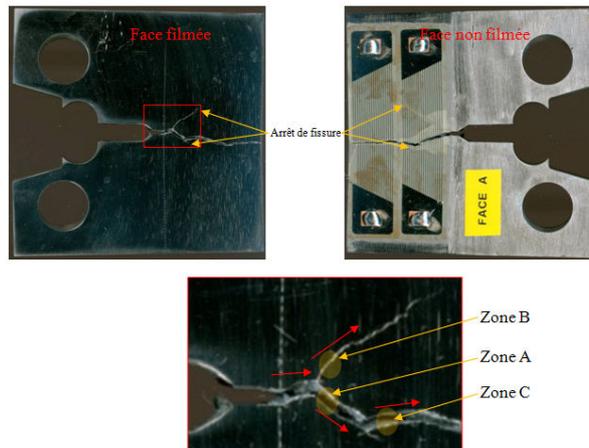


Figure V.3.2.a : Photographies post-fissuration de l'éprouvette CT

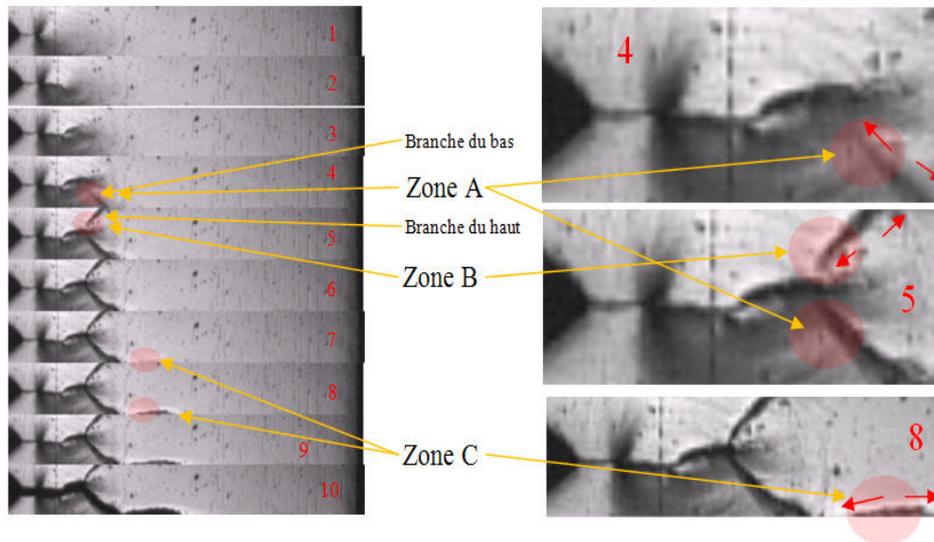


Figure V.3.2.b : Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-BF

Le scénario de l'essai est le suivant :

1. La fissure amorce en se propageant rectilignement (images 1 à 3 de la figure V.3.2.b).
2. Il y a un branchement de la fissure avec un amorçage en arrière de la fissure se propageant au niveau de la zone A (image 4 de la figure V.3.2.b). Cet amorçage en arrière est à l'origine de la « branche du bas » sur l'image 4 de la figure V.3.2.b.
3. Il y a apparition de la « branche du haut » 1,9  $\mu$ s plus tard au niveau de la zone B avec un amorçage en arrière de la fissure. Il y a donc une double fissuration (images 5 et 6 de la figure V.3.2.b).
4. Les fissures du haut et du bas s'arrêtent (figure V.3.2.b).
5. Il y a un amorçage en arrière de la « branche du bas » au niveau de la zone C (images 7 et 8 de la figure V.3.2.b).
6. La « branche du bas » traverse complètement l'éprouvette CT (images 9 et 10 de la figure V.3.2.b).

La figure V.3.2.c schématise la partie basse de l'éprouvette CT avec les directions de clivage identifiées à partir des images de l'enregistrement.

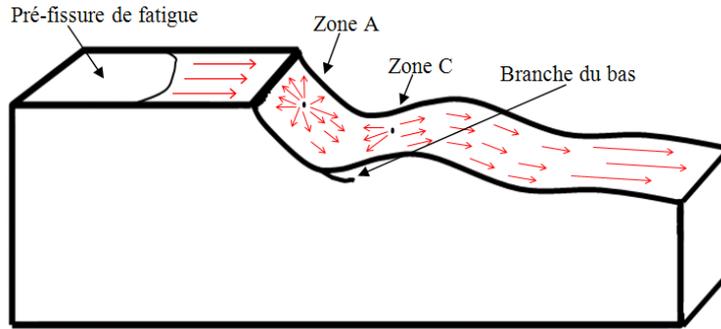


Figure V.3.2.c : Schéma de la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB

### 3.3. Bilan des observations

D'autres éprouvettes CT ont été analysées (cf. annexe C) et confirment les résultats obtenus. Les images des enregistrements réalisés à l'aide de la caméra d'acquisition rapide montrent des amorçages 'en arrière' de la fissure principale en cours de propagation pour des essais à différentes températures (figure V.3.3.a). Le double amorçage de fissure lié à un effet de cisaillement plastique avancé dans les travaux de Prabel [7] pour justifier le branchement de fissure n'est pas validé par les films. Un scénario possible est qu'au cours de la propagation, l'onde de chargement ainsi que le mouvement de la singularité permettent d'activer les germes du clivage. Des observations au MEB des faciès de rupture ont été effectuées pour étudier les orientations locales du clivage afin de confirmer ou non les sens de propagation opposés, filmés par la caméra rapide.

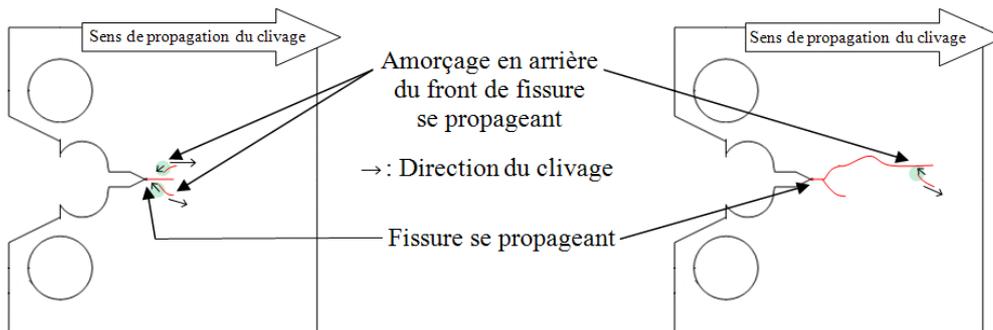


Figure V.3.3.a : Branchement de fissure avec amorçage en arrière du front de fissure se propageant

## 4. Analyse MEB

### 4.1. Essai sur CT 520ZY à -150°C

L'essai 520ZY présente une phase de « retour de clivage » (zone X, figure V.3.1.c). La figure V.4.1.a présente une fractographie générale du début de propagation avec la zone X qui est identifiée.

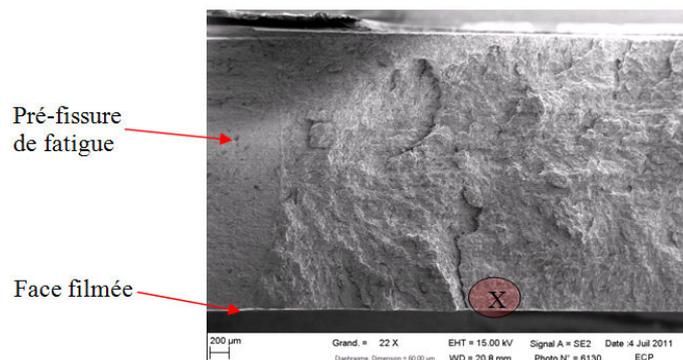


Figure V.4.1.a : Fractographie de l'éprouvette CT 520ZY

Les orientations du clivage dans la zone X sont présentées sur la figure V.4.1.b (flèches noires). La propagation dans le sens opposé au sens de la fissure macroscopique de clivage a été identifiée, ce qui confirme l'enregistrement de la caméra d'acquisition rapide. Au-delà de la zone X, les orientations locales du clivage (flèches rouges) sont dans le sens de l'avancée de la fissure macroscopique.

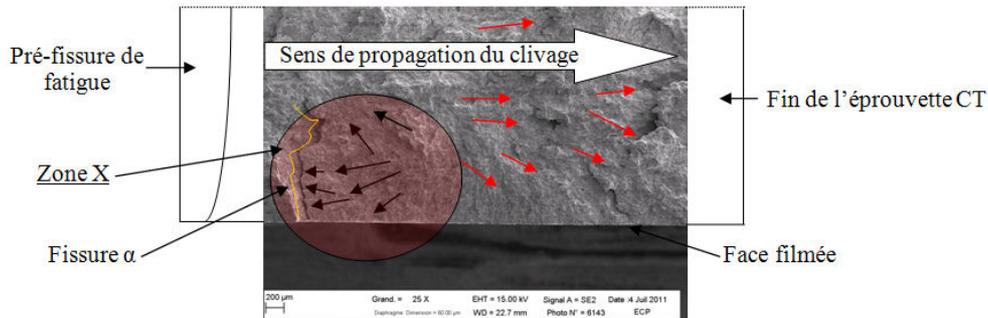


Figure V.4.1.a : Zone X du « retour de clivage »

#### 4.2. Essai sur CT 520RX-BF à -100°C

L'essai 520RX-BF présente deux phases de « retour de clivage » (zones A et C de la figure V.3.2.c). La figure V.4.2.a correspond au faciès de rupture de la zone C. La zone C se distingue aisément car la « branche du bas » qui s'est arrêtée est nettement visible. Les orientations du clivage (flèches) confirment le « retour en arrière » du clivage. Le sens d'orientation local du clivage, indiqué à l'aide de flèches, confirment une orientation opposée à la propagation de la fissure macroscopique.

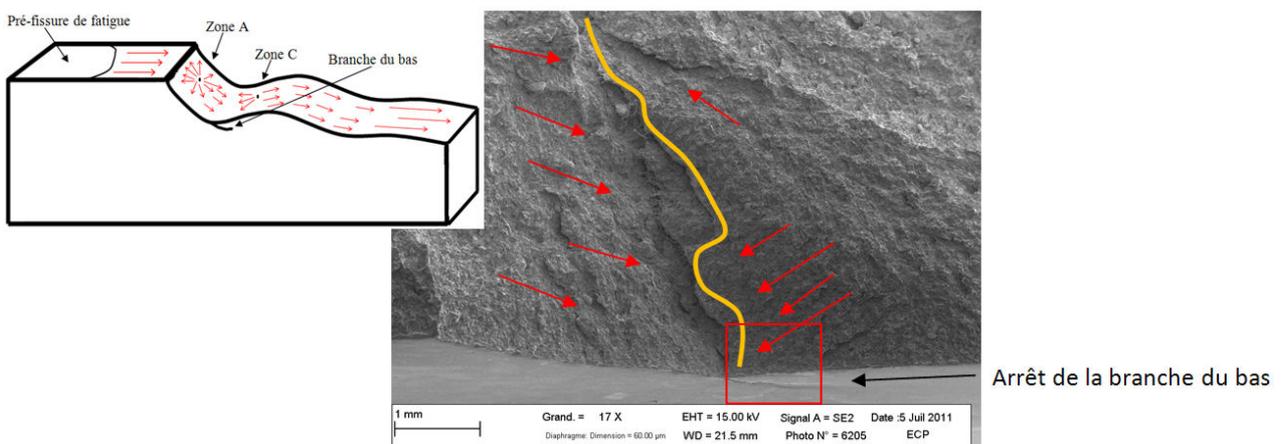


Figure V.4.2.a : Fractographie de la zone C

La figure V.4.2.b zoome plus particulièrement sur la zone C (cadre rouge de la figure V.4.2.a). La figure V.4.2.b.a montre bien des retours de clivage et la figure V.4.2.b.b présente les orientations locales opposées du clivage dans la zone C.

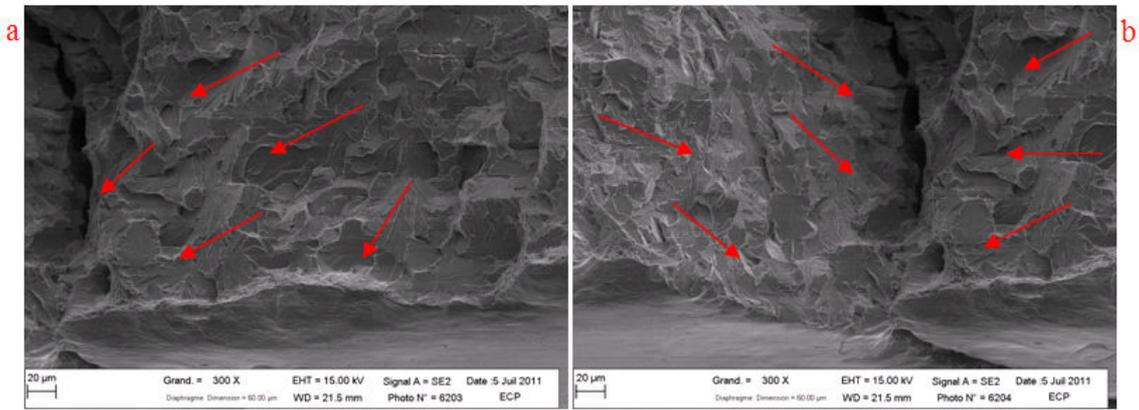


Figure V.4.2.b : Orientations locales du clivage dans la zone C

## 5. Conclusion

Les éprouvettes CT présentent deux types de trajet de fissure, à savoir rectiligne et branché. Les fissures rectilignes apparaissent pour des faibles niveaux de chargement à l'amorçage  $K_I$  alors que le branchement se produit pour des sollicitations à l'amorçage  $K_I$  élevées. L'énergie stockée à l'amorçage plus importante favorise le branchement de fissure. Les zones « fragilisées » par une sollicitation à l'amorçage élevée sont le lieu d'éventuels branchements de fissure.

A  $-150^{\circ}\text{C}$ , 67%, 33% et 11% des éprouvettes CT, respectivement d'épaisseur 3 mm, 5 mm et 10 mm ont présenté du branchement de fissure, alors qu'aucun branchement de fissure ne s'est produit pour des épaisseurs de 15 mm et 25 mm. De même, à  $-125^{\circ}\text{C}$ , 75% et 36% des éprouvettes CT, respectivement d'épaisseur 5 mm et 10 mm ont présenté du branchement de fissure, alors qu'aucun branchement de fissure ne s'est produit pour des épaisseurs de 15 mm et 25 mm. La faible épaisseur des éprouvettes CT conduit à une plastification plus étendue en pointe de fissure qui est propice au branchement de fissure. De plus, une augmentation du branchement de fissure est observée avec la température qui augmente pour une épaisseur donnée, ce qui confirme l'importance de la plasticité qui augmente lorsque la température augmente.

Les modèles d'amorçage du clivage [88, 89, 94-99] décomposent l'amorçage en deux phases. Une première phase, pilotée par la plasticité, de création de micro-défauts qui servent de germes à la rupture. La deuxième phase correspond à la propagation des microfissures de clivage. Un scénario possible pour le branchement de fissure est que des germes du clivage soient créés de part et d'autre de la fissure dans les zones plastiques étendues (état de contrainte plane) [314, 315].

Prabel [7] attribue ce phénomène à un effet de cisaillement plastique à l'amorçage. Cependant, les observations réalisées à l'aide de la caméra d'acquisition rapide montrent d'abord une propagation rectiligne de la fissure, puis en arrière du front de fissure, des fissures s'amorcent puis se propagent. Les branches créées se propagent à la fois dans le sens de propagation macroscopique du clivage ainsi que dans le sens opposé afin de rejoindre la fissure principale. Les observations MEB des différentes zones enregistrées à la caméra confirment des orientations locales du clivage opposées dans ces zones où s'amorcent les branchements. Le scénario envisagé est qu'au cours de la propagation, l'onde de chargement ainsi que le mouvement de la singularité permettent d'activer les germes du clivage en atteignant une contrainte locale suffisante [98, 99]. La multi-fissuration décharge la fissure principale et seules les fissures branchées se propagent. Ce scénario reste cependant à confirmer notamment concernant les conditions de réamorçage des défauts créés dans la zone plastique initiale, en particulier en analysant finement l'évolution de la sollicitation au démarrage de la fissure autour de la pointe.

Ces travaux de thèse n'ont pas pour but de traiter la modélisation numérique du branchement de fissure. Cependant, l'extension du modèle de propagation pour prédire des trajets de fissure complexes est une perspective à explorer afin de traiter les cas de multiple fissuration. En mode I, la modélisation du branchement de fissure nécessite la définition d'un paramètre critique du branchement de fissure tel que  $K_{Ic \text{ branchement}}$  ou  $G_{Ic \text{ branchement}}$  et l'ajout dans le modèle de propagation d'une loi supplémentaire permettant de prédire l'orientation de la fissure tel que le critère du taux de restitution d'énergie maximal [313-315].

# **CONCLUSION ET PERSPECTIVES**



L'objectif de cette thèse est de proposer un critère de propagation et d'arrêt de fissure robuste permettant de prédire la propagation dynamique de fissure de clivage jusqu'à son arrêt en apportant une explication aux micro-mécanismes physiques. Ce travail fait suite à la thèse de Prabel [7] qui a identifié un critère de propagation dépendant de la vitesse de déformation à partir d'une campagne expérimentale menée à  $-125^{\circ}\text{C}$  sur des éprouvettes CT. Ce critère lui a permis d'obtenir de très bons résultats prédictifs pour des essais sur CT et anneaux soumis à un chargement mécanique isotherme ( $-125^{\circ}\text{C}$ ) en modes I et mixte.

Afin de confirmer la forme du critère proposé par Prabel [7] et d'identifier l'effet de la température sur le critère de rupture pour une gamme de température s'étalant de  $-150^{\circ}\text{C}$  à  $-50^{\circ}\text{C}$ , une large campagne expérimentale sur éprouvettes Compact Tension en acier 16MND5 utilisé pour les cuves REP, a été réalisée et présentée au chapitre 2. L'étude du comportement du matériau aux grandes vitesses de déformation ( $10^4 \text{ s}^{-1}$ ) a été effectuée à partir d'essais sur barres d'Hopkinson. Une loi de comportement élasto-viscoplastique de type Cowper-Symonds est proposée afin de reproduire la réponse du matériau aux grandes vitesses de déformation.

Les essais ont été effectués à partir d'éprouvettes CT à épaisseur réduite afin de favoriser un front de fissure rectiligne. En plus de l'utilisation de jauges à brins standard, un protocole optimisé au CEA/LISN utilisant une caméra d'acquisition ultra-rapide a permis d'affiner les mesures de vitesse de propagation dans les zones d'amorçage et d'arrêt de fissure. Des phénomènes d'arrêt-redémarrage ont été observés en fin de propagation, ce qui était jusque-là inenvisageable avec les jauges. Les observations expérimentales mettent en évidence trois phases de propagation. Une phase transitoire juste après l'amorçage, caractérisée essentiellement par une propagation 'multi-directionnelle' issue du site d'amorçage principal du clivage. En surface, des vitesses de propagation apparentes parfois très élevées dans la direction du ligament ont été mesurées. L'apparition en surface d'un front se propageant de façon oblique à la surface observée explique ces hautes valeurs de vitesse ( $> 1200 \text{ m/s}$ ). Lors de cette phase, des sites d'amorçage secondaires peuvent également être observés. Par la suite, un régime établi s'installe. Ce régime est caractérisé par une vitesse de propagation pratiquement constante et assez élevée ( $600 \text{ m/s}$  à  $900 \text{ m/s}$ ). Les observations fractographiques mettent en évidence des bandes de cisaillement parallèles à la direction macroscopique du clivage et des ligaments ductiles laissés en arrière du front de fissure. Plus la vitesse augmente, plus la hauteur des marches de cisaillement et leur pourcentage augmentent. Enfin, il y a la phase d'arrêt de la fissure où l'énergie disponible dans la structure n'est plus suffisante pour maintenir le régime établi. Cela se traduit par un effondrement de la vitesse. Le clivage étant plus difficile, seuls les plans favorablement orientés clivent. Quelque soient la sollicitation à l'amorçage et la température, les hauteurs de marches observées dans cette phase sont constantes, ce qui semble supposer que l'arrêt est piloté par la microstructure (hauteur des marches de l'ordre de deux à trois anciens grains  $\gamma$ ).

Les éprouvettes présentent deux types de trajet de fissure, à savoir rectiligne et branché. Les fissures rectilignes apparaissent pour des faibles niveaux de chargement à l'amorçage  $K_I$  alors que le branchement se produit pour des sollicitations à l'amorçage  $K_I$  élevées. L'énergie stockée à l'amorçage est plus importante, ce qui favorise le branchement de fissure. A  $-150^{\circ}\text{C}$ , 67%, 33% et 11% des éprouvettes CT, respectivement d'épaisseur 3 mm, 5 mm et 10 mm ont présenté du branchement de fissure, alors qu'aucun branchement de fissure ne s'est produit pour des épaisseurs de 15 mm et 25 mm. L'influence de la plasticité en pointe de fissure est manifeste lorsque la température augmente ou lorsque l'épaisseur de l'éprouvette diminue. De plus, le branchement apparaît pour des sollicitations à l'amorçage  $K_I$  plus élevées que celles de fissure rectiligne, ainsi le niveau de chargement élevé accentue l'influence de la zone plastique. Ce même genre d'observation a été faite par Prabel [7] qui

attribue ce phénomène à un effet de cisaillement plastique à l'amorçage. Cependant, les observations réalisées à l'aide de la caméra d'acquisition rapide montrent d'abord une propagation rectiligne de la fissure, puis en arrière du front de fissure, des fissures s'amorcent de part et d'autre de la première fissure puis se propagent. Les branches créées se propagent à la fois dans le sens de propagation macroscopique du clivage ainsi que dans le sens opposé. Les observations MEB des zones enregistrées à la caméra, où s'amorcent les branchements, confirment des orientations locales du clivage opposées. Un scénario possible pour le branchement de fissure est que des germes du clivage soient créés de part et d'autre de la fissure dans les zones plastiques étendues (état de contrainte plane). Puis, le scénario envisagé au cours de la propagation est que l'onde de chargement ainsi que le mouvement de la singularité permettent d'activer les germes du clivage en atteignant une contrainte locale suffisante. La multi-fissuration décharge la fissure principale et seules les fissures branchées se propagent. Ce scénario reste cependant à confirmer notamment concernant les conditions de réamorçage des défauts créés dans la zone plastique initiale, en particulier en analysant finement l'évolution de la sollicitation au démarrage de la fissure autour de la pointe.

Les données expérimentales obtenues pour des trajets de fissure rectiligne (chargement, longueur de fissure, vitesse de propagation) ont servi à l'identification du critère de propagation et d'arrêt de fissure de clivage dans le chapitre 3. La méthode des éléments finis étendus X-FEM a été utilisée dans le logiciel de calcul CAST3M [262] pour simuler la propagation de fissure. Cet outil numérique présente l'avantage d'éviter les opérations de maillage et remaillage de la fissure. Les critères généralement proposés dans la littérature pour modéliser la propagation et l'arrêt de fissure par clivage peuvent être classés en deux catégories. Il y a les approches fondées sur une quantification 'macroscopique' de la sollicitation de la fissure, en utilisant généralement un facteur d'intensité des contraintes, et intégrant différents aspects (vitesse de propagation, impact des ligaments en arrière du front de fissure, ...) et les approches locales de type RKR, où une contrainte critique de rupture est considérée à une distance donnée du front de fissure. Des simulations en 2D (déformation plane) et en 3D, pour étudier l'impact des hypothèses de calcul, à vitesse de propagation imposée ont été réalisées sur les éprouvettes CT présentant un trajet de fissure rectiligne. Une méthode de détermination d'un critère de propagation reposant sur une approche locale de type RKR a été mise en œuvre pour obtenir la contrainte principale et la vitesse de déformation plastique équivalente en pointe de fissure à partir de ces simulations numériques. L'ensemble des nuages de points constitués de ces contraintes et vitesses de déformation plastique équivalente montre une dépendance de la contrainte critique de clivage à la vitesse de déformation, ce qui confirme les résultats de Prabel [7] obtenus à  $-125^{\circ}\text{C}$ , et un faible effet de la température sur cette dépendance. La comparaison 2D-3D montre des résultats en bon accord. Le critère identifié est la courbe enveloppe minimale de l'ensemble des essais modélisés. La contrainte critique est une fonction puissance de la vitesse de déformation plastique équivalente et est considérée comme indépendante de la température.

Le critère ainsi identifié a ensuite été éprouvé en réalisant des simulations prédictives sur des éprouvettes CT à différentes températures et sur anneau en mode I à  $-125^{\circ}\text{C}$ . Les simulations prédictives sur éprouvette CT donnent globalement de bons résultats sur les trois phases du clivage, à savoir la phase transitoire de l'amorçage, le régime établi de propagation et la phase d'arrêt. Un point important qui a été vérifié est que l'algorithme de calcul couplé au critère permet de prédire des cinétiques de fissuration correctes à l'amorçage. Par contre, les courbes des avancées de fissure en fonction du temps prédites présentent différents paliers marquant des séquences d'arrêt-re-démarrage significatives au cours de la propagation de fissure. Ces différents paliers s'expliquent par des problèmes de convergence numérique liés à la tolérance imposée pour atteindre le critère en contrainte critique. Cela montre l'importance à apporter au critère de convergence de l'algorithme et donc de ne pas prendre une tolérance trop sévère sur l'atteinte du critère afin d'éviter des arrêts numériques trop fréquents. Afin de valider la transférabilité du critère, des simulations prédictives d'essais sur anneau

en compression en mode I à  $-125^{\circ}\text{C}$  ont été menées. Les vitesses de propagation et les longueurs de fissure à l'arrêt prédites sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. De plus, les vitesses initiales prédites sont correctes par rapport aux expériences. Les modélisations prédictives réalisées dans le cadre de cette étude montrent que la qualité des résultats dépend en particulier du critère de convergence de l'algorithme.

Le critère établi permet de rendre compte des deux micro-mécanismes principaux supposés intervenir au cours de la propagation de fissure par clivage. Le premier mécanisme concerne la séparation des plans de clivage qui est pilotée par l'atteinte d'une contrainte critique. Ce phénomène se produit aux faibles vitesses de déformation. Des études ont caractérisé cette étape à l'aide d'une ténacité de clivage pur  $K_{\text{clivage}}$  et de contrainte locale critique  $\sigma_c$ . Le deuxième mécanisme pris en compte par le critère est la rupture ductile des ligaments et ponts de matière laissés en arrière du front de fissure. Des éprouvettes CT ont rompu entièrement sans séparation distincte des deux parties de l'éprouvette CT. L'effet de la viscosité intervient dans la mesure où la résistance des ligaments augmente avec la vitesse de déformation avant d'atteindre la déformation à rupture en obéissant à la loi de comportement élasto-viscoplastique identifiée. En reprenant le principe de superposition des contraintes nécessaires à la propagation en clivage « pur » et des contraintes de fermeture associées aux ligaments pour caractériser l'ensemble de la propagation de fissure de clivage, nous avons déterminé un critère local en contrainte de type RKR à une distance donnée  $\lambda$  de la pointe de fissure  $\sigma_c^{\text{total}}(\lambda)$  permettant de reproduire l'évolution du critère en contrainte critique avec la vitesse de déformation obtenue par les modélisations numériques à vitesse de propagation imposée. Pour cela, nous avons pris une distance  $d$  constante sur laquelle on observe des ligaments en arrière du front à partir de la déformation à rupture en cisaillement supposée constante et en évaluant la fraction surfacique réelle des ligaments à partir d'observations micrographiques. Nous avons considéré la vitesse de déformation et la contrainte de cisaillement moyennes dans les ligaments à partir de la cinétique d'ouverture des lèvres de la fissure.

De nombreux points ont été soulevés lors de ces travaux mais n'ont pas pu être investigués. Notamment, concernant le critère de propagation, un modèle analytique a été proposé. Certains paramètres de ce modèle ont été estimés grossièrement et une analyse plus fine de certaines données permettrait de les préciser :

- La résistance des ligaments est représentée par un réseau d'éprouvettes de traction. La rupture par cisaillement est introduite en corrigeant la contrainte de traction par la contrainte de cisaillement conduisant à la même contrainte équivalente au sens de Von Mises. Une analyse numérique plus fine peut être entreprise pour estimer réellement l'impact de la résistance des ligaments sollicités en cisaillement sur la sollicitation devant la pointe de fissure. Ceci peut être réalisé par exemple en considérant un volume élémentaire contenant une fissure principale avec plusieurs ligaments entre les lèvres de la fissure, modélisés de telles manières à ce qu'ils travaillent en traction ou en cisaillement.
- Dans le modèle, il apparaît que la vitesse de déformation contrôlant l'effet de la viscosité est celle dans les ligaments et non celle devant la pointe de fissure. Ceci pose plusieurs questions : comment établir un lien correct entre ces deux vitesses de déformation sachant que seule la déformation devant la pointe de fissure est accessible par le calcul numérique. Les vitesses estimées dans les ligaments par une approche ingénieur s'avèrent très élevées, bien supérieures aux vitesses caractérisées par les essais sur barre d'Hopkinson. L'extrapolation des lois de comportement reste également une hypothèse à investiguer.
- Enfin, la fraction volumique des ligaments est un dernier élément important à maîtriser pour pouvoir considérer le modèle analytique de manière quantitative. Ceci passe en particulier par l'observation de tranche d'éprouvettes CT après essai afin de quantifier cette densité, et l'évaluation de l'influence réelle de la température et de la vitesse de la sollicitation.

Nous avons également vu que les simulations étaient relativement délicates à mettre en œuvre avec un possible impact du choix du critère de convergence. Dans cette étude, nous avons repris les hypothèses considérées par Prabel [7] et pour d'autres études au sein du laboratoire. La robustesse de l'algorithme de modélisation avec propagation reste cependant à investiguer, afin de mieux maîtriser l'impact des différents paramètres devant être fixés, comme l'incrément de temps ou/et l'avancée de fissure ainsi que le critère de convergence. L'identification du critère a conduit à des résultats présentant une dispersion assez importante dans le diagramme contrainte-vitesse de déformation, qui pourrait être expliquée en partie par des paramètres non optimisés. De plus, le choix d'un critère basé sur une courbe minimale enveloppe peut également avoir un impact sur les modélisations, et pourrait expliquer les cas où la vitesse de propagation est surestimée. Une courbe moyenne du critère pourrait également être considérée.

Par ailleurs, il faut rappeler que l'application pratique de ce critère vise l'analyse de la propagation de fissure sous choc thermique, c'est-à-dire dans un milieu présentant une variation de température au cours de l'avancée de fissure. Ce dernier aspect n'a pas pu être traité au cours de cette thèse mais sera indéniablement un point à investiguer dans un futur proche avec la réalisation d'essais sur anneaux en acier ferritique sur choc thermique (essais CRITER présentés dans la bibliographie de ce mémoire).

Enfin, l'analyse des phénomènes de branchement et de réamorçage des fissures en propagation n'a pu seulement être qu'abordée. Une analyse plus complète pour examiner les influences respectives de la zone plastique à l'amorçage [316], d'un chargement minimum à l'amorçage [315], ou bien s'il est nécessaire de considérer la dynamique entière de la propagation et la possibilité de réamorçages successifs le long du front principal de fissuration.

# ANNEXES



## **Annexe A : Modèles probabilistes utilisés pour la description du clivage**

<b>A.1. Modèle de Bordet et al .....</b>	<b>183</b>
<b>A.2. Modèle de Margolin et al.....</b>	<b>185</b>
<b>A.3. Modèle de Hohe et al.....</b>	<b>186</b>



## **Annexe A : Modèles probabilistes utilisés pour la description du clivage**

Après le modèle de Beremin, des modèles se sont développés afin de mieux décrire les étapes du clivage. Ces modèles sont abordés dans cette annexe.

### A.1. Modèle de Bordet et al

Le principe de l'approche locale de Beremin est de supposer que les paramètres de Weibull  $m$  et  $\sigma_{1c}$  sont des paramètres matériaux indépendants du chargement et du confinement dans la mesure où le phénomène de rupture est contrôlé par un critère en contrainte critique [A1-A3]. Une fois caractérisés sur une géométrie d'éprouvette donnée, les paramètres de Weibull doivent être transférables à d'autres géométries. Or, des études ont montré que différentes valeurs de  $m$  sont obtenues pour le même matériau selon la géométrie de l'éprouvette fissurée, la température ou le chargement appliqué [A4-A6].

La philosophie du modèle de Bordet et al [A7, A8] est de distinguer deux étapes nécessaires à la rupture par clivage, à savoir l'initiation et la propagation du clivage. Selon les auteurs de l'étude, l'initiation n'est pas correctement décrite par le modèle de Beremin qui considère qu'il y a nucléation de germes de clivage dès l'apparition de la plasticité et ces microfissures restent actives durant toute l'histoire du chargement. Le modèle de Bordet et al consiste à prendre en compte la nocivité ou non des germes du clivage du fait de l'émoussement des microfissures avant la rupture fragile. Comme pour le modèle de Beremin, des microfissures se créent à partir de particules fragiles (inclusions non métalliques, carbures) sous l'action de la plasticité. Ces germes se propagent dans la matrice ferritique environnante lorsque la contrainte locale excède une valeur critique. La théorie du maillon le plus faible est toujours de rigueur dans ce modèle. La probabilité de rupture par clivage  $P_r$  est donnée par (A.1).

$$P_r = P_{\text{nucléation}} \times P_{\text{propagation}} \quad (\text{A.1})$$

Plusieurs études montrent que la rupture de particules de seconde phase, telle que des carbures, est associée à une augmentation de la déformation plastique et une diminution de la température [A9-A12]. Brindley [A11] et Gurland [A13] mettent en évidence une relation de proportionnalité entre le nombre de carbures rompus et la déformation plastique pour des aciers. Lindley et al [A12] montrent le même phénomène jusqu'à une valeur limite de déformation plastique, à partir de laquelle il y a une diminution du taux de nucléation. Par ailleurs, une étude montre une linéarité entre la densité surfacique de défauts et la déformation plastique [A10]. Cependant, l'atteinte de grandes valeurs de déformations plastiques entraîne de grandes valeurs de contraintes d'écoulement. Le nombre de germes du clivage devrait donc augmenter plus fortement pour de fortes valeurs de déformation plastique. Ainsi, la probabilité qu'une particule rompue soit à l'origine de la propagation d'une fissure de clivage doit augmenter. La linéarité qui subsiste suggère une faible influence du niveau des contraintes locales sur le mécanisme de nucléation. De plus, cela suggère que le paramètre contrôlant la propagation de fissure à partir de germes de clivage est lié à l'atteinte d'une valeur critique de contrainte locale permettant la rupture des particules. Les auteurs montrent que l'évolution de la densité surfacique de microfissures en fonction de la limite d'élasticité est linéaire [A10], ce qui leur permet d'affirmer que pour un incrément donné de déformation plastique, la probabilité de propagation d'un germe de clivage est proportionnelle à la limite d'élasticité. Cependant, à la vue de l'évolution de la densité surfacique de microfissures en fonction de la limite d'élasticité, pour une augmentation de déformation plastique, la probabilité de nucléation est certes reliée à la limite élastique mais il semble exister une limite d'élasticité seuil en dessous de laquelle la densité de micro-défaut est nulle.

Le modèle de Bordet et al [A7, A8] suppose que les deux phénomènes de nucléation et propagation sont simultanés. En considérant les carbures comme des particules plus rigides, la rupture d'un carbure est un événement dynamique s'accompagnant de la libération d'énergie élastique dans la matrice ferritique environnante. Cette énergie, disponible immédiatement, peut être suffisante pour faire se propager dans le grain environnant une fissure de clivage [A12]. En effet, si la microfissure a une taille critique et que la contrainte locale est suffisante, il y a propagation de la fissure de clivage. Sinon, la microfissure s'arrête et s'émousse à cause de la plasticité. La probabilité de propagation est faible et dépend notamment de la taille et de l'orientation des particules secondaires [A9]. La contrainte critique de rupture d'un carbure est considérée comme indépendante de la température (pour  $T < 300^\circ\text{C}$ ) et est constante. Une même quantité d'énergie de déformation élastique est alors libérée [A14, A15]. Cela signifie que plus la température augmente (sur le palier fragile des aciers ferritiques), plus la déformation plastique augmente avant d'atteindre la contrainte critique de clivage du carbure qui est considérée comme constante.

En accord avec les résultats expérimentaux précédents, la probabilité de nucléation de germes de clivage (A.2) est proportionnelle à la limite d'élasticité  $\sigma_y(T, \dot{\varepsilon}_p)$  et au nombre de particule susceptible d'amorcer le clivage  $N_{\text{non nucléés}}(\varepsilon_p)$ .

$$P_{\text{nucléation}} \propto N \int (\varepsilon_p) \sigma_y(T, \dot{\varepsilon}_p) d\varepsilon_p \quad (\text{A.2})$$

où  $\varepsilon_p$  est la déformation plastique équivalente et  $\dot{\varepsilon}_p$  est la vitesse de déformation plastique équivalente.

L'évolution du nombre de particule encore disponible s'exprime selon la relation (A.3).

où  $\sigma_{y,0}$  est la limite d'élasticité à une température de référence  $T_0$  et  $\varepsilon_{p,0}$  est une déformation plastique caractéristique.

La probabilité de propagation, analogue à celle du modèle de Beremin, fait cependant intervenir une contrainte seuil  $\sigma_{th}$  en dessous de laquelle il n'y a pas de propagation (A.4).

$$P_{\text{propagation}}(\sigma_I) = 0 \quad \text{si } \sigma < \sigma_{th}$$

$$P_{\text{propagation}}(\sigma_I) = \left( \left( \frac{\sigma_I}{\sigma_u} \right)^m - \left( \frac{\sigma_{th}}{\sigma_u} \right)^m \right) \quad \text{si } \sigma \geq \sigma_{th} \quad (\text{A.4}) \text{ avec } m \text{ et } \sigma_u \text{ des constantes matériaux.}$$

La probabilité de rupture, dans une gamme de déformation plastique  $[0; \varepsilon_{p,u}]$ , s'exprime finalement :

$$P_r = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_w^*}{\sigma_u^*} \right)^m \right] \quad (\text{A.5})$$

$$\text{avec } \sigma_w^* = \left[ \int_{V_p} \left( \int_0^{\varepsilon_{p,u}} \frac{\sigma_y(T, \dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{y,0}} (\sigma_I^m - \sigma_{th}^m) d\varepsilon_p \right) \frac{dV}{V_0} \right]^{1/m} \quad (\text{A.6})$$

En appliquant ce modèle sur un acier de construction offshore (grade 450EMZ), Bordet et al [94] montrent que la probabilité de rupture d'éprouvettes SENB est correcte par rapport aux résultats expérimentaux pour des températures comprises entre  $-196^\circ\text{C}$  et  $-130^\circ\text{C}$ . Dès que la rupture associe clivage et déchirure ductile, le modèle perd sa robustesse (figure A.1.a). Il est à noter que la contrainte seuil choisie  $[(\sigma)_{th} = 1570 \text{ MPa}]$  influe beaucoup sur le paramètre  $m$ .

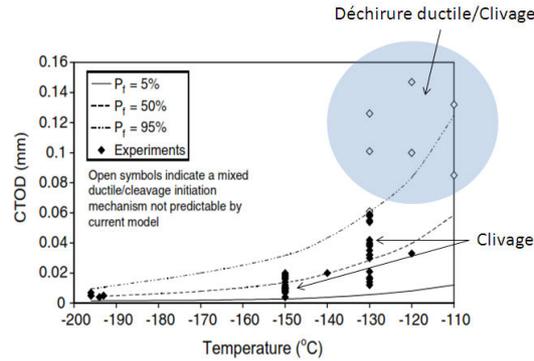


Figure A.1.a : Comparaison des valeurs de CTOD expérimentales et prédites par le modèle [A7]

Le modèle de Bordet et al présente l'avantage de mieux appréhender la phase de nucléation du clivage. Cependant, ce modèle est fondé sur une évolution linéaire de la densité de micro-défauts avec la déformation plastique qui est discutable dans la mesure où différents germes de clivage existent et sont actifs à partir de déformations plastiques critiques différentes. Par ailleurs, les auteurs considèrent qu'un micro-défaut est actif pour le clivage uniquement à sa création et il perd sa nocivité suite à son érousement avec la déformation plastique. Cet aspect n'est pas justifié physiquement dans leur approche. Enfin, le dernier inconvénient du modèle repose sur le nombre de paramètres à identifier ( $\sigma_u^*$ ,  $m$ ,  $\sigma_{y,0}$ ,  $\sigma_{th}$ ,  $V_0$ ) qui pose des difficultés pour la transférabilité du modèle.

### A.2. Modèle de Margolin et al

De même que le modèle de Bordet et al, Margolin et al proposent un modèle probabiliste qui cherche à tenir compte des phases de nucléation et de propagation de fissure de clivage [A16, A17]. Ce modèle repose sur la théorie du maillon le plus faible et sur un critère en contrainte locale du clivage. La germination du clivage s'explique par l'instabilité d'un empilement de dislocations sur une barrière microstructurale. Les auteurs suggèrent que la nucléation se produit sous l'effet conjugué de la contrainte locale liée à l'empilement de dislocations et de la contrainte principale maximale [A17, A18]. Le critère de germination s'écrit sous la forme :

$$\sigma_I + \sigma_{local} \geq \sigma_d \quad (A.7)$$

$$\sigma_I + m_T(T)m_\varepsilon(\varepsilon_p)(\sigma_{eq} - \sigma_y) \geq \sigma_d \quad (A.8)$$

où  $\sigma_I$  est la contrainte principale maximale,  $\sigma_{local}$  est la contrainte locale normale maximale en pointe de l'empilement de dislocations,  $m_T$  et  $m_\varepsilon$  sont des coefficients de concentration de contrainte liés à la géométrie de l'empilement de dislocations qui sont respectivement fonctions de la température et de la déformation plastique,  $\sigma_{eq}$  est la contrainte équivalente et  $\sigma_d$  est la contrainte nécessaire à la nucléation.

Finalement, le critère de nucléation se compose d'une étape critique de germination de micro-défauts contrôlée par  $\sigma_{local}$  et d'une étape critique de propagation au sein d'une entité microstructurale pilotée par  $\sigma_I$ . Margolin et al tiennent compte de la probabilité de nucléation  $P_{nuc}$  de la rupture fragile à l'aide d'une distribution de Weibull pour  $\sigma_d$  avec  $\eta$ ,  $\bar{\sigma}_d$  et  $\sigma_{d0}$  comme paramètres. Ce modèle fait intervenir une contrainte seuil  $\sigma_{d0}$  assimilée à la valeur minimum nécessaire à la rupture de carbure.

La propagation de la fissure de clivage associée au franchissement de barrières microstructurales est contrôlée par l'atteinte d'une contrainte critique  $S_c$  fonction de la déformation plastique cumulée  $\varepsilon_p$

(A.10).  $S_\epsilon$  est une fonction croissante de la déformation plastique et est considérée comme indépendante de la température, de la vitesse de déformation et du taux de triaxialité des contraintes [A16, A19, A20]. La formulation (A.11) a été choisie pour décrire correctement l'augmentation de  $S_\epsilon$  avec la déformation plastique.

$$\sigma_I \geq S_\epsilon(\epsilon_p) \quad (A.10) \quad \text{avec} \quad S_\epsilon(\epsilon_p) = \left[ D_1 + D_2 \exp\left(-A_d \int d\epsilon_{\text{éq}}^p\right) \right]^{-1/2} \quad (A.11)$$

où  $D_1$ ,  $D_2$  et  $A_d$  sont des constantes du matériau et  $\epsilon_{\text{éq}}^p$  est la déformation plastique équivalente.

La probabilité de propagation associée est :

$$P_{prop} = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma_{prop}}{\tilde{\sigma}_C}\right)^\eta\right] \quad (A.12)$$

$$\sigma_{prop} = \sigma_I \sqrt{1 + \left(D_2/D_1\right) \cdot \exp\left(-A_d \int d\epsilon_{\text{éq}}^p\right)}$$

avec  $\tilde{\sigma}_C$  une constante et

Margolin et al [A21] appliquent ce modèle pour la prédiction de la probabilité de rupture sur des éprouvettes CT en acier 3Cr-Ni-Mo-V. Les auteurs déterminent les différents paramètres :  $A_d = 3.01$ ,  $D_1 = 2.47 \times 10^{-7} \text{ MPa}^{-2}$ ,  $D_2 = 2.49 \times 10^{-7} \text{ MPa}^{-2}$  et  $\sigma_{d0} = 1350 \text{ MPa}$ . Leur modèle est en bon accord avec les résultats expérimentaux (figure A.2.a).

L'inconvénient principal du modèle de Margelin et al réside dans le nombre important de paramètres à identifier ( $D_1, D_2, \sigma_{d0}, A_d, \tilde{\sigma}_C, \tilde{\sigma}_{dI}$ ) qui ont un impact direct sur les prédictions du modèle. De plus, les germes du clivage considérés dans le modèle sont un empilement de dislocations au niveau d'une barrière microstructurale ce qui constitue une hypothèse restrictive par rapports aux possibles initiateurs de clivage (carbure, sulfure, nitrure, ...).

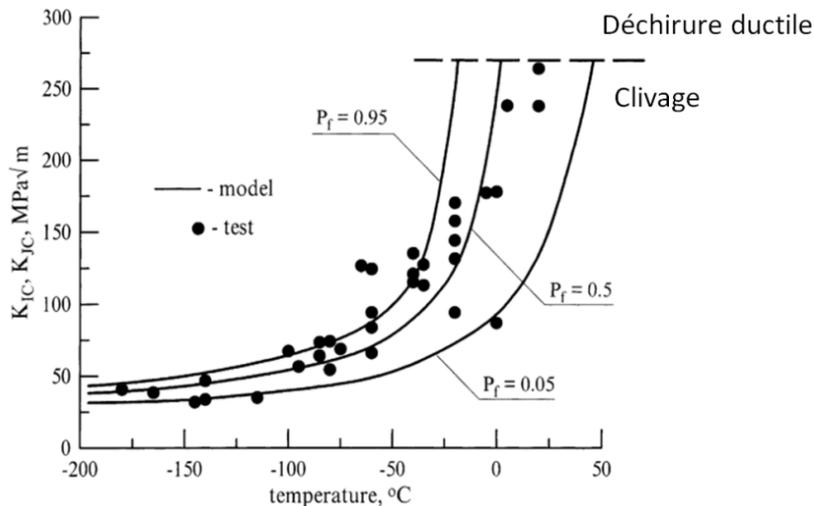


Figure A.2.a : Evolution de la ténacité avec la température pour des éprouvettes CT en 3Cr-Ni-Mo-V [A21]

Les fondements de cette approche sont à la base des Unified Curves qui permettent une description aussi précise que les Master Curves de l'évolution de la ténacité avec la température [A22-A26]. Cependant l'approche Master Curve est plus facile à mettre en place.

### A.3. Modèle de Hohe et al

Hohe et al ont étudié plus particulièrement l'étape de nucléation de défauts de clivage au travers d'une campagne expérimentale menée sur un acier de cuve 22Ni-Mo-Cr3-7 [A27, A28]. Différentes géométries d'éprouvettes ont été testées (CT, CCT, SEB, CRB et MT) avec différents états de contraintes en pointe de fissure. Ils montrent que la déformation plastique cumulée  $\varepsilon_e^{pl}$  et le taux de triaxialité des contraintes  $h$  sont couplés et non indépendant pour permettre la nucléation de microfissures. Ils considèrent que la probabilité de nucléation augmente lorsque la distance d'un point  $(h, \ln \varepsilon_e^{pl})$ , matérialisant l'état mécanique, à la courbe de rupture diminue (figure A.3.a).

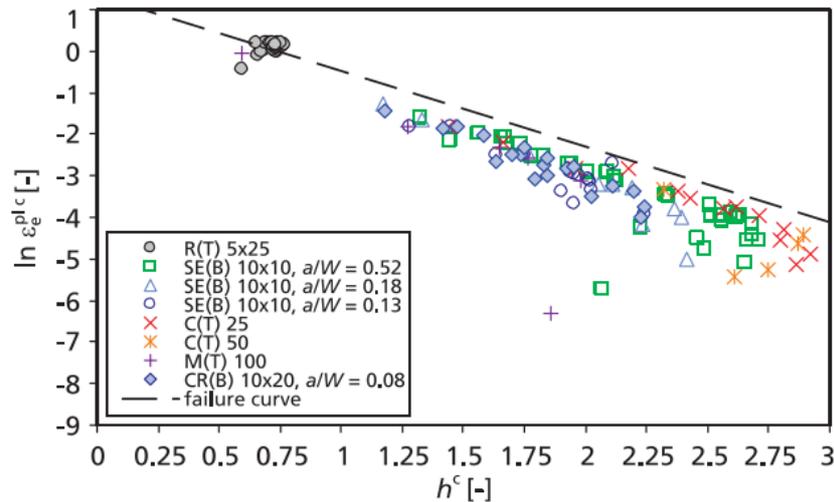


Figure A.3.a : Relation entre la déformation plastique et le taux de triaxialité : états à rupture [A28]

Les auteurs définissent la probabilité de rupture selon la formule (A.13).

$$P_f = 1 - e^{-\int dP_f} \quad (A.13) \quad \text{avec} \quad dP_f = F_{nucl}(\varepsilon^{pl}, h) F_{propa}(\sigma_I) dV \quad (A.14)$$

où  $F_{nucl}$  et  $F_{propa}$  définissent respectivement les probabilités de nucléation et de propagation du clivage [A29, A30]. En se fondant soit sur une loi puissance (modèle de Beremin et al [A31]), soit sur une loi exponentielle (modèle de Faleskog et al [A32]), pour caractériser la distribution en taille des défauts,  $F_{propa}$  peut s'écrire :

$$F_{propa} = \left\{ \left[ \left( \frac{\sigma_I l}{\sigma_{1u}} \right)^m - \left( \frac{\sigma_{th} h}{\sigma_{1u}} \right)^m \right] \text{distribution en loi puissance} @ e^{\left( - \left( \frac{\sigma_{1u}}{\sigma_{1l}} \right)^2 \right)} - e^{\left( - \left( \frac{\sigma_{1u}}{\sigma_{1t}} \right)^2 \right)} \right\}$$

où  $\sigma_u$ ,  $\sigma_{th}$  et  $m$  sont des paramètres matériau.

La probabilité de nucléation  $F_{nucl}$  est :

$$F_{nucl} = C_2 e^{-C_1 h \varepsilon_e^{pl}} \quad (A.16) \quad \text{où } C_1 \text{ et } C_2 \text{ sont des paramètres matériau.}$$

Les auteurs choisissent  $C_1 = -1.5 \text{ mm}^{-2}$ ,  $C_2 = 392$ ,  $\sigma_u = 1500 \text{ MPa}$  et  $\sigma_{th} = 1620 \text{ MPa}$ . La figure A.3.a présente les résultats obtenus avec ce modèle et d'autres modèles pour différents types d'éprouvettes (SEB, CT et CRB). D'une manière générale, le modèle de Beremin surestime la pente des courbes  $P_f(K_I)$  et il y a un écart plus important entre le modèle de Beremin et les résultats expérimentaux (figure 27a). Les modèles de Bordet et al, Stöck et al [A33] et Faleskog et al tiennent aussi compte de l'effet de la déformation plastique sur la nucléation du clivage. Ces modèles donnent de bons résultats même si celui de Faleskog et al surestiment la probabilité de rupture de 10 à 15 %. Le modèle de Hohe et al donnent également de bonnes approximations des résultats expérimentaux, particulièrement sur la figure 27b.

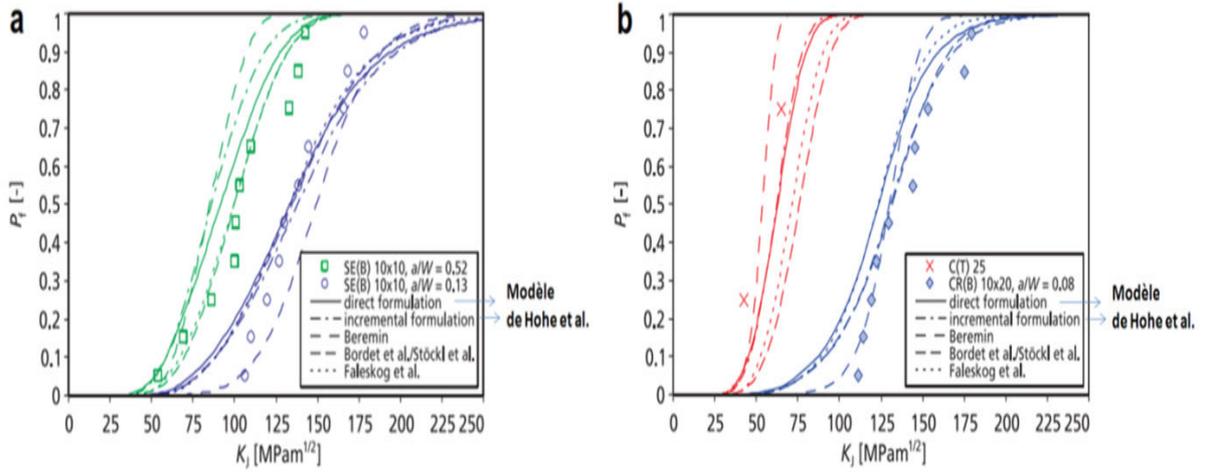


Figure A.3.a : Comparaisons de différents modèles [A28]

- [A-1] Orowan E, Fracture and strength of solids, Rep. Prog. Phys., Vol. 12, p185, 1948.
- [A-2] Knott JF, Some effects of hydrostatic tension on the fracture behaviour of mild steel, Jour. Iron Steel Inst; pp. 104-111, 1966.
- [A-3] Griffith JR, Owen DRJ, An elastic-plastic stress analysis for a notched bar in plane strain bending, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol.19, pp. 419-431, 1971.
- [A-4] Wiesner CS, Goldthorpe MR, The effect of temperature and specimen geometry on the parameters of the 'Local Approach' to cleavage fracture, pp.295-302, 1996.
- [A-5] Bordet SR, Karstensen AD, Wiesner CS, Knowles DM, Effects of plastic strain on cleavage fracture predictions in steel, Advances in Fracture Research, 2001.
- [A-6] Bordet SR, Karstensen AD, Wiesner CS, Knowles DM, The Local Approach in structural integrity assessments: transforming its potential into an engineering tool, Engineering Structural Integrity Assessment: Needs and Provision, pp. 253-60, 2002.
- [A-7] Bordet SR, Karstensen AD, Knowles DM, Wiesner CS, A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part I : model presentation, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 72, pp. 435-452, 2005.
- [A-8] Bordet SR, Karstensen AD, Knowles DM, Wiesner CS, A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part II : application to an offshore structural steel, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 72, pp. 453-474, 2005.
- [A-9] Mc Mahon CJ, Cohen M, Initiation of cleavage in polycrystalline iron, Acta Metall., Vol. 13, pp. 591-604, 1965.
- [A-10] Kaechele LE, Tetelman AS, A statistical investigation of microcrack formation, Acta Metall, Vol. 17, pp. 463-475, 1969.
- [A-11] Brindley BJ, The effect of dynamic strain-ageing on the ductile fracture process in mild steel, Acta Metall., Vol. 18, pp. 325-329, 1970.
- [A-12] Lindley TC, Oates G, Richards CE, A critical appraisal of carbide cracking mechanisms in ferrite/carbide aggregates, Acta Metall., Vol. 18, pp. 1127-1136, 1970.
- [A-13] Gurland J, Observations on the fracture of cementite particles in a spheroidized 1.05% C steel deformed at room temperature, Acta Metall., Vol. 20, pp. 735-741, 1972.
- [A-14] Hahn G, The influence of microstructure on brittle fracture toughness, Metall. Trans. A, Vol. 15, pp. 947-959, 1984.
- [A-15] Irwin GR, Zhang XJ, Cleavage behavior in structural steels, International Journal of Solids Struct., Vol. 32, pp. 2447-2456, 1995.
- [A-16] Margolin BZ, Shvetsova VA, Karzov GP, Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Part I. Local criterion for cleavage fracture, International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 72, pp. 73-87, 1997.
- [A-17] Margolin BZ, Karzov GP, Shvetsova VA, Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Part II. Prediction of fracture toughness, International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 72, pp.89-96, 1997.
- [A-18] Margolin BZ, Gulenko AG, Shvetsova VA, Probabilistic model for fracture toughness prediction based on the new local fracture criteria, International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 75, pp. 307-320, 1998.
- [A-19] Margolin BZ, Shvetsova VA, Brittle fracture criterion: physical and mechanical approach. Problemy Prochnosti, 1992; pp. 3-16.
- [A-20] Margolin BZ, Shvetsova VA, Local criterion for cleavage fracture: structural and mechanical approach, J Phys IV, 1996, Vol. 6, pp. 225-34.
- [A-21] Margolin BZ, Shvetsova VA, Gulenko AG, Ilyin AV, Cleavage fracture toughness for 3Cr-Ni-Mo-V reactor pressure vessel steel: theoretical prediction and experimental investigation, International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 78, pp. 429-441, 2001.
- [A-22] Margolin BZ, Shvetsova VA, Gulenko AG, Fracture toughness prediction for a reactor pressure vessel steel in the initial and highly embrittled states with the Master Curve approach and a probabilistic model, International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 79, pp. 219-31, 2002.

- [A-23] Margolin BZ, Karzov GP, Shvetsova VA, Keim E, Chaouadi R, Application of local approach concept of cleavage fracture to VVER materials, Proceedings of PVP 2002 ASME pressure vessels and piping conference, Canada, 2002.
- [A-24] ASTM 1921 ASTM E 1921-97, Standard test method for determination of reference temperature, T<sub>0</sub>, for ferritic steels in the transition range, Annual book of ASTM standards, Vol. 03, pp. 1068-1084.
- [A-25] Margolin BZ, Gulenko AG, Nikolaev VA, Ryadkov L, A new engineering method for prediction of the fracture toughness temperature dependence for RPV steels. International Journal of Pressure Vessels and Piping, Vol. 80, pp. 817-29, 2003.
- [A-26] Margolin BZ, Shvetsova VA, Gulenko AG, Kostylev VI, Prometey local approach to brittle fracture: Development and application, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 75, pp. 3483-3498, 2008.
- [A-27] Hohe J, Hebel J, Friedmann V, Siegele D, Probabilistic failure assessment of ferritic steels using the master curve approach including constraint effects, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 74, pp. 1274-92, 2007.
- [A-28] Hohe J, Friedmann V, Wenck J, Siegele D, Assessment of the role of micro defect nucleation in probabilistic modeling of cleavage fracture, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 75, pp. 3306-3327, 2008.
- [A-29] Hohe J, Hardenacke V, Luckow S, Siegele D, An enhanced model for probabilistic cleavage fracture assessment considering local constraint effects, Proceedings of the 12th international conference fracture, Ottawa, ON, 2009.
- [A-30] Hohe J, Hardenacke V, Siegele D, Constraint corrected cleavage fracture assessment based on tests of standard and small scale cruciform specimens, ASME paper PVP2009-77299, Proceedings of 2009 ASME pressure vessels and piping conference Praha, 2009.
- [A-31] Beremin FM, A local criterion for cleavage fracture of nuclear pressure vessel steel, Metallurgical Transactions, Vol. 12, pp. 723-731, 1981.
- [A-32] Faleskog J, Kroon M, Öberg H, A probabilistic model for cleavage fracture with a length scale - parameter estimation and predictions of stationary crack experiments, Engng Fract Mech, Vol. 71, pp. 57-59, 2004.
- [A-33] Stöckl H, Bösch R, Schmitt W, Varfolomeyev I, Chen JH, Quantification of the warm prestressing effect in a shape welded 10MnMoNi5-5 material, Engng Fract Mech, Vol. 67, pp. 119-37, 2000.

**Annexe B : Synthèse expérimentale**

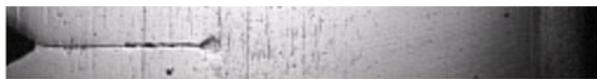


Eprouvette			520ZW			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,07	3	Rectiligne	37,71	6,36	38,3

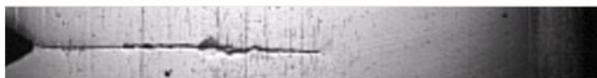
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,07	358,21	0,081	44,85	0,00
0,002	25,76	676,61	0,083	44,85	0,00
0,004	27,07	557,21	0,085	44,85	99,50
0,006	28,14	636,81	0,087	45,04	99,50
0,008	29,37	517,41	0,089	45,23	159,20
0,010	30,37	398,01	0,091	45,54	0,00
0,012	31,14	437,81	0,093	45,54	139,30
0,014	31,98	437,81	0,095	45,81	179,10
0,015	32,83	437,81	0,097	46,16	0,00
0,017	33,67	398,01	0,098	46,16	0,00
0,019	34,44	398,01	0,100	46,16	0,00
0,021	35,21	318,41	0,102	46,16	0,00
0,023	35,82	278,61	0,104	46,16	179,10
0,025	36,36	238,81	0,106	46,50	99,50
0,027	36,82	398,01	0,108	46,69	199,00
0,029	37,59	358,21	0,110	47,08	0,00
0,031	38,28	278,61	0,112	47,08	0,00
0,033	38,82	278,61	0,114	47,08	0,00
0,035	39,36	318,41	0,116	47,08	0,00
0,037	39,97	119,40	0,118	47,08	278,61
0,039	40,20	79,60	0,120	47,62	0,00
0,041	40,36	398,01	0,122	47,62	0,00
0,042	41,12	238,81	0,124	47,62	0,00
0,044	41,59	159,20	0,125	47,62	0,00
0,046	41,89	79,60	0,127	47,62	0,00
0,048	42,05	119,40	0,129	47,62	99,50
0,050	42,28	199,00	0,131	47,81	0,00
0,052	42,66	119,40	0,133	47,81	0,00
0,054	42,89	99,50	0,135	47,81	0,00
0,056	43,08	159,20	0,137	47,81	0,00
0,058	43,39	119,40	0,139	47,81	79,60
0,060	43,62	79,60	0,141	47,96	0,00
0,062	43,77	159,20	0,143	47,96	0,00
0,064	44,08	79,60	0,145	47,96	79,60
0,066	44,24	39,80	0,147	48,11	0,00
0,068	44,31	119,40	0,149	48,11	0,00
0,069	44,54	159,20	0,151	48,11	59,70
0,071	44,85	0,00	0,152	48,23	0,00
0,073	44,85	0,00	0,154	48,23	79,60
0,075	44,85	0,00	0,156	48,38	0,00
0,077	44,85	0,00	0,158	48,38	179,10
0,079	44,85	0,00	0,160	48,73	



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520ZZ			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,01	3	Branchement	72,04	26,58	78,29



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520ZY			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,17	3	Branchement	88,61	41,82	98,2



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520ZV			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	26,26	5	Branchement	132,06	92,02	145,65



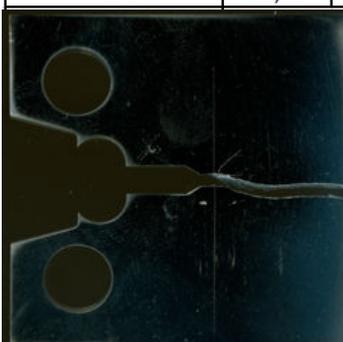
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-P			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,13	10	Branchement	83,06	32,26	86,24



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520ZS			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	26,12	5	Rectiligne	60,56	16,53	61,74
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,10	774,85	0,071	47,54	86,09	
0,002	27,60	559,62	0,073	47,70	43,05	
0,004	28,68	602,66	0,075	47,78	86,09	
0,006	29,84	645,71	0,077	47,95	0,00	
0,008	31,08	559,62	0,079	47,95	0,00	
0,010	32,16	473,52	0,081	47,95	0,00	
0,012	33,08	516,57	0,083	47,95	43,05	
0,014	34,08	387,43	0,085	48,03	43,05	
0,015	34,82	473,52	0,087	48,12	43,05	
0,017	35,74	516,57	0,089	48,20	43,05	
0,019	36,73	473,52	0,091	48,28	0,00	
0,021	37,65	559,62	0,093	48,28	43,05	
0,023	38,73	387,43	0,095	48,37	0,00	
0,025	39,48	645,71	0,097	48,37	43,05	
0,027	40,72	344,38	0,098	48,45	0,00	
0,029	41,39	430,47	0,100	48,45	172,19	
0,031	42,22	559,62	0,102	48,78	0,00	
0,033	43,30	387,43	0,104	48,78	0,00	
0,035	44,05	344,38	0,106	48,78	258,28	
0,037	44,71	215,24	0,108	49,28	0,00	
0,039	45,13	258,28	0,110	49,28	0,00	
0,041	45,62	258,28	0,112	49,28	215,24	
0,042	46,12	172,19	0,114	49,70	0,00	
0,044	46,45	129,14	0,116	49,70	0,00	
0,046	46,70	0,00	0,118	49,70	43,05	
0,048	46,70	0,00	0,120	49,78	0,00	
0,050	46,70	0,00	0,122	49,78	0,00	
0,052	46,70	0,00	0,124	49,78	0,00	
0,054	46,70	0,00	0,125	49,78	0,00	
0,056	46,70	0,00	0,127	49,78	43,05	
0,058	46,70	0,00	0,129	49,86	0,00	
0,060	46,70	129,14	0,131	49,86	0,00	
0,062	46,95	86,09	0,133	49,86	0,00	
0,064	47,12	0,00	0,135	49,86	0,00	
0,066	47,12	0,00	0,137	49,86	43,05	
0,068	47,12	0,00	0,139	49,94		
0,069	47,12	215,24				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520ZT			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	26,7	5	Rectiligne	60,23	15,9	60,54
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,67	307,66	0,060	47,90	0,00	
0,002	27,26	576,87	0,062	47,90	0,00	
0,004	28,38	519,18	0,064	47,90	38,46	
0,006	29,38	538,41	0,066	47,97	0,00	
0,008	30,42	480,73	0,068	47,97	0,00	
0,010	31,35	499,95	0,069	47,97	0,00	
0,012	32,31	538,41	0,071	47,97	38,46	
0,014	33,35	538,41	0,073	48,05	0,00	
0,015	34,39	480,73	0,075	48,05	0,00	
0,017	35,32	461,50	0,077	48,05	0,00	
0,019	36,21	576,87	0,079	48,05	0,00	
0,021	37,32	499,95	0,081	48,05	0,00	
0,023	38,29	499,95	0,083	48,05	96,15	
0,025	39,25	499,95	0,085	48,23	57,69	
0,027	40,22	538,41	0,087	48,34	134,60	
0,029	41,26	499,95	0,089	48,60	0,00	
0,031	42,22	346,12	0,091	48,60	38,46	
0,033	42,89	423,04	0,093	48,68	0,00	
0,035	43,70	538,41	0,095	48,68	0,00	
0,037	44,74	307,66	0,097	48,68	38,46	
0,039	45,34	96,15	0,098	48,75	0,00	
0,041	45,52	384,58	0,100	48,75	38,46	
0,042	46,27	230,75	0,102	48,83	38,46	
0,044	46,71	269,21	0,104	48,90	0,00	
0,046	47,23	76,92	0,106	48,90	0,00	
0,048	47,38	153,83	0,108	48,90	230,75	
0,050	47,68	76,92	0,110	49,35	0,00	
0,052	47,82	0,00	0,112	49,35	0,00	
0,054	47,82	0,00	0,114	49,35	115,37	
0,056	47,82	0,00	0,116	49,57	0,00	
0,058	47,82	38,46	0,118	49,57		



Avant amorçage



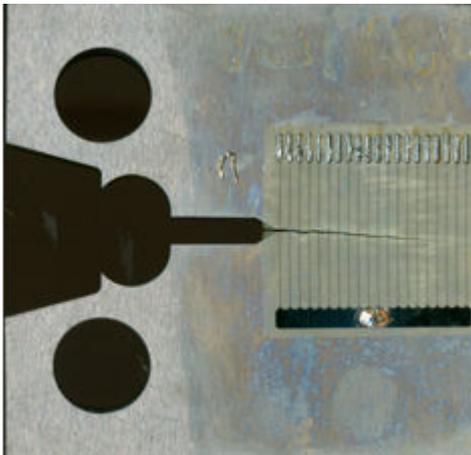
En propagation



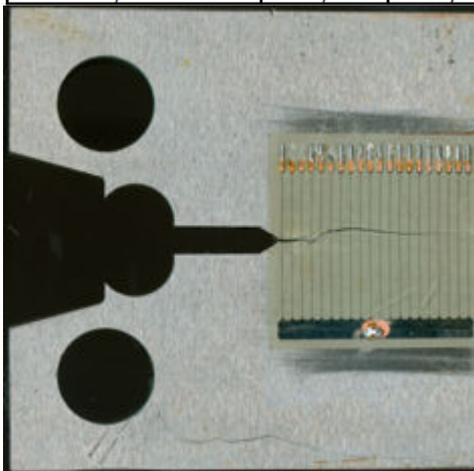
Eprouvette			520RY-AY			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,62	10	Rectiligne	42,65	8,5	44,26

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,74	732,69
0,002	27,01	705,56
0,004	28,28	529,17
0,006	29,55	325,64
0,010	30,82	384,85
0,013	32,09	325,64
0,017	33,36	247,40
0,022	34,63	259,18
0,027	35,90	171,88
0,040	38,10	148,44
0,053	40,00	132,20
0,063	41,30	125,00
0,067	41,90	187,50
0,069	42,25	167,00
0,077	43,52	169,00
0,084	44,79	145,00
0,093	46,06	132,00
0,103	47,33	112,00
0,114	48,60	



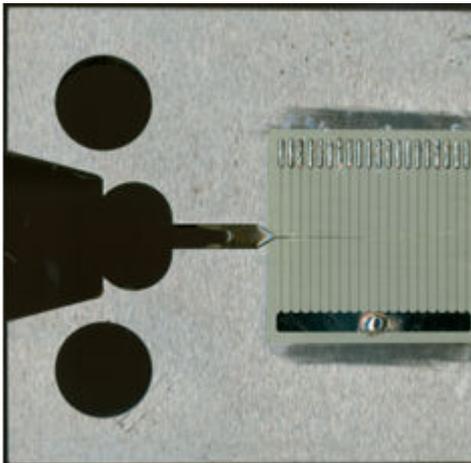
Eprouvette			520RY-BI			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,37	10	Rectiligne	61,88	18,76	65,76
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,0000	25,78	830,00	0,0180	37,28	545,06	
0,0006	26,29	760,00	0,0189	37,79	497,59	
0,0013	26,80	900,00	0,0200	38,30	492,72	
0,0019	27,31	680,00	0,0210	38,81	505,09	
0,0026	27,82	760,87	0,0220	39,32	483,98	
0,0033	28,33	785,51	0,0231	39,83	519,93	
0,0039	28,84	699,44	0,0240	40,34	527,90	
0,0047	29,35	701,80	0,0250	40,85	537,67	
0,0054	29,86	652,22	0,0260	41,36	547,44	
0,0062	30,37	652,22	0,0269	41,87	508,91	
0,0069	30,88	635,83	0,0279	42,38	497,32	
0,0077	31,39	581,19	0,0289	42,89	521,96	
0,0086	31,90	621,66	0,0299	43,40	478,37	
0,0094	32,41	597,02	0,0310	43,91	489,58	
0,0103	32,92	530,00	0,0320	44,42	482,95	
0,0113	33,43	570,00	0,0331	44,93	364,46	
0,0162	36,26	620,00	0,0345	45,44		
0,0170	36,77	530,00				



Eprouvette			520RY-BJ			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,69	10	Rectiligne	31,57	4,97	33,84

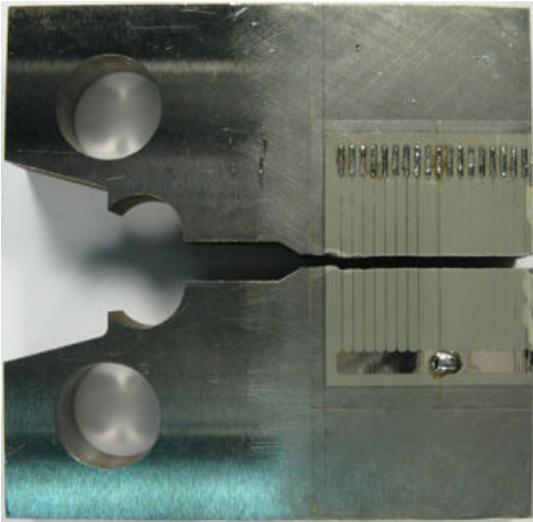
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,84	732,69
0,002	27,11	1465,38
0,003	28,38	886,05
0,004	29,65	437,93
0,007	30,92	366,35
0,010	32,19	488,46
0,013	33,46	552,17
0,015	34,73	314,88
0,019	36,00	274,10
0,024	37,27	437,93
0,027	38,54	245,81
0,032	39,81	162,82
0,040	41,08	115,81
0,051	42,35	95,49
0,064	43,62	93,61
0,078	44,89	10,33
0,201	46,16	7,24
0,376	47,43	



Eprouvette			520RX-F			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,38	10	Rectiligne	53,64	12,65	54,01

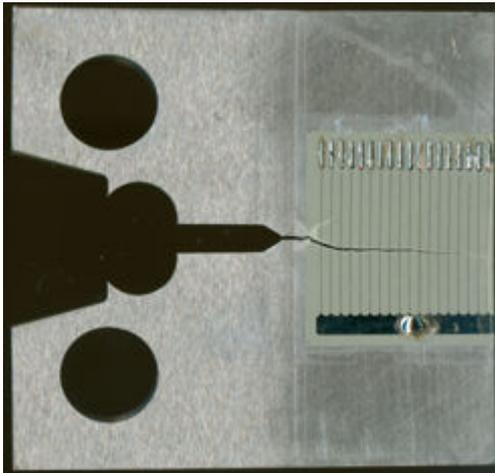
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,45	624,59
0,002	26,72	645,76
0,004	27,99	529,17
0,006	29,26	635,00
0,008	30,53	552,17
0,011	31,80	529,17
0,013	33,07	521,92
0,016	34,34	568,66
0,018	35,61	508,00
0,020	36,88	488,46
0,023	38,15	418,68
0,026	39,42	405,32
0,029	40,69	268,31
0,034	41,96	278,10
0,038	43,23	25,57
0,088	44,50	35,84
0,123	45,77	



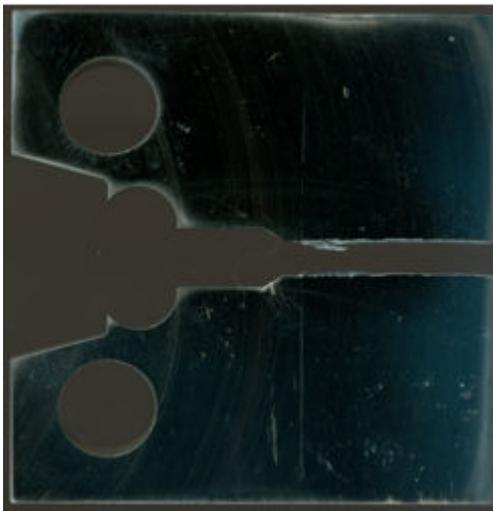
Eprouvette			520RX-H			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,2	10	Rectiligne	66,43	19,36	66,8

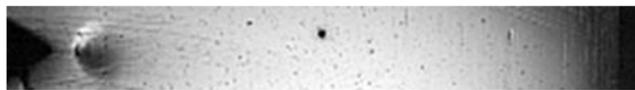
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,30	747,06
0,002	26,57	560,29
0,004	27,84	705,56
0,006	29,11	645,76
0,008	30,38	604,76
0,010	31,65	508,00
0,012	32,92	552,17
0,015	34,19	604,76
0,017	35,46	595,31
0,019	36,73	521,92
0,021	38,00	470,37
0,024	39,27	568,66
0,026	40,54	414,13
0,029	41,81	228,14
0,035	43,08	164,94
0,043	44,35	20,90
0,103	45,62	



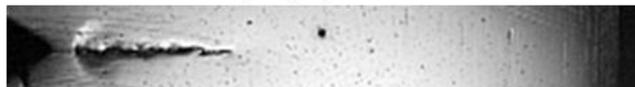
Eprouvette			520RX-M			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>II</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,48	10	Rectiligne	66,51	19,47	67
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,40	816,54	0,056	49,20	0,00	
0,002	26,98	775,72	0,058	49,20	0,00	
0,004	28,47	775,72	0,060	49,20	0,00	
0,006	29,97	694,06	0,062	49,20	0,00	
0,008	31,31	694,06	0,064	49,20	0,00	
0,010	32,65	694,06	0,066	49,20	0,00	
0,012	33,99	612,41	0,068	49,20	0,00	
0,014	35,17	612,41	0,069	49,20	0,00	
0,015	36,35	489,93	0,071	49,20	0,00	
0,017	37,30	571,58	0,073	49,20	0,00	
0,019	38,40	612,41	0,075	49,20	0,00	
0,021	39,58	530,75	0,077	49,20	0,00	
0,023	40,61	367,45	0,079	49,20	0,00	
0,025	41,32	530,75	0,081	49,20	0,00	
0,027	42,34	449,10	0,083	49,20	0,00	
0,029	43,21	489,93	0,085	49,20	0,00	
0,031	44,15	571,58	0,087	49,20	0,00	
0,033	45,26	408,27	0,089	49,20	0,00	
0,035	46,04	244,96	0,091	49,20	0,00	
0,037	46,52	163,31	0,093	49,20	0,00	
0,039	46,83	163,31	0,095	49,20	0,00	
0,041	47,15	408,27	0,097	49,20	0,00	
0,042	47,94	204,14	0,098	49,20	0,00	
0,044	48,33	122,48	0,100	49,20	0,00	
0,046	48,57	81,65	0,102	49,20	122,48	
0,048	48,72	40,83	0,104	49,43	40,83	
0,050	48,80	204,14	0,106	49,51	81,65	
0,052	49,20	0,00	0,108	49,67		
0,054	49,20	0,00				



Avant amorçage



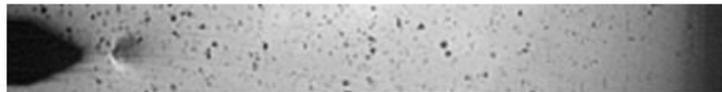
En propagation



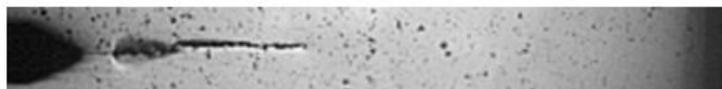
Eprouvette			520RX-I			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,79	10	Rectiligne	56,42	14,72	58,26
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,70	508,88	0,100	47,72	0,00	
0,002	26,68	975,36	0,102	47,72	63,61	
0,004	28,56	890,54	0,104	47,84	84,81	
0,006	30,28	720,92	0,106	48,00	127,22	
0,008	31,67	593,70	0,108	48,25	42,41	
0,010	32,82	636,10	0,110	48,33	0,00	
0,012	34,05	678,51	0,112	48,33	127,22	
0,014	35,36	720,92	0,114	48,58	63,61	
0,015	36,75	551,29	0,116	48,70	0,00	
0,017	37,81	551,29	0,118	48,70	42,41	
0,019	38,88	466,48	0,120	48,78	0,00	
0,021	39,78	466,48	0,122	48,78	0,00	
0,023	40,68	466,48	0,124	48,78	0,00	
0,025	41,58	339,25	0,125	48,78	0,00	
0,027	42,23	381,66	0,127	48,78	0,00	
0,029	42,97	424,07	0,129	48,78	0,00	
0,031	43,79	254,44	0,131	48,78	0,00	
0,033	44,28	296,85	0,133	48,78	0,00	
0,035	44,85	127,22	0,135	48,78	0,00	
0,037	45,10	169,63	0,137	48,78	0,00	
0,039	45,42	127,22	0,139	48,78	0,00	
0,041	45,67	127,22	0,141	48,78	0,00	
0,042	45,92	127,22	0,143	48,78	0,00	
0,044	46,16	0,00	0,145	48,78	0,00	
0,046	46,16	42,41	0,147	48,78	0,00	
0,048	46,24	0,00	0,149	48,78	0,00	
0,050	46,24	0,00	0,151	48,78	0,00	
0,052	46,24	0,00	0,152	48,78	84,81	
0,054	46,24	0,00	0,154	48,94	0,00	
0,056	46,24	0,00	0,156	48,94	84,81	
0,058	46,24	0,00	0,158	49,11	42,41	
0,060	46,24	0,00	0,160	49,19	0,00	
0,062	46,24	0,00	0,162	49,19	0,00	
0,064	46,24	0,00	0,164	49,19	0,00	
0,066	46,24	0,00	0,166	49,19	0,00	
0,068	46,24	0,00	0,168	49,19	0,00	
0,069	46,24	84,81	0,170	49,19	0,00	
0,071	46,41	63,61	0,172	49,19	0,00	
0,073	46,53	42,41	0,174	49,19	0,00	
0,075	46,61	0,00	0,176	49,19	0,00	
0,077	46,61	42,41	0,178	49,19	0,00	
0,079	46,69	42,41	0,179	49,19	0,00	
0,081	46,78	106,02	0,181	49,19	63,61	
0,083	46,98	0,00	0,183	49,31	42,41	
0,085	46,98	42,41	0,185	49,39	0,00	
0,087	47,06	42,41	0,187	49,39	0,00	
0,089	47,14	0,00	0,189	49,39	0,00	
0,091	47,14	84,81	0,191	49,39	0,00	
0,093	47,31	84,81	0,193	49,39	0,00	
0,095	47,47	0,00	0,195	49,39	42,41	
0,097	47,47	42,41	0,197	49,48		
0,098	47,55	84,81				



Avant amorçage

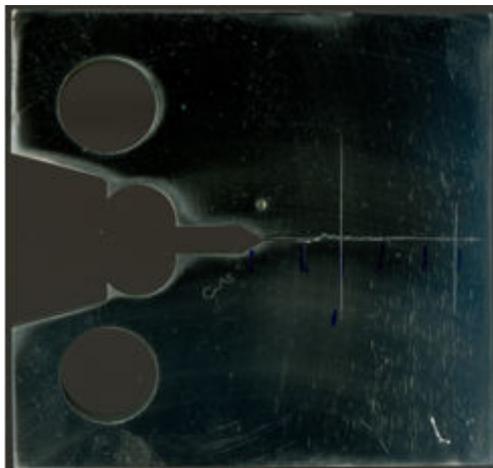


En propagation



Eprouvette			520ZR			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	23,52	10	Rectiligne	48,43	12,57	53,83

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	23,50	390,74
0,001	23,86	1172,22
0,002	24,95	534,70
0,003	25,45	740,35
0,004	26,14	863,74
0,005	26,94	534,70
0,006	27,44	1110,52
0,007	28,47	863,74
0,007	29,28	863,74
0,008	30,08	555,26
0,009	30,60	740,35
0,010	31,28	575,83
0,011	31,82	904,87
0,012	32,66	781,48
0,013	33,39	349,61
0,014	33,71	



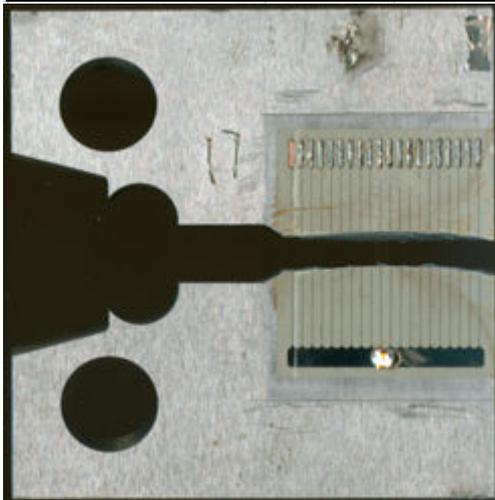
Avant amorçage



En propagation



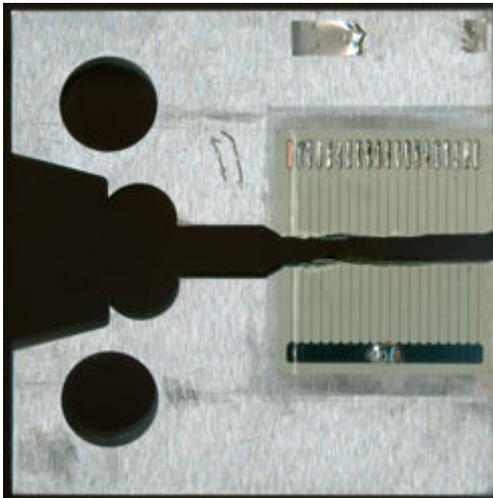
Eprouvette			520RX-AJ			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,28	15	Rectiligne	51,17	11,36	50,97
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,69	676,73	0,018	37,02	395,00	
0,001	26,20	892,50	0,019	37,53	401,82	
0,001	26,71	1098,46	0,021	38,04	450,39	
0,002	27,22	970,96	0,022	38,55	537,32	
0,002	27,73	621,56	0,023	39,06	488,75	
0,003	28,24	1004,06	0,024	39,57	245,00	
0,004	28,75	983,57	0,026	40,08	585,00	
0,004	29,26	668,57	0,027	40,59	660,00	
0,005	29,77	756,00	0,028	41,10	312,77	
0,006	30,28	624,75	0,029	41,61	225,99	
0,006	30,79	602,08	0,031	42,12	295,04	
0,007	31,30	615,94	0,033	42,63	275,04	
0,008	31,81	579,38	0,035	43,14	67,66	
0,009	32,32	396,77	0,043	43,65	92,74	
0,010	32,83	552,63	0,048	44,16	140,47	
0,011	33,34	641,69	0,052	44,67	152,70	
0,012	33,85	522,40	0,055	45,18	162,78	
0,017	36,51	450,00	0,058	45,69		



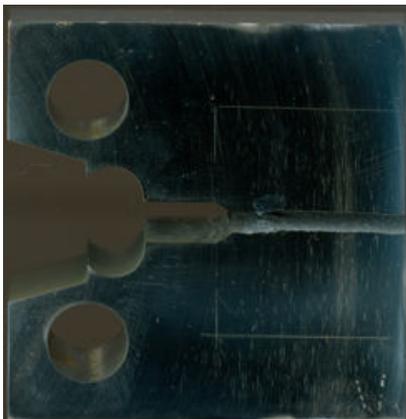
Eprouvette			520RX-AX			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,39	15	Rectiligne	72,25	22,73	72,39

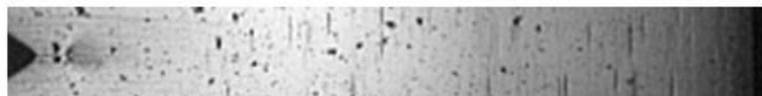
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,62	560,29
0,002	26,89	1411,11
0,003	28,16	976,92
0,004	29,43	718,87
0,006	30,70	747,06
0,008	31,97	645,76
0,010	33,24	635,00
0,012	34,51	692,73
0,014	35,78	635,00
0,016	37,05	624,59
0,018	38,32	560,29
0,020	39,59	624,59
0,022	40,86	568,66
0,024	42,13	482,28
0,027	43,40	544,29
0,029	44,67	396,87
0,032	45,94	126,58
0,043	47,21	



Eprouvette			520RX-AN			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,75	15	Rectiligne	68,61	20,71	70
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,70	730,70	0,081	48,23	76,92	
0,002	27,11	922,99	0,083	48,38	38,46	
0,004	28,89	807,62	0,085	48,45	76,92	
0,006	30,45	653,79	0,087	48,60	0,00	
0,008	31,71	692,24	0,089	48,60	0,00	
0,010	33,05	673,02	0,091	48,60	0,00	
0,012	34,35	653,79	0,093	48,60	0,00	
0,014	35,61	653,79	0,095	48,60	0,00	
0,015	36,87	615,33	0,097	48,60	38,46	
0,017	38,06	576,87	0,098	48,67	0,00	
0,019	39,17	576,87	0,100	48,67	0,00	
0,021	40,29	576,87	0,102	48,67	0,00	
0,023	41,40	576,87	0,104	48,67	0,00	
0,025	42,51	538,41	0,106	48,67	115,37	
0,027	43,55	307,66	0,108	48,90	0,00	
0,029	44,14	538,41	0,110	48,90	0,00	
0,031	45,18	346,12	0,112	48,90	0,00	
0,033	45,85	0,00	0,114	48,90	0,00	
0,035	45,85	0,00	0,116	48,90	0,00	
0,037	45,85	0,00	0,118	48,90	0,00	
0,039	45,85	0,00	0,120	48,90	76,92	
0,041	45,85	0,00	0,122	49,04	153,83	
0,042	45,85	0,00	0,124	49,34	0,00	
0,044	45,85	0,00	0,125	49,34	0,00	
0,046	45,85	0,00	0,127	49,34	0,00	
0,048	45,85	0,00	0,129	49,34	0,00	
0,050	45,85	0,00	0,131	49,34	76,92	
0,052	45,85	0,00	0,133	49,49	0,00	
0,054	45,85	423,04	0,135	49,49	0,00	
0,056	46,67	0,00	0,137	49,49	0,00	
0,058	46,67	0,00	0,139	49,49	0,00	
0,060	46,67	153,83	0,141	49,49	38,46	
0,062	46,97	0,00	0,143	49,56	0,00	
0,064	46,97	0,00	0,145	49,56	0,00	
0,066	46,97	0,00	0,147	49,56	0,00	
0,068	46,97	0,00	0,149	49,56	0,00	
0,069	46,97	115,37	0,151	49,56	0,00	
0,071	47,19	307,66	0,152	49,56	0,00	
0,073	47,78	0,00	0,154	49,56	0,00	
0,075	47,78	0,00	0,156	49,56		
0,077	47,78	0,00				
0,079	47,78	230,75				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RY-AQ			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-150	25,72	15	Rectiligne	58,93	15,17	59,15
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,65	963,29	0,062	48,97	0,00	
0,002	27,51	722,47	0,064	48,97	0,00	
0,004	28,90	602,06	0,066	48,97	0,00	
0,006	30,07	1244,25	0,068	48,97	80,27	
0,008	32,47	602,06	0,069	49,12	0,00	
0,010	33,63	682,33	0,071	49,12	0,00	
0,012	34,95	602,06	0,073	49,12	40,14	
0,014	36,11	722,47	0,075	49,20	0,00	
0,015	37,50	481,65	0,077	49,20	0,00	
0,017	38,43	642,20	0,079	49,20	0,00	
0,019	39,67	561,92	0,081	49,20	0,00	
0,021	40,76	521,78	0,083	49,20	0,00	
0,023	41,76	521,78	0,085	49,20	0,00	
0,025	42,77	682,33	0,087	49,20	0,00	
0,027	44,09	481,65	0,089	49,20	160,55	
0,029	45,02	401,37	0,091	49,51	0,00	
0,031	45,79	481,65	0,093	49,51	40,14	
0,033	46,72	240,82	0,095	49,59	0,00	
0,035	47,19	0,00	0,097	49,59	40,14	
0,037	47,19	0,00	0,098	49,66	0,00	
0,039	47,19	0,00	0,100	49,66	0,00	
0,041	47,19	0,00	0,102	49,66	20,07	
0,042	47,19	240,82	0,104	49,70	0,00	
0,044	47,65	0,00	0,106	49,70	0,00	
0,046	47,65	0,00	0,108	49,70	20,07	
0,048	47,65	280,96	0,110	49,74	0,00	
0,050	48,19	0,00	0,112	49,74	0,00	
0,052	48,19	0,00	0,114	49,74	0,00	
0,054	48,19	280,96	0,116	49,74	0,00	
0,056	48,73	0,00	0,118	49,74	80,27	
0,058	48,73	0,00	0,120	49,90		
0,060	48,73	120,41				



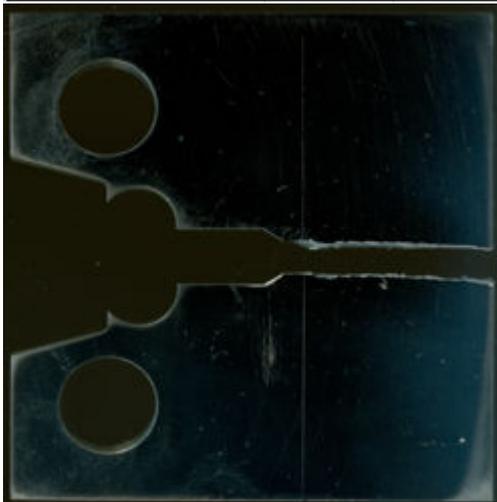
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-J			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	25,25	10	Rectiligne	66,99	22,91	72,68
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,15	527,64	0,064	48,50	0,00	
0,002	26,20	1107,05	0,066	48,50	0,00	
0,004	28,40	839,83	0,068	48,50	0,00	
0,006	30,07	572,61	0,070	48,50	0,00	
0,008	31,21	648,96	0,072	48,50	0,00	
0,010	32,51	725,31	0,074	48,50	0,00	
0,012	33,95	515,35	0,076	48,50	0,00	
0,014	34,97	496,27	0,078	48,50	0,00	
0,016	35,96	305,39	0,080	48,50	0,00	
0,018	36,57	725,31	0,082	48,50	0,00	
0,020	38,01	572,61	0,084	48,50	0,00	
0,022	39,15	515,35	0,086	48,50	0,00	
0,024	40,18	629,88	0,088	48,50	114,52	
0,026	41,43	458,09	0,090	48,72	0,00	
0,028	42,34	496,27	0,092	48,72	0,00	
0,030	43,33	419,92	0,094	48,72	0,00	
0,032	44,17	496,27	0,096	48,72	0,00	
0,034	45,15	419,92	0,098	48,72	0,00	
0,036	45,99	152,70	0,100	48,72	114,52	
0,038	46,29	171,78	0,101	48,95	38,17	
0,040	46,64	305,39	0,103	49,03	0,00	
0,042	47,24	209,96	0,105	49,03	0,00	
0,044	47,66	190,87	0,107	49,03	0,00	
0,046	48,04	57,26	0,109	49,03	76,35	
0,048	48,15	114,52	0,111	49,18	114,52	
0,050	48,38	57,26	0,113	49,41	95,44	
0,052	48,50	0,00	0,115	49,60	38,17	
0,054	48,50	0,00	0,117	49,67	38,17	
0,056	48,50	0,00	0,119	49,75		
0,058	48,50	0,00				
0,060	48,50	0,00				
0,062	48,50	0,00				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-G			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	25,11	10	Rectiligne	91,21	36,46	91,68
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,07	831,82	0,027	42,40	383,92	
0,001	26,03	1023,78	0,028	42,85	255,94	
0,002	27,22	831,82	0,029	43,14	319,93	
0,003	28,19	703,85	0,030	43,51	383,92	
0,005	29,00	703,85	0,031	43,96	255,94	
0,006	29,82	671,86	0,032	44,26	223,95	
0,007	30,60	511,89	0,034	44,52	0,00	
0,008	31,19	703,85	0,035	44,52	0,00	
0,009	32,01	447,90	0,036	44,52	191,96	
0,010	32,53	895,81	0,037	44,74	191,96	
0,012	33,57	575,88	0,038	44,96	255,94	
0,013	34,24	639,86	0,039	45,26	255,94	
0,014	34,98	575,88	0,041	45,56	0,00	
0,015	35,65	511,89	0,042	45,56	0,00	
0,016	36,24	703,85	0,043	45,56	0,00	
0,017	37,06	575,88	0,044	45,56	0,00	
0,019	37,73	511,89	0,045	45,56	287,94	
0,020	38,32	575,88	0,046	45,89	319,93	
0,021	38,99	639,86	0,048	46,26	191,96	
0,022	39,73	767,83	0,049	46,48	223,95	
0,023	40,62	511,89	0,050	46,74	255,94	
0,024	41,21	575,88	0,051	47,04		
0,026	41,88	447,90				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-K			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,71	10	Rectiligne	79,12	33,15	87,42

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	24,71	262,48
0,002	25,21	1349,88
0,004	27,82	743,93
0,006	29,27	674,94
0,008	30,57	524,95
0,010	31,58	743,93
0,012	33,03	524,95
0,014	34,04	656,19
0,015	35,31	637,44
0,017	36,54	524,95
0,019	37,55	637,44
0,021	38,78	693,69
0,023	40,12	562,45
0,025	41,21	637,44
0,027	42,44	506,20
0,029	43,41	656,19
0,031	44,68	593,95
0,033	45,84	487,46
0,035	46,78	562,45
0,037	47,86	132,47
0,039	48,12	227,98
0,041	48,56	176,17
0,042	48,90	124,35
0,044	49,14	108,81
0,046	49,35	0,00
0,048	49,35	0,00
0,050	49,35	77,72
0,052	49,50	51,81
0,054	49,60	103,63
0,056	49,80	51,81
0,058	49,90	51,81
0,060	50,00	



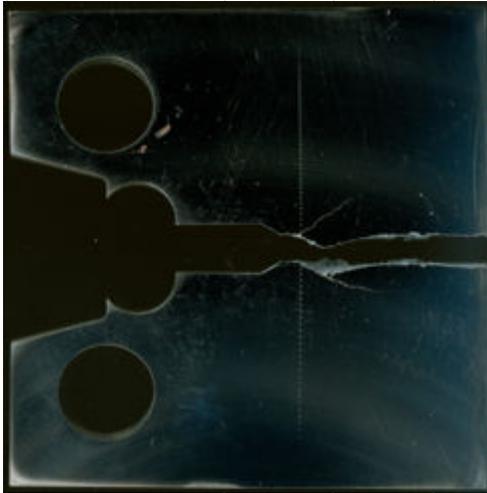
Avant amorçage



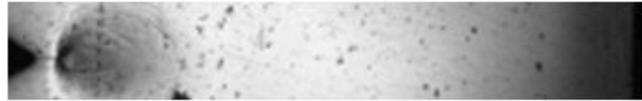
En propagation



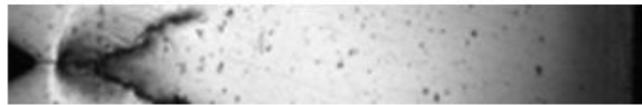
Eprouvette			520RX-N			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	25,48	10	Branchement	104,12	84,33	139,43



Avant amorçage



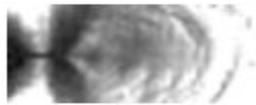
En propagation



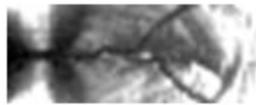
Eprouvette			520RX-L			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,77	10	Branchement	130,12	152,83	187,74



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-E			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	25,16	10	Branchement	139,74	172,87	199,64



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-O			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	25,27	10	Branchement	103,92	58,69	116,32



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-D			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,92	10	Branchement	88,78	37,19	92,59



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BK			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,89	15	Rectiligne	81,25	30,15	83,37
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	24,81	1021,47	0,046	48,69	56,99	
0,001	26,19	821,00	0,048	48,80	10,36	
0,003	27,18	799,00	0,049	48,82	0,00	
0,004	28,59	865,00	0,051	48,82	0,00	
0,006	29,78	979,85	0,053	48,82	67,36	
0,008	31,67	898,20	0,055	48,95	0,00	
0,010	33,40	781,00	0,057	48,95	0,00	
0,011	34,74	705,00	0,059	48,95	0,00	
0,013	36,08	658,00	0,061	48,95	0,00	
0,015	37,10	629,00	0,063	48,95	46,63	
0,016	38,13	694,06	0,065	49,04	0,00	
0,018	39,47	979,85	0,067	49,04	10,36	
0,020	41,36	734,89	0,069	49,06	41,45	
0,022	42,78	694,06	0,071	49,14	0,00	
0,024	44,12	749,00	0,073	49,14	0,00	
0,026	45,46	612,41	0,075	49,14	0,00	
0,028	46,64	226,00	0,076	49,14	0,00	
0,029	46,87	123,00	0,078	49,14	25,91	
0,035	47,58	106,89	0,080	49,19	36,27	
0,037	47,79	86,00	0,082	49,26	0,00	
0,038	47,89	0,00	0,084	49,26	124,35	
0,038	47,89	103,63	0,086	49,50		
0,040	48,09	51,81				
0,042	48,19	123,33				



Avant amorçage



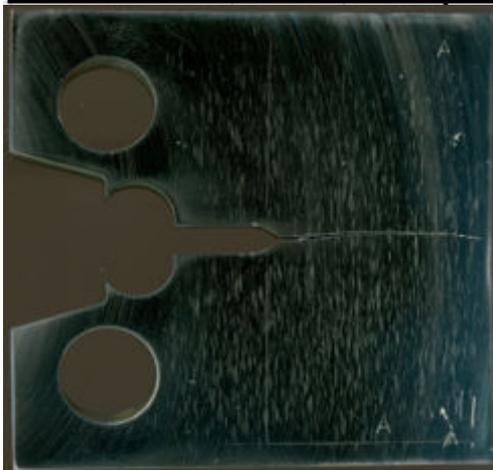
En propagation



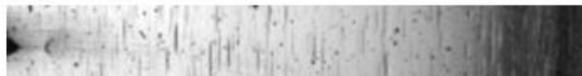
Eprouvette			520RX-AW			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,86	15	Rectiligne	56,54	14,1	57,02

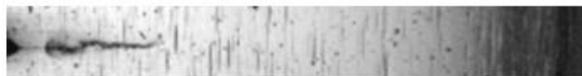
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	24,88	884,00	0,062	45,63	0,00
0,002	26,53	812,00	0,064	45,63	0,00
0,004	28,15	712,44	0,066	45,63	143,39
0,006	29,53	674,34	0,068	45,32	112,43
0,008	30,83	443,36	0,069	46,14	74,39
0,010	31,70	293,37	0,071	46,28	0,00
0,012	32,28	487,46	0,073	46,28	74,39
0,014	33,22	524,35	0,075	46,43	293,37
0,015	34,23	562,45	0,077	47,01	37,50
0,017	35,32	524,35	0,079	47,08	37,50
0,019	36,33	562,45	0,081	47,15	74,39
0,021	37,42	562,45	0,083	47,29	187,48
0,023	38,50	524,35	0,085	47,66	143,39
0,025	39,52	374,37	0,087	47,35	74,39
0,027	40,24	262,48	0,089	48,09	18,75
0,029	40,75	412,46	0,091	48,13	74,39
0,031	41,54	224,38	0,093	48,27	37,50
0,033	41,38	562,45	0,095	48,34	74,39
0,035	43,06	293,37	0,097	48,43	0,00
0,037	43,64	143,39	0,098	48,43	143,39
0,039	43,33	293,37	0,100	48,78	0,00
0,041	44,51	0,00	0,102	48,78	0,00
0,042	44,51	112,43	0,104	48,78	112,43
0,044	44,73	143,39	0,106	49,00	18,75
0,046	45,02	37,50	0,108	49,03	37,50
0,048	45,09	0,00	0,110	49,10	37,50
0,050	45,09	0,00	0,112	49,18	37,50
0,052	45,09	224,38	0,114	49,25	37,50
0,054	45,52	18,75	0,116	49,32	18,75
0,056	45,56	18,75	0,118	49,36	
0,058	45,53	18,75			
0,060	45,63	0,00			



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RY-AU			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-125	24,25	25	Rectiligne	99,48	46,49	103,53

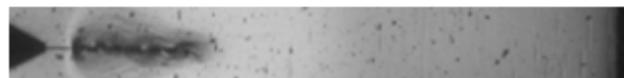
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	24,20	789,40
0,002	25,72	868,34
0,004	27,40	1144,63
0,006	29,61	749,93
0,008	31,06	828,87
0,010	32,66	789,40
0,012	34,18	868,34
0,014	35,85	749,93
0,015	37,30	631,52
0,017	38,52	670,99
0,019	39,82	710,46
0,021	41,19	670,99
0,023	42,48	513,11
0,025	43,47	276,29
0,027	44,01	



Avant amorçage



En propagation



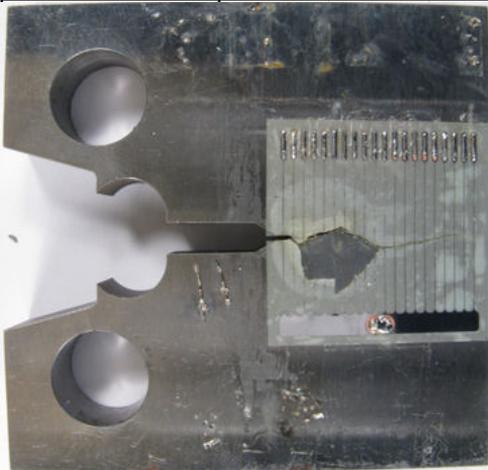
Eprouvette			520RX-W			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,44	10	Rectiligne	139,34	422,31	312,24

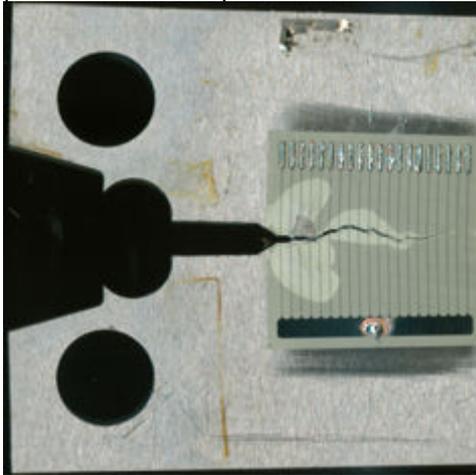
Eprouvette			520RX-Z			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,69	10	Rectiligne	143,42	681,08	396,03



Eprouvette			520RX-AB			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,73	10	Rectiligne	155,39	595,81	371,05



Eprouvette			520RY-BF			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,71	10	Rectiligne	119,66	245,65	237,98

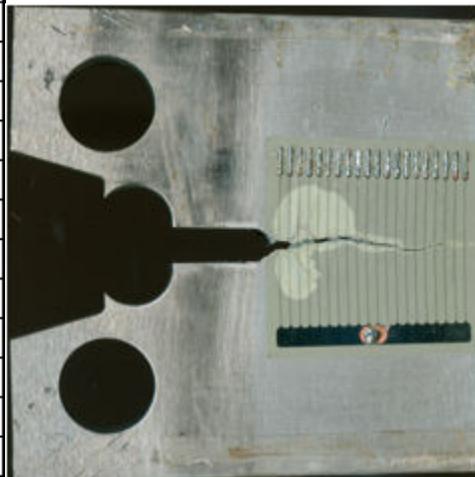


Eprouvette			520RY-BG			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,79	10	Rectiligne	140,24	475,67	331,16

Eprouvette			520RY-BH			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,76	10	Rectiligne	129,1	299,43	262,74

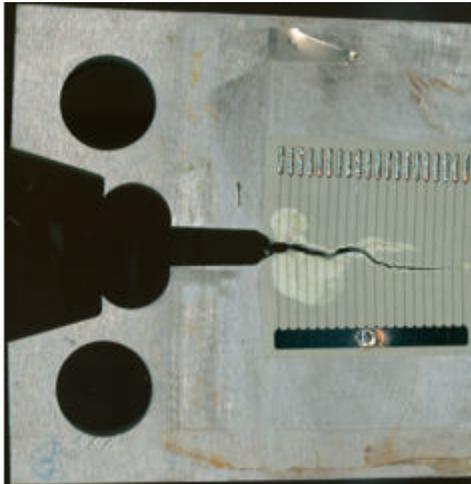
Eprouvette			520RY-BD			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,72	10	Rectiligne	129,23	260,24	244,94

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,72	718,87
0,002	26,99	952,50
0,003	28,26	976,92
0,004	29,53	656,90
0,006	30,80	846,67
0,008	32,07	645,76
0,010	33,34	668,42
0,012	34,61	692,73
0,014	35,88	494,81
0,016	37,15	437,93
0,019	38,42	453,57
0,022	39,69	552,17
0,024	40,96	488,46
0,027	42,23	268,31
0,031	43,50	494,81
0,034	44,77	



Eprouvette			520RY-BE			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,76	10	Rectiligne	125,93	175,77	201,31

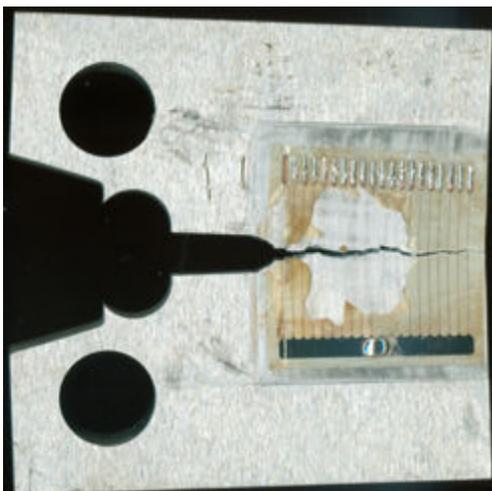
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,76	747,06
0,002	27,03	777,55
0,003	28,30	614,52
0,005	29,57	777,55
0,007	30,84	680,36
0,009	32,11	976,92
0,010	33,38	747,06
0,012	34,65	604,76
0,014	35,92	635,00
0,016	37,19	747,06
0,018	38,46	604,76
0,020	39,73	595,31
0,022	41,00	536,62
0,024	42,27	470,37
0,027	43,54	423,33
0,030	44,81	141,11
0,039	46,08	



Eprouvette			520RY-BK			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,85	10	Rectiligne	102,05	65,41	122,8
t(ms)		a(mm)	v(m/s)			
0,000	25,85	925,00				
0,001	26,35	705,88				
0,002	27,55	987,00				
0,003	28,25	725,00				
0,004	29,16	672,00				
0,006	30,43	613,00				
0,008	31,70	575,00				
0,010	32,97	705,56				
0,012	34,24	549,00				
0,014	35,51	718,87				
0,016	36,78	864,00				
0,017	37,55	747,89				
0,020	39,32	635,00				
0,022	40,59	614,52				
0,024	41,86	577,27				
0,026	43,13	659,00				
0,027	43,95	726,76				
0,029	45,67	635,00				
0,031	46,94	489,00				
0,034	48,21					

Eprouvette			520RX-AK			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,56	15	Rectiligne	148,77	420,12	311,22

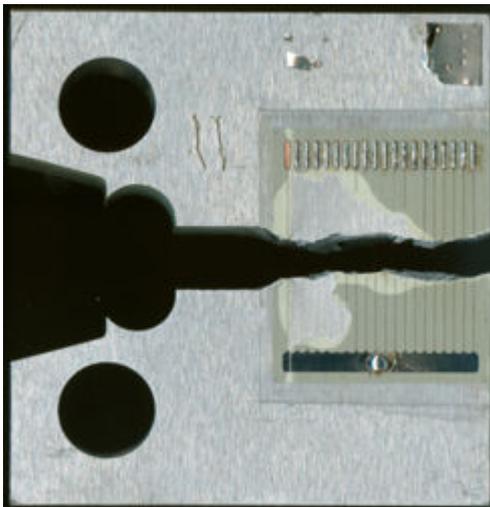
t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,56	950,00
0,002	27,08	1120,00
0,003	28,23	975,52
0,004	29,21	926,07
0,005	30,13	953,38
0,006	31,09	1017,26
0,007	32,11	1087,35
0,008	33,19	1142,06
0,009	34,33	1167,63
0,010	35,50	1157,08
0,011	36,66	1109,25
0,012	37,77	1027,76
0,013	38,80	920,02
0,014	39,72	796,24
0,015	40,51	668,40
0,016	41,18	549,28
0,017	41,73	451,43
0,018	42,18	386,19
0,019	42,57	362,65
0,020	42,93	386,71
0,021	43,32	403,00
0,022	43,78	535,00
0,023	44,36	489,00
0,024	45,09	465,00
0,026	46,00	



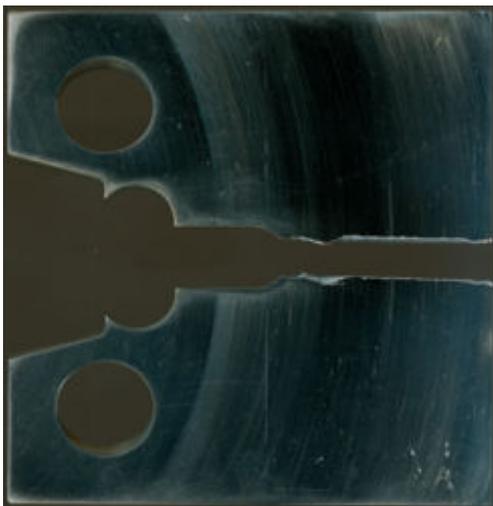
Eprouvette			520RX-AL			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,62	15	Rectiligne	137,23	261,82	245,7
t(ms)		a(mm)	v(m/s)			
0,000		25,60	691,07			
0,002		26,89	828,26			
0,003		28,16	692,73			
0,005		29,43	793,75			
0,007		30,70	732,69			
0,009		31,97	656,90			
0,011		33,24	732,69			
0,012		34,51	668,42			
0,014		35,78	568,66			
0,016		37,05	532,00			
0,021		39,43	692,73			
0,023		40,70	568,66			
0,025		41,97	514,86			
0,027		43,24	328,45			
0,031		44,51				

Eprouvette			520RX-AQ			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,75	15	Rectiligne	138,37	287	257,23

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,75	907,14
0,001	27,02	865,91
0,003	28,29	810,64
0,004	29,56	732,69
0,006	30,83	732,69
0,008	32,10	595,31
0,010	33,37	614,52
0,012	34,64	793,75
0,014	35,91	705,56
0,016	37,18	577,27
0,018	38,45	793,75
0,019	39,72	604,76
0,021	40,99	536,62
0,024	42,26	343,24
0,027	43,53	25,64
0,077	44,80	



Eprouvette			520RX-AT			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,98	15	Rectiligne	79,15	28,1	80,49
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,90	725,00	0,060	45,70	345,00	
0,002	27,30	1134,00	0,062	46,37	284,00	
0,003	28,55	818,00	0,064	46,92	0,00	
0,005	30,35	845,00	0,066	46,92	0,00	
0,008	32,45	925,00	0,068	46,92	221,00	
0,010	34,24	564,00	0,069	47,34	159,00	
0,012	35,32	628,00	0,071	47,65	0,00	
0,014	36,54	736,00	0,073	47,65	125,00	
0,015	37,96	765,00	0,075	47,89	78,00	
0,017	39,43	584,00	0,077	48,04	0,00	
0,019	40,56	507,00	0,079	48,04	64,00	
0,021	41,54	614,00	0,081	48,16	110,00	
0,023	42,72	529,00	0,083	48,38	0,00	
0,025	43,74	438,00	0,085	48,38	0,00	
0,027	44,59	371,00	0,087	48,38	148,00	
0,029	45,31	205,00	0,089	48,66	92,00	
0,031	45,70	0,00	0,091	48,84	0,00	
0,033	45,70	0,00	0,093	48,84	165,00	
0,035	45,70	0,00	0,095	49,16	0,00	
0,037	45,70	0,00	0,097	49,16	67,00	
0,039	45,70	0,00	0,098	49,29	0,00	
0,041	45,70	0,00	0,100	49,29	0,00	
0,042	45,70	0,00	0,102	49,29	126,00	
0,044	45,70	0,00	0,104	49,53	0,00	
0,046	45,70	0,00	0,106	49,53	75,00	
0,048	45,70	0,00	0,108	49,68	48,00	
0,050	45,70	0,00	0,110	49,77	0,00	
0,052	45,70	0,00	0,112	49,77	32,00	
0,054	45,70	0,00	0,114	49,83		
0,056	45,70	0,00				
0,058	45,70	0,00				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-AZ			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	26,2	15	Rectiligne	85,59	32,69	86,81
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,10	518,13	0,112	48,28	0,00	
0,002	27,10	1181,82	0,114	48,28	0,00	
0,003	28,40	760,65	0,116	48,28	0,00	
0,005	30,08	627,17	0,118	48,28	40,30	
0,008	31,64	1168,56	0,120	48,36	0,00	
0,010	33,89	685,02	0,122	48,36	0,00	
0,012	35,21	282,07	0,124	48,36	40,30	
0,014	35,76	443,25	0,125	48,43	0,00	
0,015	36,61	483,54	0,127	48,43	40,30	
0,017	37,55	725,31	0,129	48,51	0,00	
0,019	38,95	362,66	0,131	48,51	40,30	
0,021	39,65	564,13	0,133	48,59	0,00	
0,023	40,74	443,25	0,135	48,59	0,00	
0,025	41,59	523,84	0,137	48,59	0,00	
0,027	42,60	402,95	0,139	48,59	0,00	
0,029	43,38	443,25	0,141	48,59	0,00	
0,031	44,24	201,48	0,143	48,59	0,00	
0,033	44,62	402,95	0,145	48,59	0,00	
0,035	45,40	322,36	0,147	48,59	0,00	
0,037	46,02	282,07	0,149	48,59	0,00	
0,039	46,57	201,48	0,151	48,59	0,00	
0,041	46,96	241,77	0,152	48,59	0,00	
0,042	47,42	201,48	0,154	48,59	0,00	
0,044	47,81	201,48	0,156	48,59	0,00	
0,046	48,20	0,00	0,158	48,59	0,00	
0,048	48,20	0,00	0,160	48,59	0,00	
0,050	48,20	0,00	0,162	48,59	0,00	
0,052	48,20	0,00	0,164	48,59	0,00	
0,054	48,20	0,00	0,166	48,59	0,00	
0,056	48,20	0,00	0,168	48,59	0,00	
0,058	48,20	0,00	0,170	48,59	0,00	
0,060	48,20	0,00	0,172	48,59	0,00	
0,062	48,20	0,00	0,174	48,59	0,00	
0,064	48,20	0,00	0,176	48,59	0,00	
0,066	48,20	40,30	0,178	48,59	0,00	
0,068	48,28	0,00	0,179	48,59	0,00	
0,069	48,28	0,00	0,181	48,59	0,00	
0,071	48,28	0,00	0,183	48,59	0,00	
0,073	48,28	0,00	0,185	48,59	0,00	
0,075	48,28	0,00	0,187	48,59	0,00	
0,077	48,28	0,00	0,189	48,59	40,30	
0,079	48,28	0,00	0,191	48,67	0,00	
0,081	48,28	0,00	0,193	48,67	0,00	
0,083	48,28	0,00	0,195	48,67	0,00	
0,085	48,28	0,00	0,197	48,67	0,00	
0,087	48,28	0,00	0,199	48,67	40,30	
0,089	48,28	0,00	0,201	48,75	40,30	
0,091	48,28	0,00	0,203	48,82	40,30	
0,093	48,28	0,00	0,205	48,90	0,00	
0,095	48,28	0,00	0,207	48,90	0,00	
0,097	48,28	0,00	0,208	48,90	0,00	
0,098	48,28	0,00	0,210	48,90	40,30	
0,100	48,28	0,00	0,212	48,98	40,30	
0,102	48,28	0,00	0,214	49,06	40,30	
0,104	48,28	0,00	0,216	49,13	80,59	
0,106	48,28	0,00	0,218	49,29	80,59	
0,108	48,28	0,00	0,220	49,45	40,30	
0,110	48,28	0,00	0,222	49,52		



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RY-AT			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,91	25	Rectiligne	110,78	63,84	121,32

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,0000	25,91	900,00
0,0006	26,42	765,00
0,0012	26,93	850,00
0,0018	27,44	728,57
0,0025	27,95	765,00
0,0032	28,46	805,26
0,0038	28,97	900,00
0,0044	29,48	856,00
0,0050	29,99	805,26
0,0056	30,50	635,00
0,0064	31,01	642,00
0,0072	31,52	987,00
0,0077	32,03	708,00
0,0085	32,54	613,00
0,0093	33,05	803,00
0,0099	33,56	783,00
0,0106	34,07	854,00
0,0112	34,58	987,00
0,0151	38,41	697,00
0,0158	38,92	728,57
0,0165	39,43	575,00
0,0174	39,94	698,00
0,0181	40,45	478,00
0,0192	40,96	421,00
0,0204	41,47	346,00
0,0219	41,98	401,00
0,0231	42,49	373,17
0,0245	43,00	300,00
0,0262	43,51	392,31
0,0275	44,02	318,75
0,0291	44,53	198,70
0,0317	45,04	170,00
0,0347	45,55	168,13
0,0377	46,06	74,63
0,0445	46,57	68,61
0,0520	47,08	67,11
0,0596	47,59	

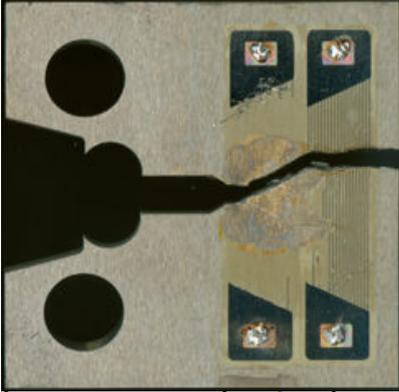
Eprouvette			520RX-V			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,35	10	Branchement	151,21	539,07	353,12

Eprouvette			520RX-U			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,33	10	Branchement	137,38	660,19	390,16

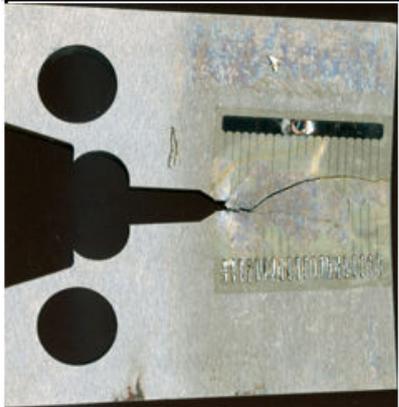
Eprouvette			520RX-X			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,46	10	Branchement	145,37	349,08	283,47



Eprouvette			520RX-AA			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,71	10	Branchement	142,46	652,14	388,25

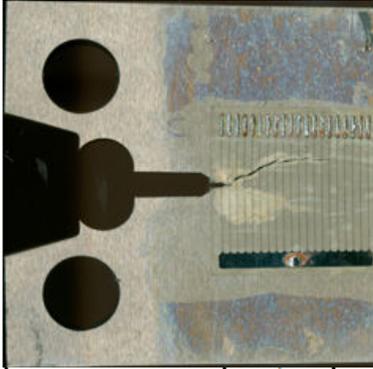
Eprouvette			520RX-AC			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,65	10	Branchement	138,19	894,26	454,31



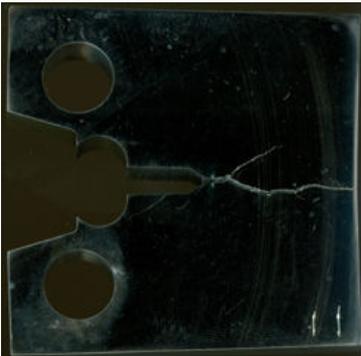
Eprouvette			520RX-AD			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,68	10	Branchement	138,37	41,36	327,9

Eprouvette			520RX-AH			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,64	10	Branchement	127,23	255,29	242,61



Eprouvette			520RY-AZ			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,69	10	Branchement	111,85	146,97	184,08
Eprouvette			520RY-BB			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,71	10	Branchement	142,24	750,56	415,98
Eprouvette			520RX-R			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,41	10	Branchement	138,22	299,64	262,83
Eprouvette			520RX-AU			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,57	15	Branchement	134,43	154,41	188,68



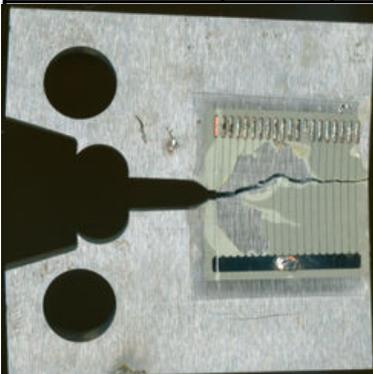
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-AO			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,82	15	Branchement	145,75	484,2	334,11



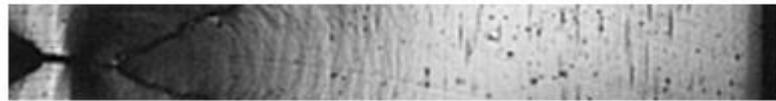
Eprouvette			520RX-AV			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,46	15	Branchement	145,14	277,65	253,01



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BL			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,62	15	Branchement	139,85	231,06	230,81



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BM			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,69	15	Branchement	208,8	383,06	297,17



Avant amorçage



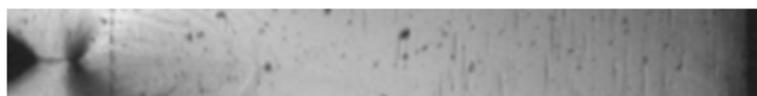
En propagation



Eprouvette			520RX-BF			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-100	25,84	15	Branchement	122,85	91,88	145,54



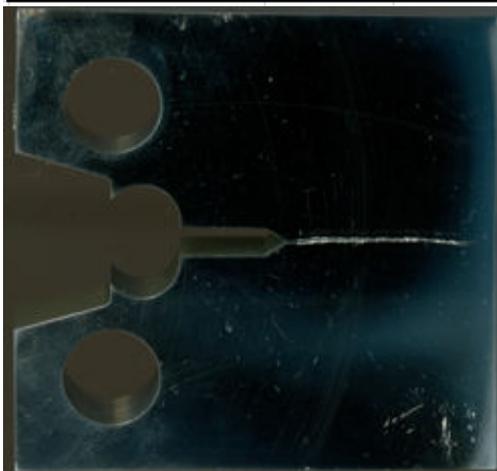
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-C			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,32	10	Rectiligne	74,2	26,27	77,82
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,32	1181,24	0,068	49,42	0,00	
0,002	27,60	775,19	0,069	49,42	0,00	
0,004	29,10	664,45	0,071	49,42	0,00	
0,006	30,38	701,36	0,073	49,42	0,00	
0,008	31,73	516,79	0,075	49,42	0,00	
0,010	32,73	627,53	0,077	49,42	0,00	
0,012	33,94	516,79	0,079	49,42	0,00	
0,014	34,94	627,53	0,081	49,42	0,00	
0,015	36,15	553,71	0,083	49,42	0,00	
0,017	37,22	553,71	0,085	49,42	1,55	
0,019	38,29	590,62	0,087	49,42	1,04	
0,021	39,43	590,62	0,089	49,43	1,55	
0,023	40,57	553,71	0,091	49,43	1,04	
0,025	41,63	553,71	0,093	49,43	2,07	
0,027	42,70	664,45	0,095	49,43	2,59	
0,029	43,99	590,62	0,097	49,44	5,18	
0,031	45,13	479,88	0,098	49,45	0,00	
0,033	46,05	406,05	0,100	49,45	5,18	
0,035	46,84	512,09	0,102	49,46	5,18	
0,037	47,82	103,63	0,104	49,47	10,36	
0,039	48,02	155,44	0,106	49,49	5,18	
0,041	48,32	202,07	0,108	49,50	20,73	
0,042	48,71	155,44	0,110	49,54	5,18	
0,044	49,01	121,90	0,112	49,55	31,09	
0,046	49,25	51,81	0,114	49,61	0,00	
0,048	49,35	34,20	0,116	49,61	20,73	
0,050	49,42	1,55	0,118	49,65	46,63	
0,052	49,42	1,04	0,120	49,74	15,54	
0,054	49,42	0,00	0,122	49,77	15,54	
0,056	49,42	0,00	0,124	49,80	0,00	
0,058	49,42	0,00	0,125	49,80	25,39	
0,060	49,42	0,00	0,127	49,85	0,52	
0,062	49,42	0,00	0,129	49,85		
0,064	49,42	0,00				
0,066	49,42	0,00				



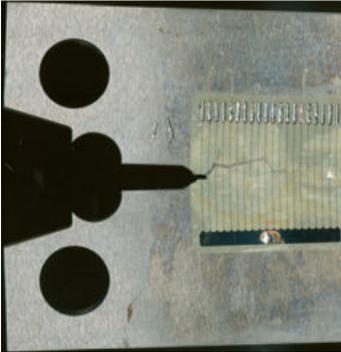
Avant amorçage



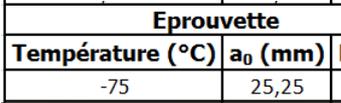
En propagation



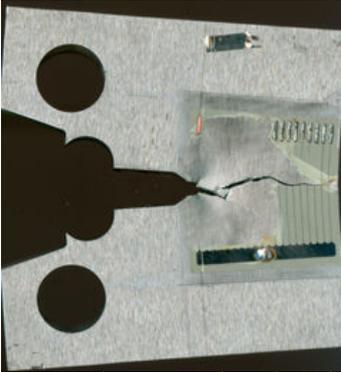
Eprouvette			520RY-BC			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,41	10	Branchement	135,59	615,01	376,55



Eprouvette			520RX-S			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,47	10	Branchement	139,45	617,79	377,4



Eprouvette			520RX-AR			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,25	15	Branchement	141,91	1084,64	500,06



Eprouvette			520RX-AM			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,29	15	Branchement	139,32	774,71	422,62



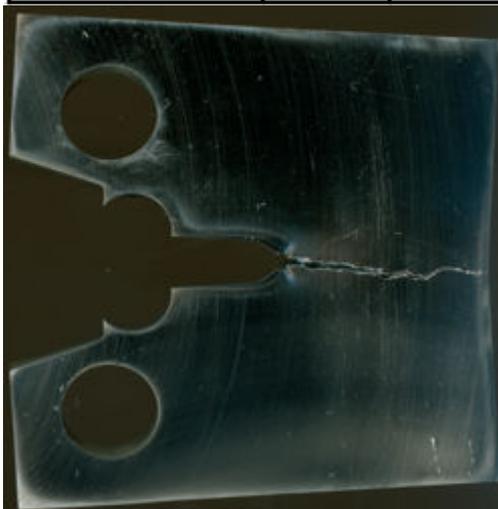
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BH			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	26,73	15	Rectiligne	166,87	934,21	464,09
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,00	26,70	952,45	0,066	47,80	0,00	
0,002	28,54	495,28	0,068	47,80	0,00	
0,004	29,49	609,57	0,069	47,80	0,00	
0,006	30,67	647,67	0,071	47,80	0,00	
0,008	31,92	761,96	0,073	47,80	0,00	
0,010	33,39	609,57	0,075	47,80	0,00	
0,012	34,57	876,26	0,077	47,80	0,00	
0,014	36,26	914,36	0,079	47,80	0,00	
0,015	38,02	609,57	0,081	47,80	0,00	
0,017	39,20	609,57	0,083	47,80	0,00	
0,019	40,38	533,37	0,085	47,80	0,00	
0,021	41,41	695,77	0,087	47,80	0,00	
0,023	42,73	571,47	0,089	47,80	0,00	
0,025	43,83	419,08	0,091	47,80	304,79	
0,027	44,64	533,37	0,093	48,39	0,00	
0,029	45,67	571,47	0,095	48,39	0,00	
0,031	46,77	0,00	0,097	48,39	0,00	
0,033	46,77	0,00	0,098	48,39	0,00	
0,035	46,77	0,00	0,100	48,39	114,29	
0,037	46,77	0,00	0,102	48,61	190,49	
0,039	46,77	0,00	0,104	48,98	76,20	
0,041	46,77	0,00	0,106	49,13	152,39	
0,042	46,77	0,00	0,108	49,42	38,10	
0,044	46,77	0,00	0,110	49,49	38,10	
0,046	46,77	0,00	0,112	49,57	0,00	
0,048	46,77	0,00	0,114	49,57	0,00	
0,050	46,77	533,37	0,116	49,57	38,10	
0,052	47,80	0,00	0,118	49,64	0,00	
0,054	47,80	0,00	0,120	49,64	0,00	
0,056	47,80	0,00	0,122	49,64	38,10	
0,058	47,80	0,00	0,124	49,71		
0,060	47,80	0,00				
0,062	47,80	0,00				
0,064	47,80	0,00				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BJ			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	26,52	15	Rectiligne	147,1	583,58	366,81
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,45	457,62	0,050	47,65	0,00	
0,002	27,33	665,63	0,052	47,65	0,00	
0,004	28,62	790,44	0,054	47,65	0,00	
0,006	30,14	998,45	0,056	47,65	0,00	
0,008	32,07	624,03	0,058	47,65	0,00	
0,010	33,27	457,62	0,060	47,65	374,10	
0,012	34,16	665,63	0,062	48,37	0,00	
0,014	35,44	956,85	0,064	48,37	0,00	
0,015	37,29	624,03	0,066	48,37	166,73	
0,017	38,49	540,83	0,068	48,69	0,00	
0,019	39,54	582,43	0,069	48,69	0,00	
0,021	40,66	624,03	0,071	48,69	83,20	
0,023	41,87	416,02	0,073	48,85	0,00	
0,025	42,67	457,62	0,075	48,85	0,00	
0,027	43,55	675,52	0,077	48,85	0,00	
0,029	44,86	103,63	0,079	48,85	0,00	
0,031	45,06	0,00	0,081	48,85	0,00	
0,033	45,06	0,00	0,083	48,85	0,00	
0,035	45,06	0,00	0,085	48,85	0,00	
0,037	45,06	626,76	0,087	48,85	0,00	
0,039	46,27	202,26	0,089	48,85	166,41	
0,041	46,66	0,00	0,091	49,17	20,80	
0,042	46,66	0,00	0,093	49,21		
0,044	46,66	419,05				
0,046	47,46	94,49				
0,048	47,65	0,00				



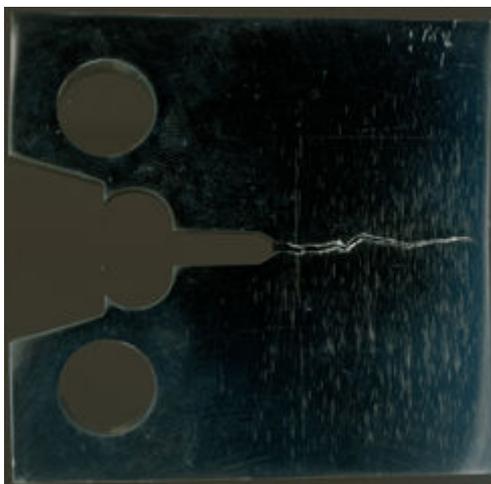
Avant amorçage



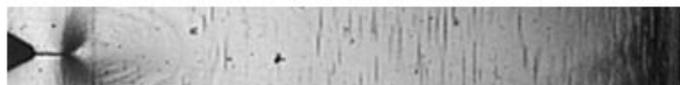
En propagation



Eprouvette			520RX-BN			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,64	15	Rectiligne	120,51	109,25	158,71
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,60	759,00	0,052	47,03	0,00	
0,002	27,06	843,00	0,054	47,03	0,00	
0,004	28,69	883,34	0,056	47,03	76,81	
0,006	30,40	824,00	0,058	47,17	0,00	
0,008	31,99	778,00	0,060	47,17	0,00	
0,010	33,49	768,12	0,062	47,17	0,00	
0,012	34,97	945,00	0,064	47,17	76,81	
0,014	36,79	980,00	0,066	47,32	76,81	
0,015	38,69	960,16	0,068	47,47	76,81	
0,017	40,54	826,00	0,069	47,62	76,81	
0,019	42,13	614,50	0,071	47,77	76,81	
0,021	43,32	844,94	0,073	47,92	0,00	
0,023	44,95	652,91	0,075	47,92	0,00	
0,025	46,21	153,62	0,077	47,92	0,00	
0,027	46,51	76,81	0,079	47,92	38,41	
0,029	46,66	0,00	0,081	47,99	0,00	
0,031	46,66	38,41	0,083	47,99	0,00	
0,033	46,73	0,00	0,085	47,99	76,81	
0,035	46,73	0,00	0,087	48,14	0,00	
0,037	46,73	38,41	0,089	48,14	76,81	
0,039	46,80	0,00	0,091	48,29	0,00	
0,041	46,80	0,00	0,093	48,29	115,22	
0,042	46,80	38,41	0,095	48,51	76,81	
0,044	46,88	0,00	0,097	48,66	115,22	
0,046	46,88	0,00	0,098	48,88	115,22	
0,048	46,88	76,81	0,100	49,10		
0,050	47,03	0,00				



Avant amorçage

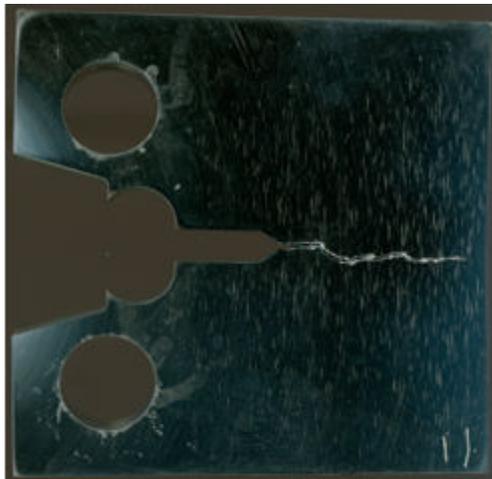


En propagation



Eprouvette			520RX-BC			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	27,18	15	Rectiligne	124,75	91,54	145,27

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	27,10	596,36
0,002	28,25	638,96
0,004	29,48	298,18
0,006	30,06	596,36
0,008	31,21	937,13
0,010	33,02	894,54
0,012	34,75	809,34
0,014	36,31	468,57
0,015	37,21	



Avant amorçage



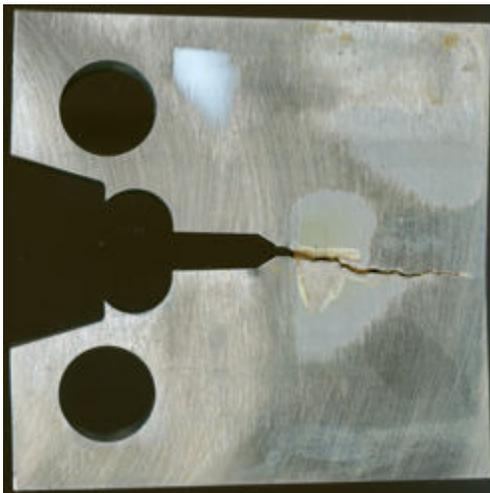
En propagation



Eprouvette			520RX-BE			Jauge
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,35	15	Rectiligne	125,86	251,86	240,97

t(ms)	a(mm)	v(m/s)
0,000	25,35	680,36
0,002	26,62	718,87
0,004	27,89	886,05
0,005	29,16	957,10
0,009	32,97	865,91
0,011	34,24	1005,58
0,013	36,78	470,37
0,016	38,05	976,92
0,018	40,59	668,42
0,020	41,86	443,02
0,023	43,13	668,42
0,025	44,40	49,94
0,077	47,00	25,86
0,147	48,80	



Eprouvette			520RY-AX			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-75	25,37	25	Rectiligne	153,36	575,63	364,3
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	25,30	484,38	0,066	48,05	20,18	
0,002	26,23	766,93	0,068	48,09	40,36	
0,004	27,72	847,66	0,069	48,16	40,36	
0,006	29,35	928,39	0,071	48,24	40,36	
0,008	31,14	1009,12	0,073	48,32	0,00	
0,010	33,09	726,56	0,075	48,32	40,36	
0,012	34,43	726,56	0,077	48,40	40,36	
0,014	35,89	605,47	0,079	48,48	40,36	
0,015	37,06	766,93	0,081	48,55	40,36	
0,017	38,54	484,38	0,083	48,63	40,36	
0,019	39,48	686,20	0,085	48,71	40,36	
0,021	40,80	605,47	0,087	48,79	40,36	
0,023	41,97	403,65	0,089	48,87	40,36	
0,025	42,75	888,02	0,091	48,94	40,36	
0,027	44,46	524,74	0,093	49,02	20,18	
0,029	45,48	403,65	0,095	49,06	20,18	
0,031	46,26	121,09	0,097	49,10	20,18	
0,033	46,43	282,55	0,098	49,14	20,18	
0,035	47,04	80,73	0,100	49,18	40,36	
0,037	47,19	80,73	0,102	49,26	0,00	
0,039	47,35	121,09	0,104	49,26	0,00	
0,041	47,58	40,36	0,106	49,26	0,00	
0,042	47,66	40,36	0,108	49,26	40,36	
0,044	47,74	80,73	0,110	49,33	0,00	
0,046	47,89	0,00	0,112	49,33	0,00	
0,048	47,89	0,00	0,114	49,33	40,36	
0,050	47,89	0,00	0,116	49,41	40,36	
0,052	47,89	0,00	0,118	49,43	40,36	
0,054	47,89	0,00	0,120	49,57	0,00	
0,056	47,89	0,00	0,122	49,57	0,00	
0,058	47,89	0,00	0,124	49,57	40,36	
0,060	47,89	40,36	0,125	49,64		
0,062	47,97	20,18				
0,064	48,01	20,18				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BD			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-50	26,77	15	Rectiligne	151,34	1354,21	558,76
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,70	984,46	0,050	47,60	0,00	
0,002	28,60	1207,65	0,052	47,60	0,00	
0,004	30,93	469,74	0,054	47,60	0,00	
0,006	31,84	913,28	0,056	47,60	0,00	
0,008	33,60	887,38	0,058	47,60	327,25	
0,010	35,31	587,17	0,060	48,23	0,00	
0,012	36,45	508,88	0,062	48,23	0,00	
0,014	37,43	861,19	0,064	48,23	0,00	
0,015	39,09	704,61	0,066	48,23	0,00	
0,017	40,45	548,03	0,068	48,23	0,00	
0,019	41,51	704,61	0,069	48,23	0,00	
0,021	42,87	704,61	0,071	48,23	0,00	
0,023	44,23	508,88	0,073	48,23	0,00	
0,025	45,21	391,45	0,075	48,23	0,00	
0,027	45,97	704,61	0,077	48,23	508,88	
0,029	47,33	0,00	0,079	49,21	64,34	
0,031	47,33	0,00	0,081	49,34	0,00	
0,033	47,33	0,00	0,083	49,34	0,00	
0,035	47,33	0,00	0,085	49,34	0,00	
0,037	47,33	0,00	0,087	49,34	0,00	
0,039	47,33	0,00	0,089	49,34	0,00	
0,041	47,33	0,00	0,091	49,34	0,00	
0,042	47,33	0,00	0,093	49,34	0,00	
0,044	47,33	142,49	0,095	49,34	103,63	
0,046	47,60	0,00	0,097	49,54		
0,048	47,60	0,00				



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-AY			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-50	26,84	15	Rectiligne	153,08	1190,41	523,88
t(ms)	a(mm)	v(m/s)	t(ms)	a(mm)	v(m/s)	
0,000	26,76	403,65	0,060	48,81	0,00	
0,002	27,54	847,66	0,062	48,81	0,00	
0,004	29,18	968,75	0,064	48,81	0,00	
0,006	31,04	1089,84	0,066	48,81	0,00	
0,008	33,15	726,56	0,068	48,81	0,00	
0,010	34,55	726,56	0,069	48,81	0,00	
0,012	35,95	645,83	0,071	48,81	0,00	
0,014	37,20	1009,12	0,073	48,81	0,00	
0,015	39,15	524,74	0,075	48,81	0,00	
0,017	40,16	201,82	0,077	48,81	0,00	
0,019	40,55	0,00	0,079	48,81	0,00	
0,021	40,55	403,65	0,081	48,81	0,00	
0,023	41,33	451,82	0,083	48,81	0,00	
0,025	42,20	476,57	0,085	48,81	0,00	
0,027	43,12	726,56	0,087	48,81	0,00	
0,029	44,52	322,92	0,089	48,81	0,00	
0,031	45,15	0,00	0,091	48,81	0,00	
0,033	45,15	0,00	0,093	48,81	0,00	
0,035	45,15	0,00	0,095	48,81	40,36	
0,037	45,15	0,00	0,097	48,88	0,00	
0,039	45,15	0,00	0,098	48,88	80,73	
0,041	45,15	807,29	0,100	49,04	80,73	
0,042	46,70	686,20	0,102	49,20	80,73	
0,044	48,03	403,65	0,104	49,35	80,73	
0,046	48,81	0,00	0,106	49,51	40,36	
0,048	48,81	0,00	0,108	49,59	121,09	
0,050	48,81	0,00	0,110	49,82	80,73	
0,052	48,81	0,00	0,112	49,98		
0,054	48,81	0,00				
0,056	48,81	0,00				
0,058	48,81	0,00				



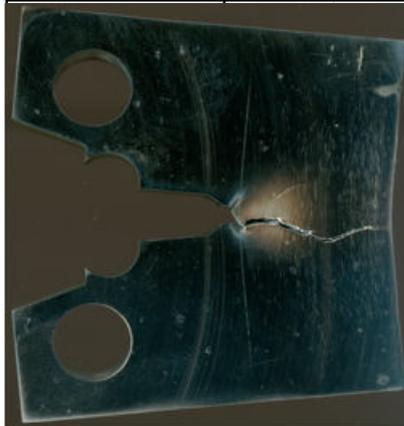
Avant amorçage



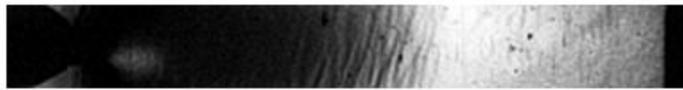
En propagation



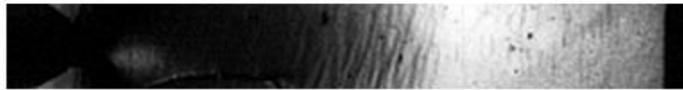
Eprouvette			520RX-BI			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-50	26,52	15	Branchement	146,19	1597,06	606,8



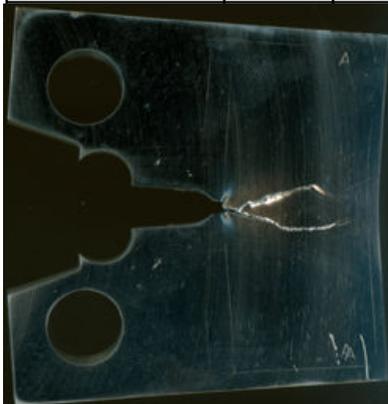
Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-AP			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-50	26,46	15	Branchement	151,33	1240,72	534,84



Avant amorçage



En propagation



Eprouvette			520RX-BA			Caméra
Température (°C)	a <sub>0</sub> (mm)	B (mm)	Type de propagation	K <sub>I</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )	J <sub>total</sub> (kJ/m <sup>2</sup> )	K <sub>J</sub> (MPa.m <sup>0,5</sup> )
-50	26,34	15	Branchement	149,25	794,75	428,05



Avant amorçage



En propagation



## **Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure**

<b>B.1. Introduction</b> .....	243
<b>B.2. Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures</b> .....	243
<b>B.2.1. Essais à -150°C</b> .....	243
<b>B.2.2. Essais à -125°C</b> .....	246
<b>B.2.3. Essais à -100°C</b> .....	253

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures  
des essais avec branchement de fissure

## **Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure**

### **B.1. Introduction**

Au cours de la campagne expérimentale, deux types de trajet de fissure ont été mis en évidence, à savoir rectiligne et branché. Cette annexe a pour but de montrer les corrélations qui existent entre les enregistrements effectués à l'aide de la caméra d'acquisition rapide sur des éprouvettes Compact Tension et les observations fractographiques réalisées au Microscope Electronique à Balayage (figure B.1.a).

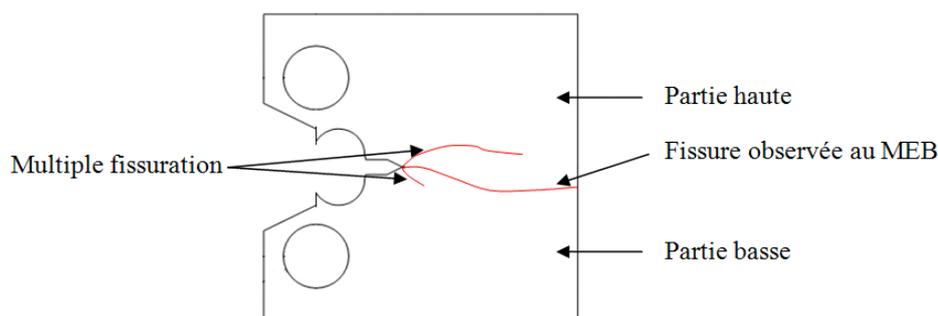


Figure B.1.a : Schéma des parties haute et basse de l'éprouvette CT observées au MEB

Les images des enregistrements réalisés à l'aide de la caméra d'acquisition rapide montrent des amorçages 'en arrière' de la fissure principale en cours de propagation pour des essais à différentes températures (figure B.1.b). Des observations au MEB des faciès de rupture ont été effectuées pour étudier les orientations locales du clivage afin de confirmer ou non des sens de propagation opposés.

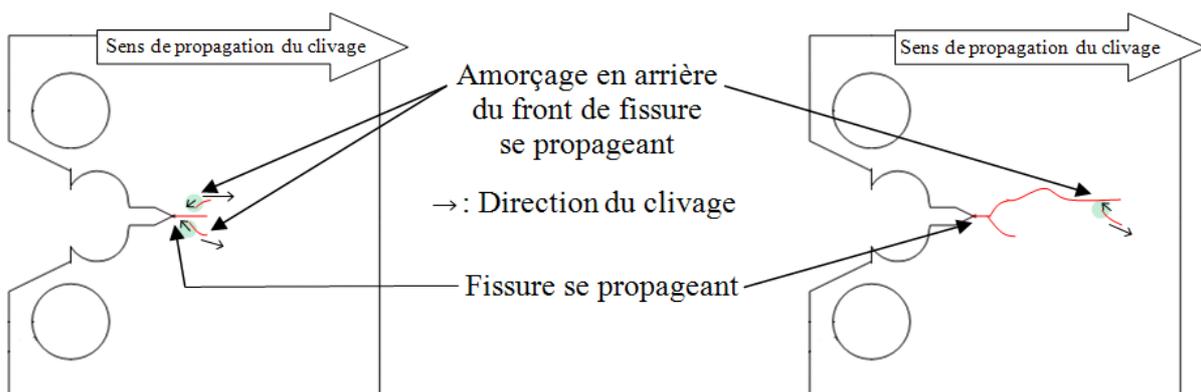


Figure B.1.b : Branchement de fissure avec amorçage en arrière du front de fissure se propageant

### **B.2. Synthèses des enregistrements et des observations MEB à différentes températures**

#### **B.2.1. Essai à -150°C**

L'éprouvette CT 520ZY d'épaisseur 3 mm a été étudiée. Les figures B.2.1.a et B.2.1.b montrent respectivement des photographies de l'éprouvette placée dans l'enceinte thermique et les faces filmée et non filmée de la CT. Différents branchements de fissure sont observés. Les différentes images de

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

l'enregistrement de l'essai sont présentées à la figure B.2.1.c. La période entre chaque image est de 1,9  $\mu$ s. La partie basse de l'éprouvette est observée au MEB.

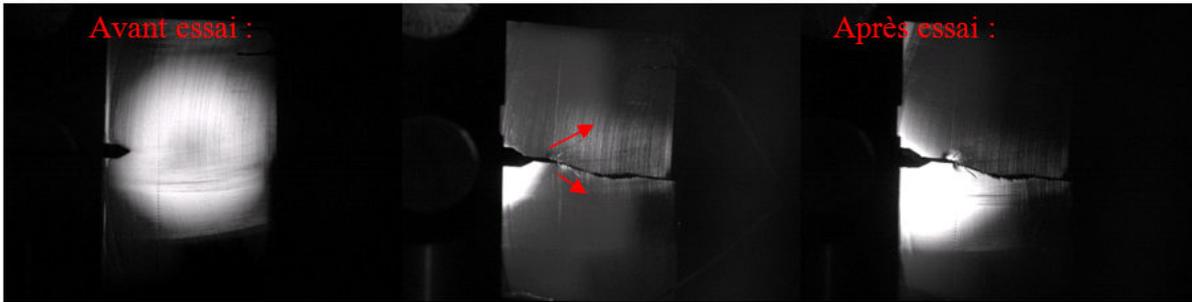


Figure B.2.1.a : Photographies de l'éprouvette CT placée dans l'enceinte thermique

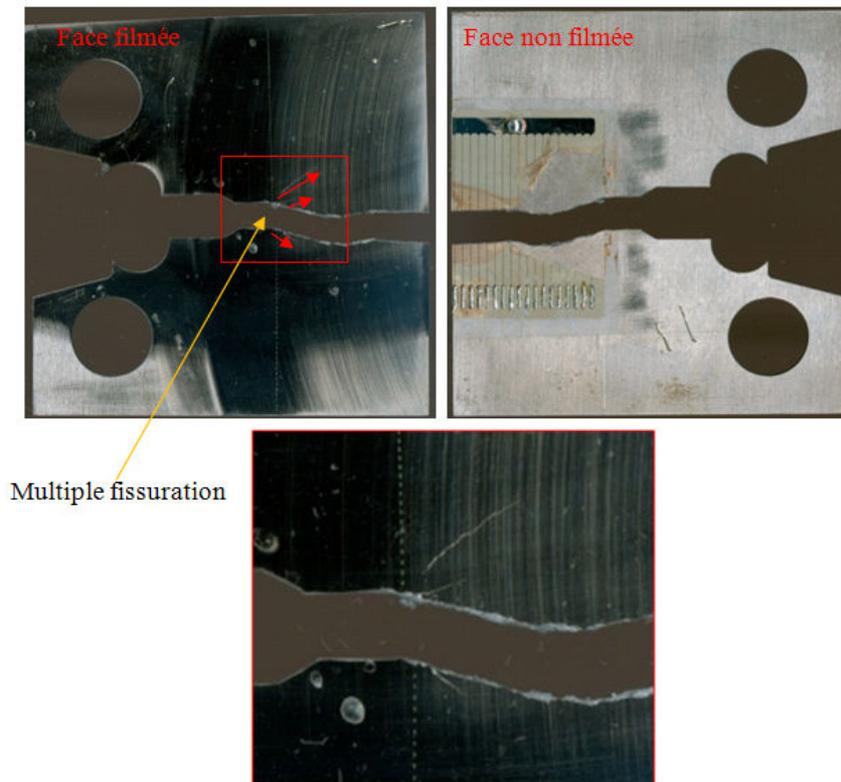


Figure B.2.1.b : Photographies post-fissuration des deux faces de l'éprouvette CT

A partir des enregistrements réalisés avec la caméra d'acquisition ultra-rapide, le scénario de l'essai est le suivant :

1. La fissure de clivage se propage rectilignement sur 2 mm (images 1 à 3 de la figure B.2.1.c).
2. Trois fissures apparaissent sur les images 4 et 5 de la figure B.2.1.c. Ces trois fissures se propagent sur 5 mm.
3. La dernière fissure à apparaître sur l'enregistrement est celle qui traverse complètement l'éprouvette CT (image 6 de la figure B.2.1.c). Cette fissure apparaît au niveau de la zone X (image 6 de la figure B.2.1.c).
4. Il y a amorçage en arrière du front de fissure et le clivage se propage « en arrière » depuis la zone X comme le montrent les images 6 à 10 de la figure B.2.1.c.

Des observations au MEB de la zone X ont été réalisées afin d'identifier ou non des sites d'amorçage avec « retour en arrière » de la fissure de clivage.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

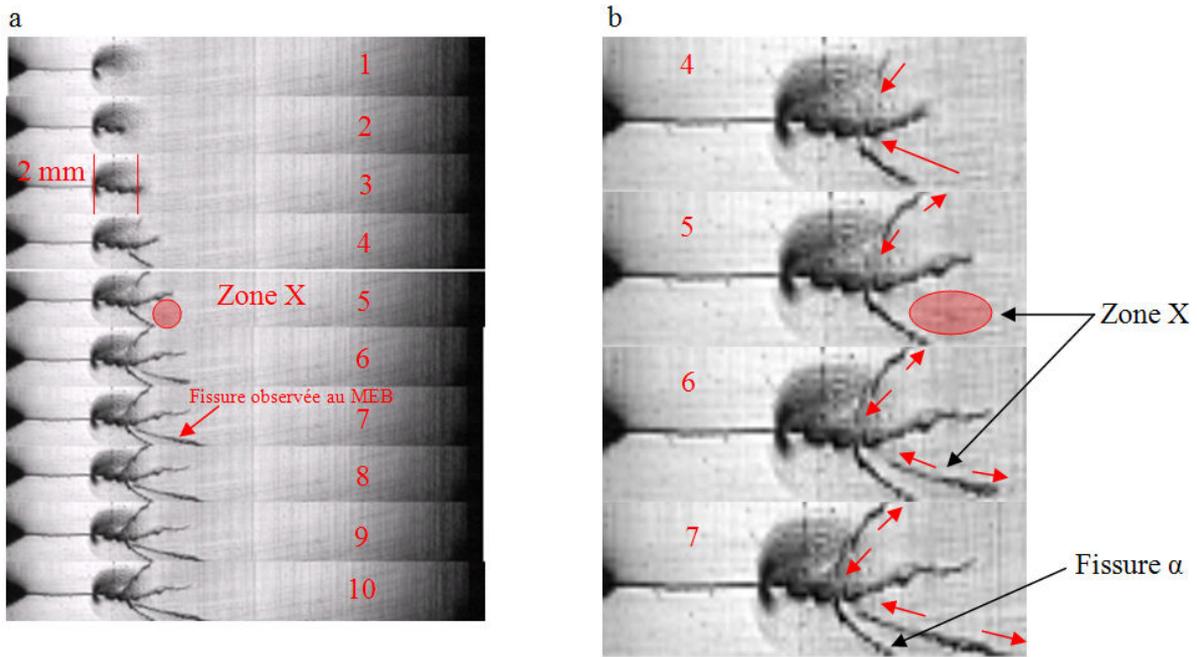


Figure B.2.1.c : Images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520ZY (a) et zoom sur la propagation (b)

La figure B.2.1.d schématise la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage indiquées selon les images de l'enregistrement. La figure B.2.1.e présente une fractographie générale du début de propagation avec la zone X qui est identifiée.

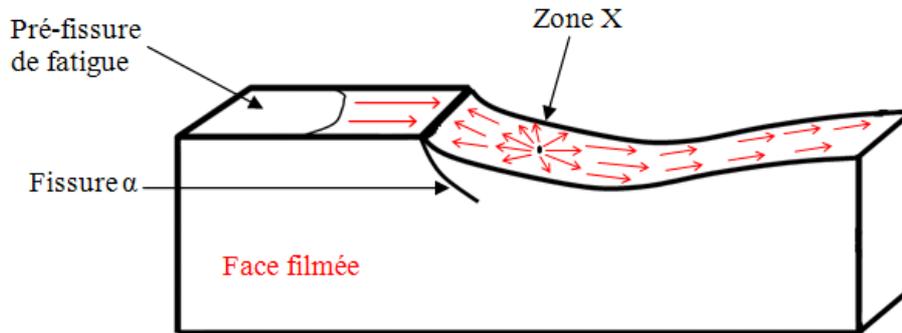


Figure B.2.1.d : Partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB

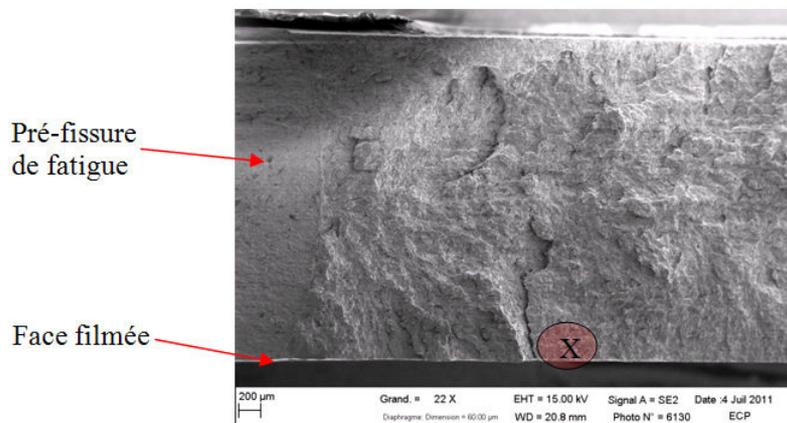


Figure B.2.1.e : Fractographie de l'éprouvette CT 520ZY

Les orientations du clivage dans la zone X sont présentées sur la figure B.2.1.f (flèches noires). La propagation dans le sens opposé au sens de la fissure macroscopique de clivage a été identifiée, ce qui

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

confirme l'enregistrement de la caméra d'acquisition rapide. Au-delà de la zone X, les orientations locales du clivage (flèches rouges) sont dans le sens de l'avancée de la fissure macroscopique.

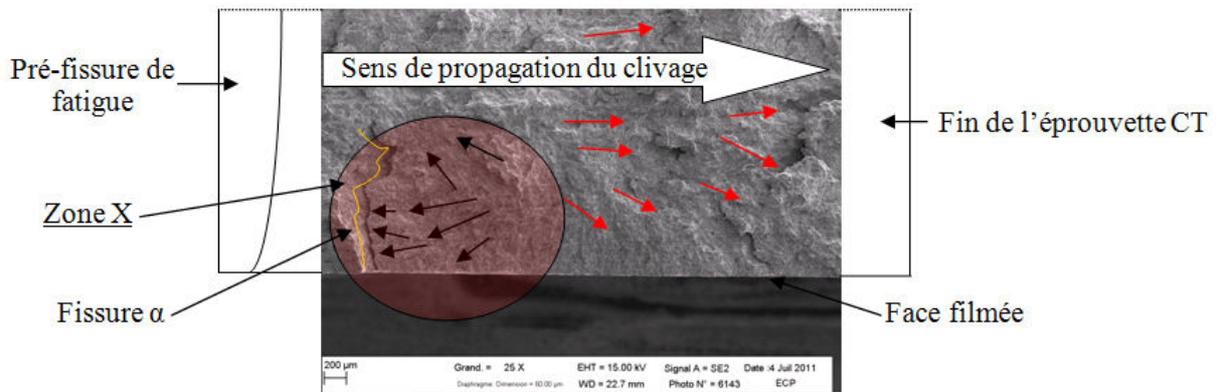


Figure B.2.1.f : Zone X du « retour de clivage »

### B.2.2. Essais à $-125^{\circ}\text{C}$

Les éprouvettes CT 520RX-N, 520RX-L et 520RX-E d'épaisseur 10 mm ont été étudiées.

#### Eprouvette 520RX-N

La figure B.2.2.a montre les deux faces de l'éprouvette CT sur lesquelles se distingue le branchement de fissure. La figure B.2.2.b représente les différentes images de l'enregistrement effectué à l'aide de la caméra d'acquisition rapide. La période entre chaque image est de  $1,9 \mu\text{s}$ . La partie haute de l'éprouvette est observée au MEB.

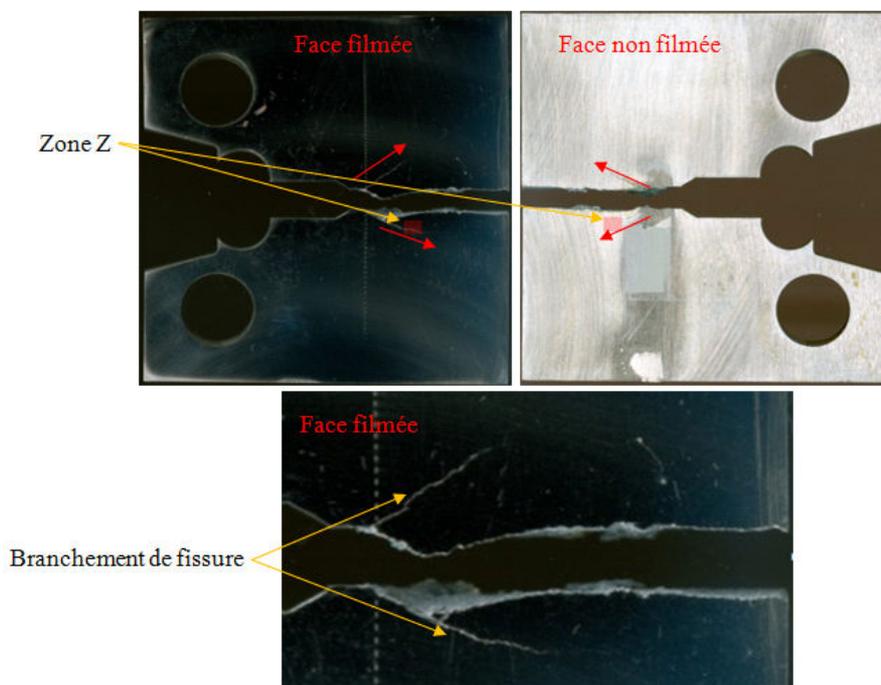


Figure B.2.2.a : Photographies post-fissuration des deux faces de l'éprouvette CT

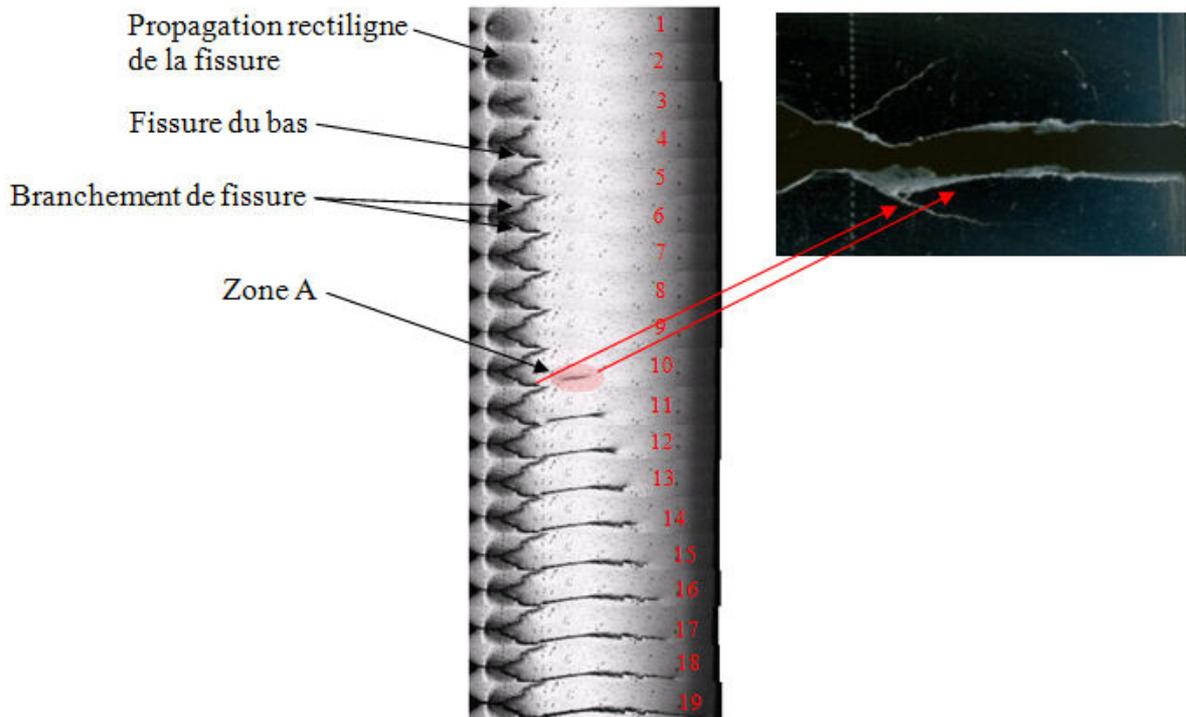


Figure B.2.2.b : Images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-N

A partir des images de la figure B.2.2.b, le scénario du phénomène de rupture est le suivant :

1. La fissure se propage de manière rectiligne (images 1 à 2 de la figure B.2.2.b).
2. Le branchement apparaît sur les images 3 à 5 de la figure B.2.2.b.
3. La « fissure du bas » indiquée sur la figure B.2.2.b se propage et s'arrête dans la zone Z pointée sur la figure B.2.2.a (images 6 à 9 de la figure B.2.2.b).
4. Il y a amorçage en arrière du front de la fissure au niveau de la zone A identifiée sur l'image 10 de la figure B.2.2.b.
5. En même temps que la fissure se propage, un « retour en arrière du clivage » est visible sur les images 11 à 16 de la figure B.2.2.b.

La figure B.2.2.c schématise la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage supposées à partir des images de l'enregistrement. La figure B.2.2.d est une fractographie MEB de la zone A où un amorçage en arrière du front de la fissure de clivage a été filmé. La partie entourée sur la figure B.2.2.d correspond à la zone A de la figure B.2.2.b. Les orientations du clivage sont indiquées à l'aide de flèches rouges. Ces orientations locales tendent à montrer deux sens de propagation différents. Il y a d'abord des orientations locales du clivage dans le sens de propagation de la fissure macroscopique, puis il y a une orientation du clivage dans le sens opposé confirmant les images enregistrées. Des fractographies MEB à de plus forts grossissements ont été réalisées afin de confirmer les tendances observées sur la figure B.2.2.d. Les figures B.2.2.e.a, B.2.2.e.b et B.2.2.e.c présentent les directions locales du clivage dans cette zone A à l'aide de flèches.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

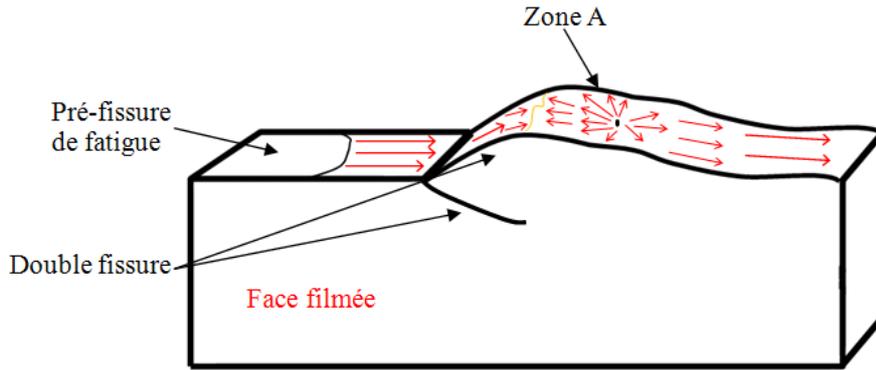


Figure B.2.2.c : Schéma de la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB

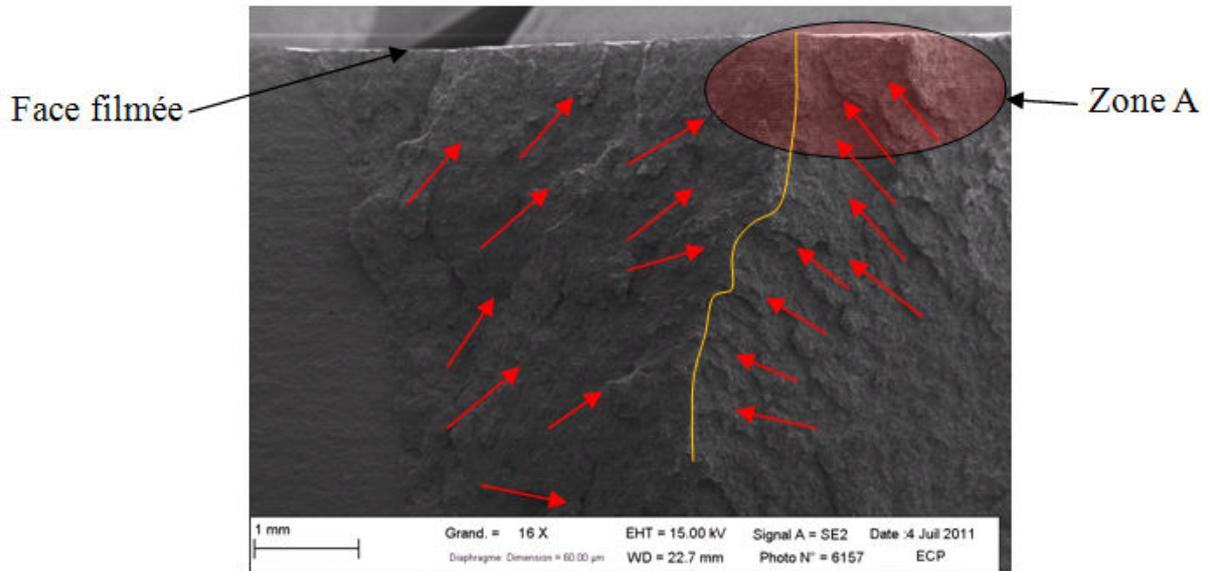


Figure B.2.2.d : Zone A

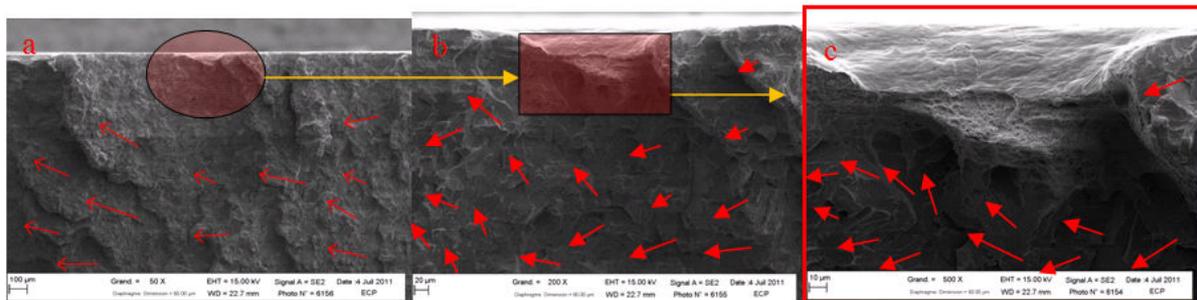


Figure B.2.2.e : Orientations locales des rivières dans la zone A (a, b, c)

**Eprouvette 520RX-L**

La figure B.2.2.f montre la face de l'éprouvette filmée avec le branchement de fissure nettement visible. La figure B.2.2.g représente les différentes images de l'enregistrement réalisé à l'aide de la caméra d'acquisition rapide. La période entre chaque image est de 1,9 µs. La partie haute de l'éprouvette CT est observée au MEB.

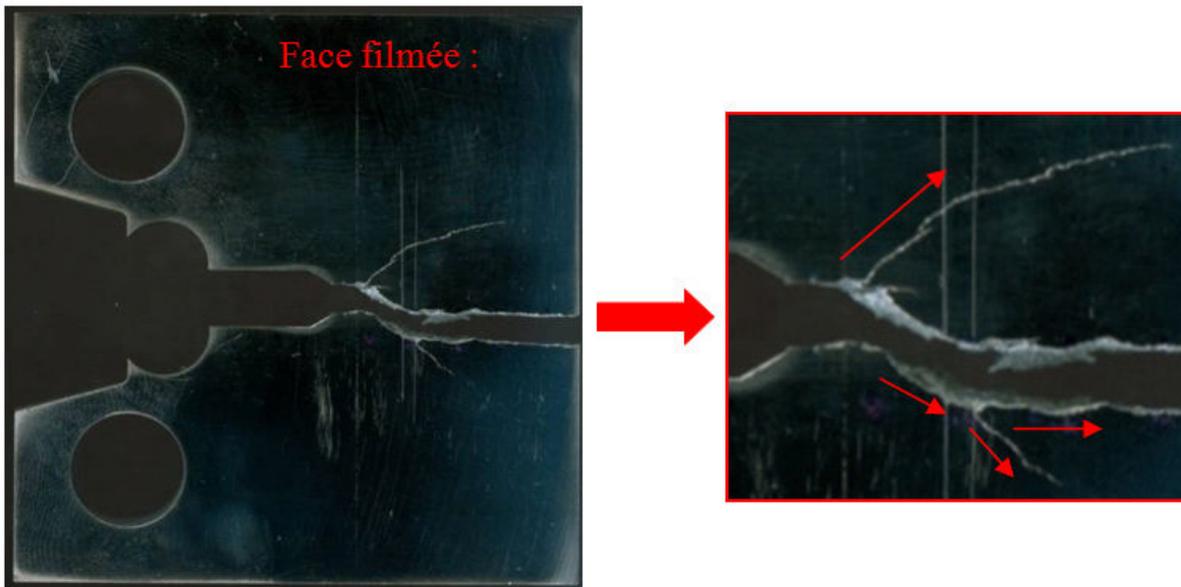


Figure B.2.2.f : Photographie de la face de l'éprouvette CT filmée par la caméra rapide

Le scénario de la propagation de fissure est le suivant :

1. La fissure se propage rectilignement comme le montrent les images 1 à 5 de la figure B.2.2.g.
2. Cette dernière fissure s'arrête au niveau de la zone Z (images 5 et 6 de la figure B.2.2.g).
3. Une double fissure apparaît avec deux amorçages en arrière de la fissure de clivage se propageant (images 6 à 8 de la figure B.2.2.g). Il y a donc des « retours de clivage » observables sur les images 6 à 13 de la figure B.2.2.g. La « fissure du bas » (image 8 de la figure B.2.2.g) s'initie au niveau de la zone A qui a été observée au MEB afin de caractériser les orientations locales du clivage.
- 4.

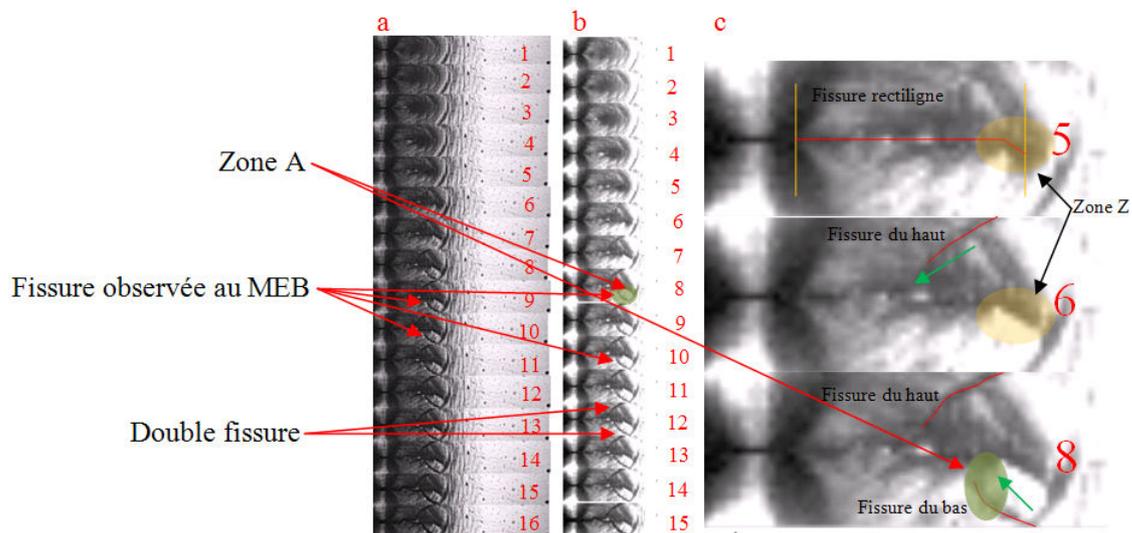


Figure B.2.2.g : Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-L : données brutes (a), données modifiées en jouant sur le contraste et la luminosité (b), zoom (c)

La figure B.2.2.h schématise la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage identifiées à partir des images de l'enregistrement.

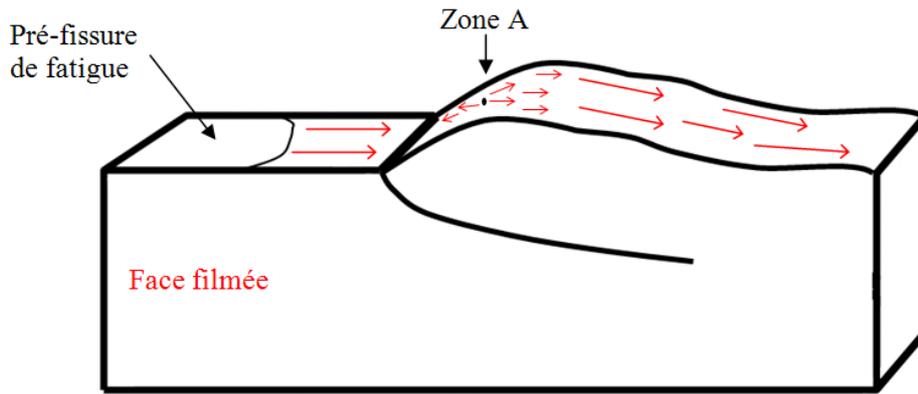


Figure B.2.2.h : Schéma de la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB

La zone A, identifiée sur les figures B.2.2.g et B.2.2.h, a été plus particulièrement étudiée au MEB. La figure B.2.2.i présente le faciès de rupture du côté de la face filmée de l'éprouvette de la zone A où se situe le « retour de clivage » observé à la caméra (image 8 de la figure B.2.2.g). Les orientations locales du clivage (flèches) confirment deux sens de propagation opposés caractérisant l'avancée de la fissure macroscopique et le retour de clivage.

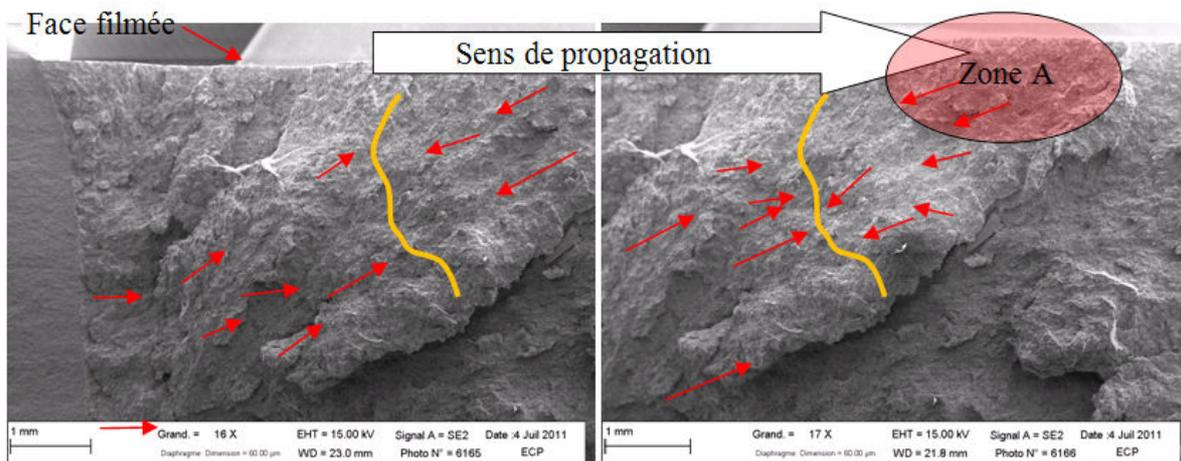


Figure B.2.2.i : Zone A du faciès de rupture où il y a un retour de clivage

La figure B.2.2.j zoome plus particulièrement sur une partie de la zone A du faciès de rupture où se distinguent des retours de clivages (flèches). Les forts grossissements réalisés sur les figures B.2.2.j.b et B.2.2.j.c correspondent à la zone pointée sur la figure B.2.2.j.d.

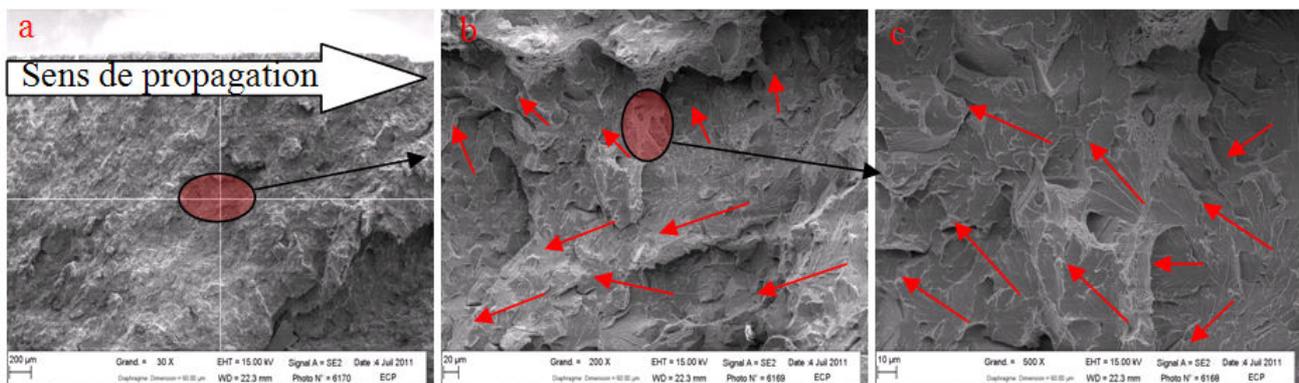


Figure B.2.2.j : Directions locales du clivage dans la zone A

**Eprouvette 520RX-E**

La figure B.2.2.k présente la face filmée de l'éprouvette CT 520RX-E avec un branchement de fissure. La figure B.2.2.l représente les différentes images de l'enregistrement réalisé à l'aide de la caméra d'acquisition rapide. La période entre chaque image est de 1,9  $\mu$ s. La partie basse de l'éprouvette est observée au MEB.

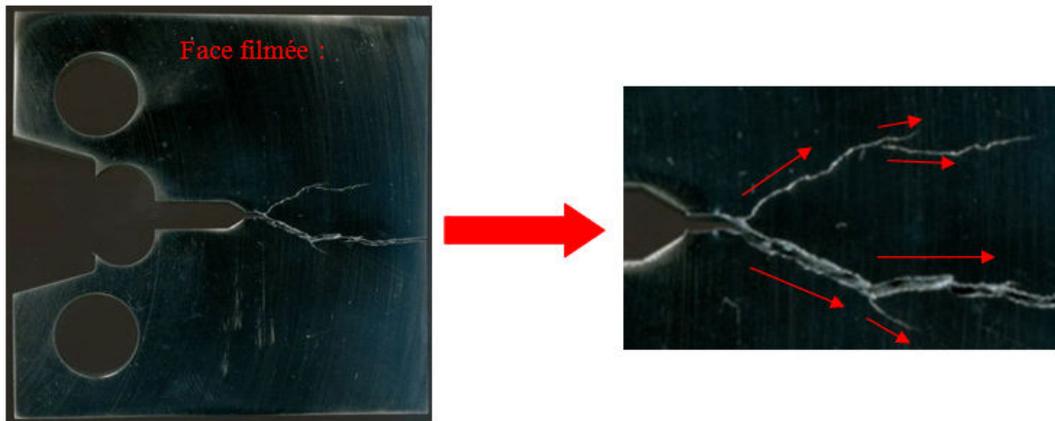


Figure B.2.2.k : Photographie de la face filmée de l'éprouvette CT

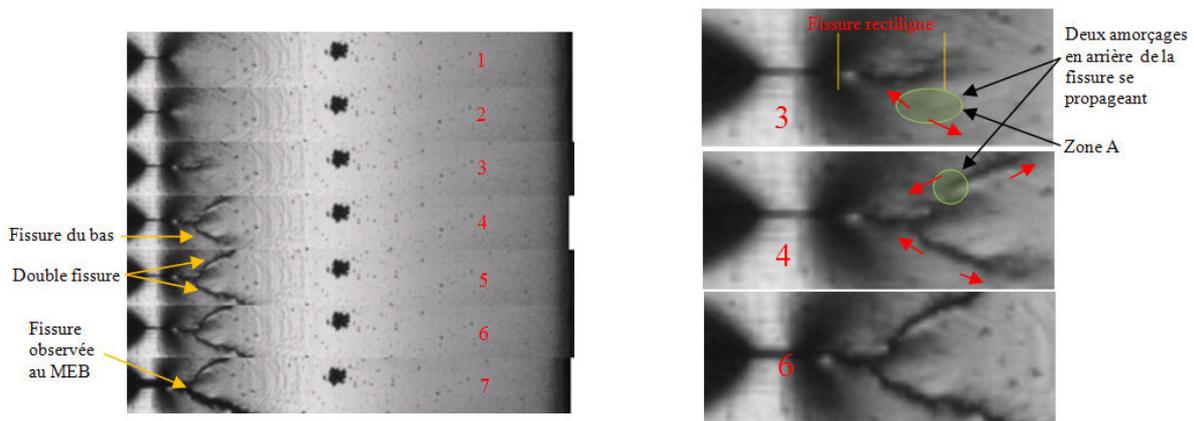


Figure B.2.2.l : Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-E

Le scénario de la rupture est le suivant :

1. La fissure se propage rectilignement comme le montrent les images 1 à 3 de la figure B.2.2.l.
2. Une double fissure se crée avec deux amorçages en arrière de la fissure (retours de clivage) pour les deux branches qui se forment (images 3 à 6 de la figure B.2.2.l). A partir de ces sites d'amorçage, il y a des « retours de clivage ». La « fissure du bas » (images 3 et 4 de la figure B.2.2.l) s'amorce depuis la zone A. Cette zone est plus particulièrement étudiée au MEB.

La figure B.2.2.m schématise la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage identifiées à partir des images de l'enregistrement.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

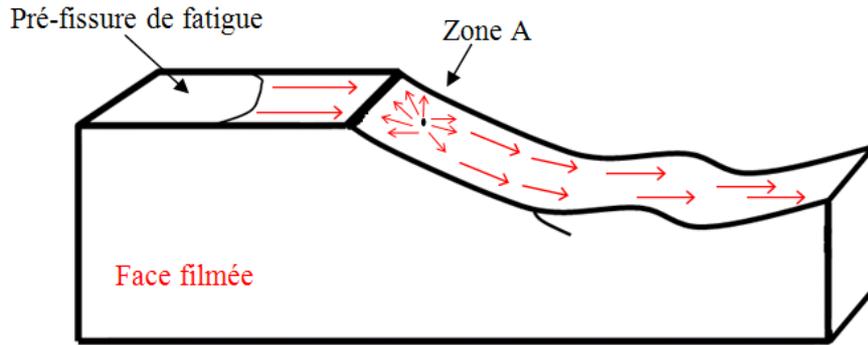


Figure B.2.2.m : Partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB

La figure B.2.2.n présente des fractographies de la zone A du côté de la face filmée par la caméra.

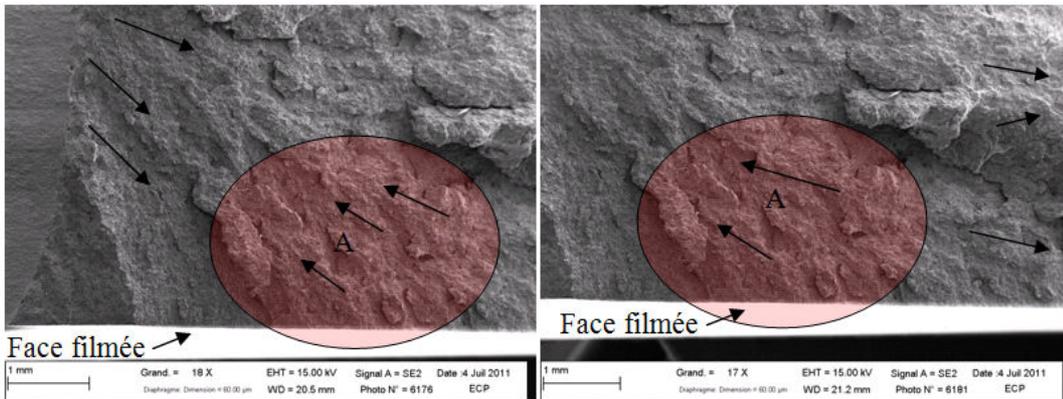


Figure B.2.2.n : Fractographies contenant la zone A

La figure B.2.2.o montre les orientations locales du clivage dans la zone A à l'aide de flèches. Des orientations locales du clivage dans le sens opposé à la propagation de la fissure macroscopique sont nettement visibles sur cette portion du faciès de rupture confirmant les images 3 et 4 de la figure B.2.2.1.

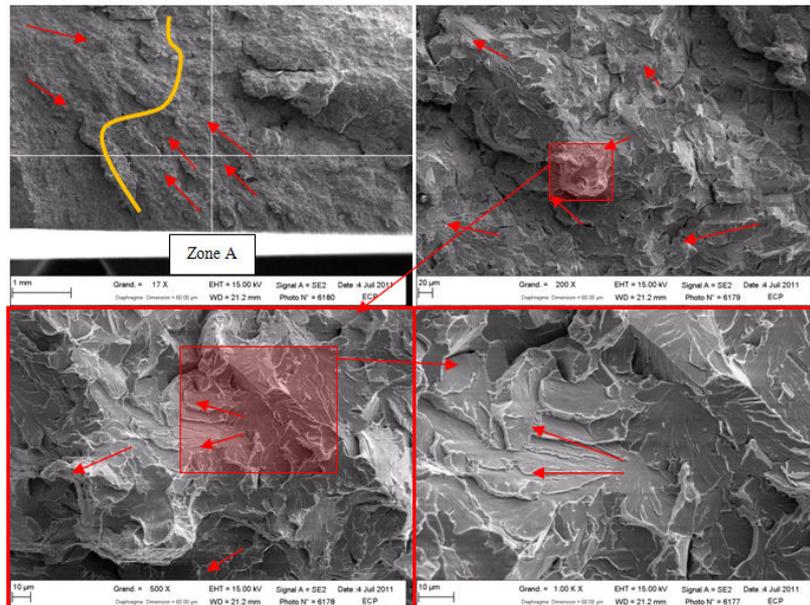


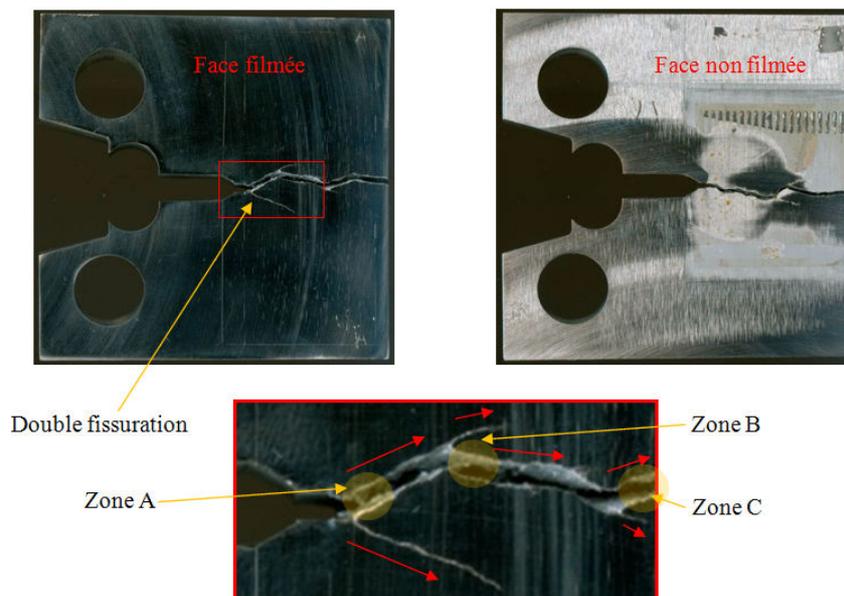
Figure B.2.2.o : Zone A à différents grossissements

B.2.3. Essais à -100°C

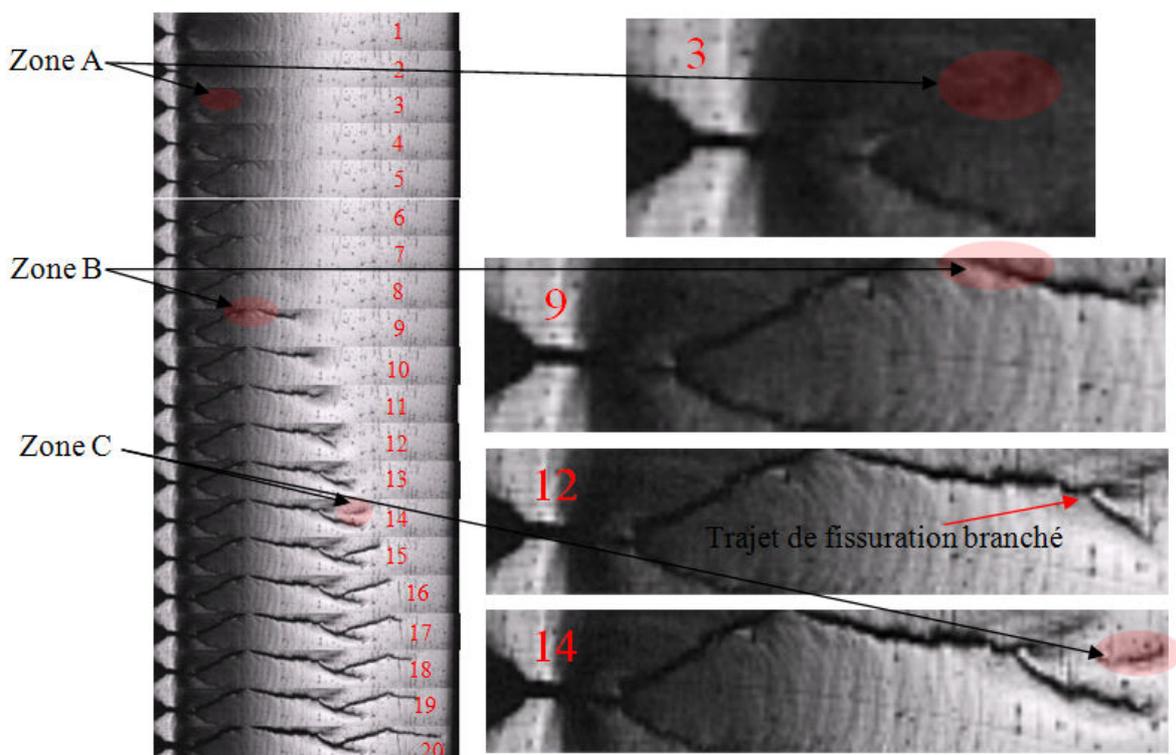
Les éprouvettes CT 520RX-AV et 520RX-BF d'épaisseur 15 mm ont été étudiées

**Eprouvette CT 520RX-AV :**

La figure B.2.3.a montre les faces filmée et non filmée de l'éprouvette CT. La figure B.2.3.b représente les différentes images de l'enregistrement réalisé à l'aide de la caméra d'acquisition rapide. La période entre chaque image est de 1,9  $\mu$ s. La partie haute de l'éprouvette CT est observée au MEB.



**Figure B.2.3.a :** Photographies post-fissuration de l'éprouvette CT



**Figure B.2.3.b :** Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-AV

Le scénario de la rupture par clivage est le suivant :

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

1. La fissure se propage rectilignement (images 1 et 2 de la figure B.2.3.b).
2. Une double fissure apparaît et les deux branches formées se propagent (images 3 à 8 de la figure B.2.3.b). Il y a un amorçage en arrière de la fissure se propageant qui est visible pour la fissure branchée « du haut » au niveau de la zone A (image 3 de la figure B.2.3.b).
3. Les deux fissures branchées s'arrêtent (image 8 de la figure B.2.3.b).
4. Il y a un amorçage en arrière de la « fissure du haut » au niveau de la zone B (image 9 de la figure B.2.3.b).
5. La « fissure du haut » continue de se propager depuis la zone B.
6. Il y a un nouvel amorçage en arrière de la « fissure du haut » au niveau de la zone C (image 14 de la figure B.2.3.b)
7. La « fissure du haut » finit de se propager entièrement au travers de l'éprouvette CT (images 14 à 20 de la figure B.2.3.b).

La figure B.2.3.c schématise la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage identifiées à partir des images de l'enregistrement.

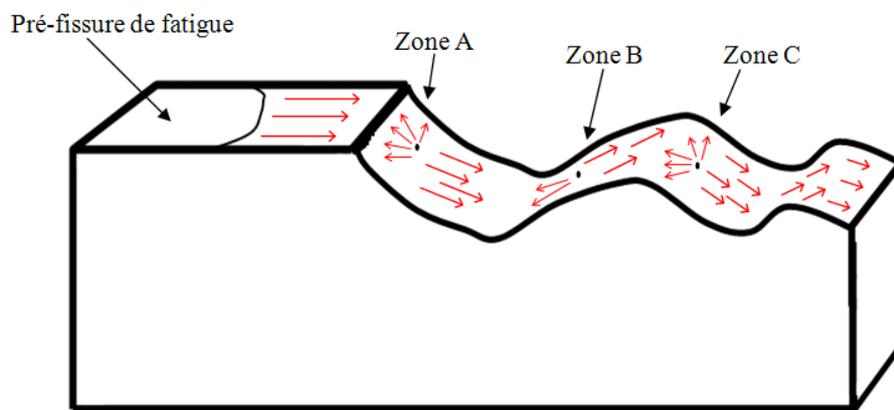


Figure B.2.3.c : Schéma de la partie haute de l'éprouvette CT observée au MEB

La figure B.2.3.d présente deux fractographies montrant la zone A. Les images relatives à la zone A montrent un amorçage en arrière de la fissure avec « retour de clivage ». Le sens d'orientation local du clivage, indiqué à l'aide de flèches, confirment une orientation opposée à la propagation de la fissure macroscopique.

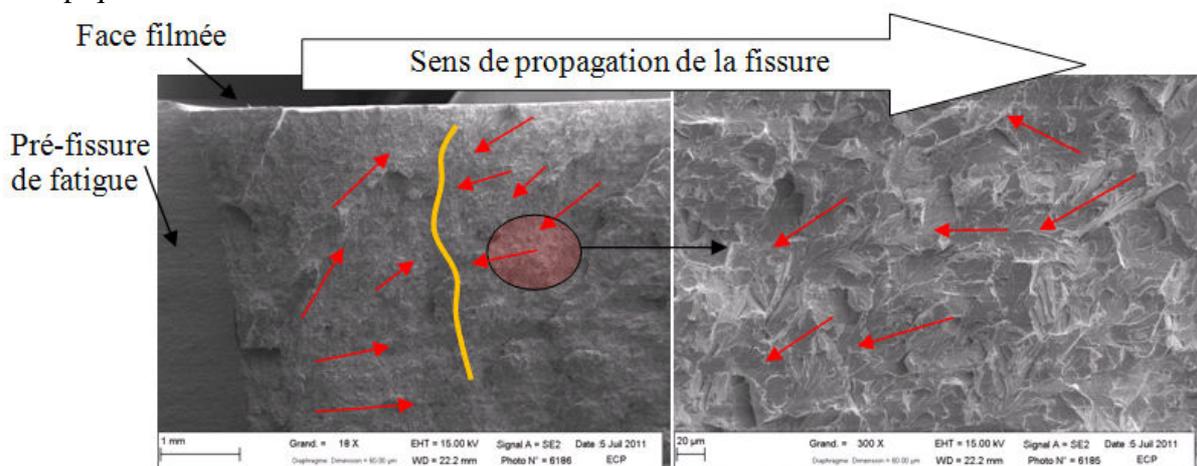


Figure B.2.3.d : Fractographies de la zone A

La figure B.2.3.e présente deux fractographies montrant la zone B.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

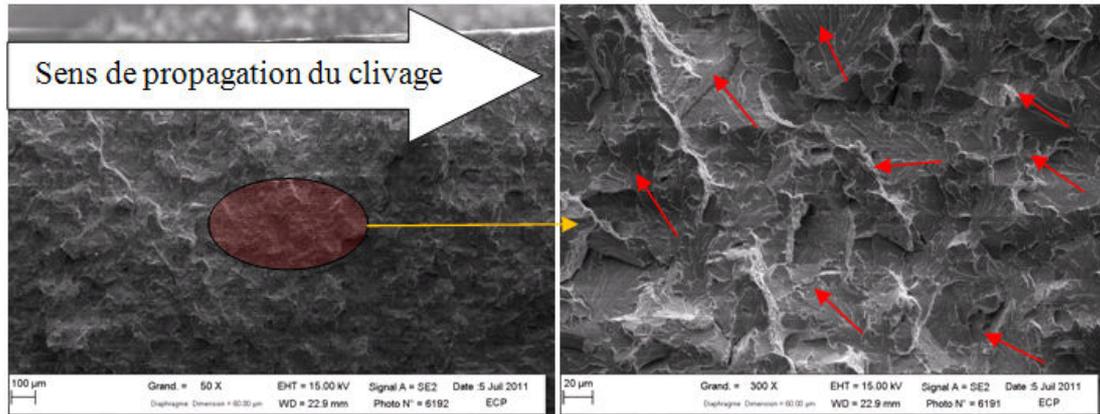


Figure B.2.3.e : Zone B de l'éprouvette CT 520RX-AV

Finalement, des « retours de clivage » sont nettement visibles d'après la figure B.2.3.e au niveau de la zone B comme cela est visible sur l'enregistrement de la caméra. La figure B.2.3.f représente la zone C de la figure B.2.3.b. Il s'agit d'une « crête ». D'après le film, il y a retour de clivage dans la partie descendante de la crête qui est la zone observée à de plus forts grossissements sur les figures B.2.3.f, B.2.3.g et B.2.3.h.

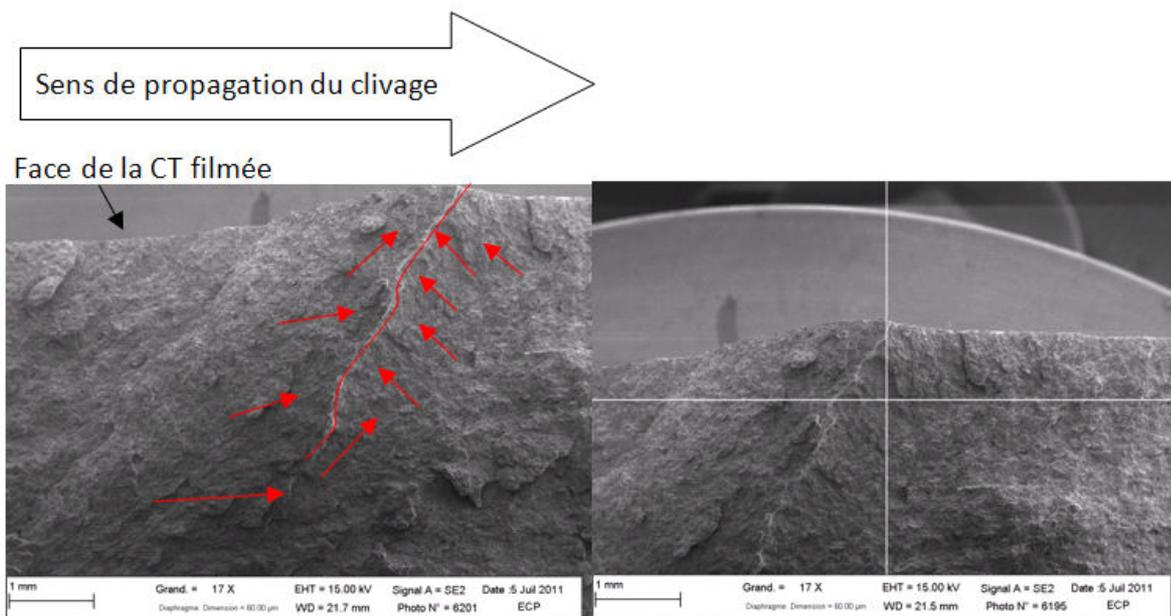


Figure B.2.3.f : Zone C de l'éprouvette CT 520RX-AV

La figure B.2.3.g montre bien des retours de clivage (flèches) dans la zone pointée sur la figure B.2.3.f.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

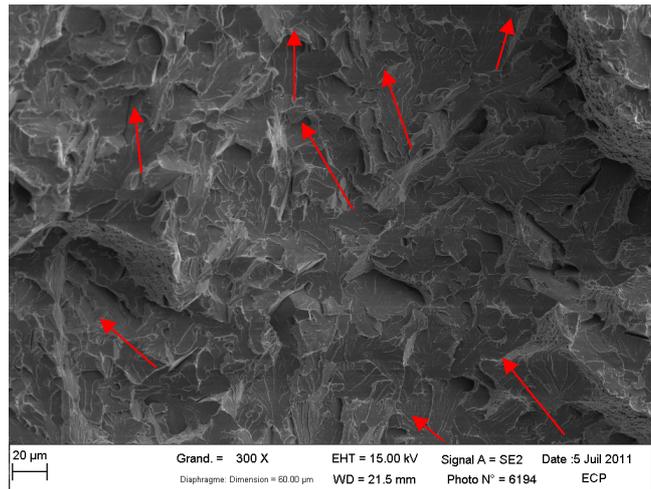


Figure B.2.3.g : Zoom de la zone pointée à la figure 29

La figure B.2.3.h présente d'autres parties de la zone C avec des orientations du clivage opposées. De plus, on observe des marches de cisaillement reliant les différents niveaux des fissures de clivage.

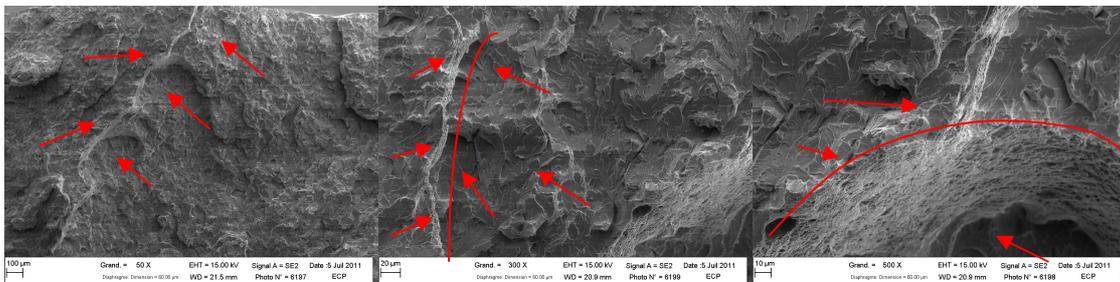


Figure B.2.3.h : Fractographies de la zone C

**Eprouvette CT 520RX-BF :**

La figure B.2.3.i montre les photographies des faces filmée et non filmée de l'éprouvette CT. Les différentes images de l'enregistrement de l'essai sont présentées à la figure B.2.3.j. La période entre chaque image est de 1,9 µs. La partie basse de l'éprouvette CT est observée au MEB.

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

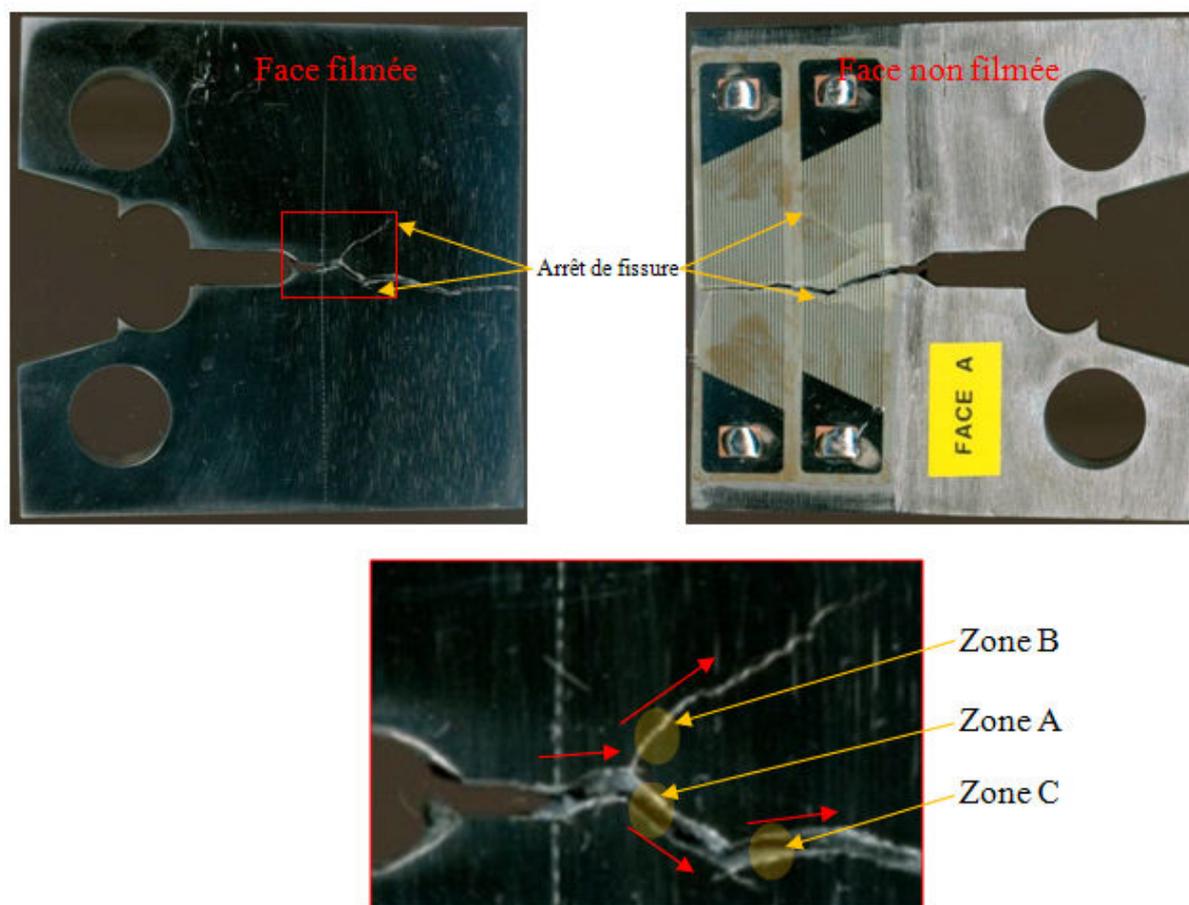


Figure B.2.3.i : Photographies post-fissuration des deux faces de l'éprouvette CT

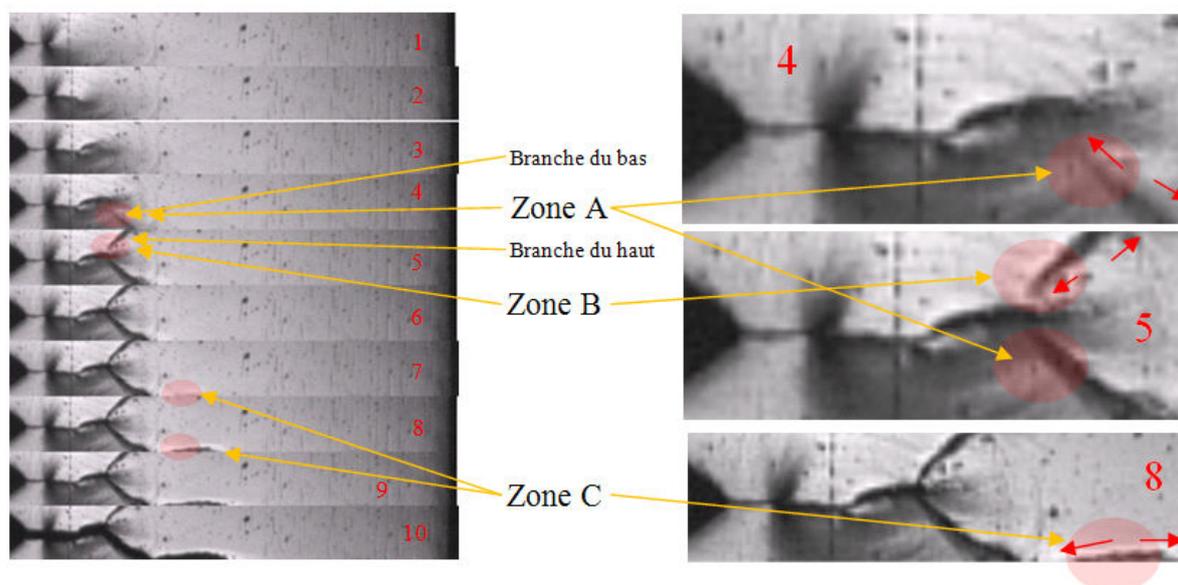


Figure B.2.3.j : Différentes images de l'enregistrement de l'essai sur CT 520RX-BF

Le scénario de l'essai est le suivant :

1. La fissure se propage rectilignement (images 1 à 3 de la figure B.2.3.j).

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures des essais avec branchement de fissure

2. Il y a un branchement de la fissure avec un amorçage en arrière de la fissure se propageant au niveau de la zone A (image 4 de la figure B.2.3.j). Cet amorçage en arrière est à l'origine de la « branche du bas » sur l'image 4 de la figure B.2.3.j.
3. Il y a apparition de la « branche du haut » 1,9  $\mu$ s plus tard au niveau de la zone B avec un amorçage en arrière de la fissure. Il y a donc une double fissuration (images 5 et 6 de la figure B.2.3.j).
4. Les fissures du haut et du bas s'arrêtent (figure B.2.3.i).
5. Il y a un amorçage en arrière de la « branche du bas » au niveau de la zone C (images 7 et 8 de la figure B.2.3.j).
6. La « branche du bas » traverse complètement l'éprouvette CT (images 9 et 10 de la figure B.2.3.j).

Des observations au MEB de la zone B ont été réalisées afin d'identifier ou non des sites d'amorçage au niveau des « retours en arrière » de la fissure de clivage. La figure B.2.3.k schématise la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB avec les directions de clivage identifiées à partir des images de l'enregistrement.

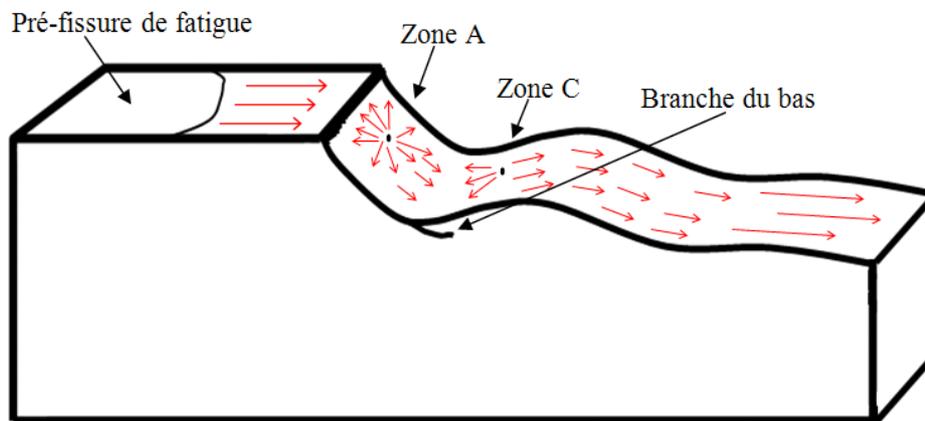
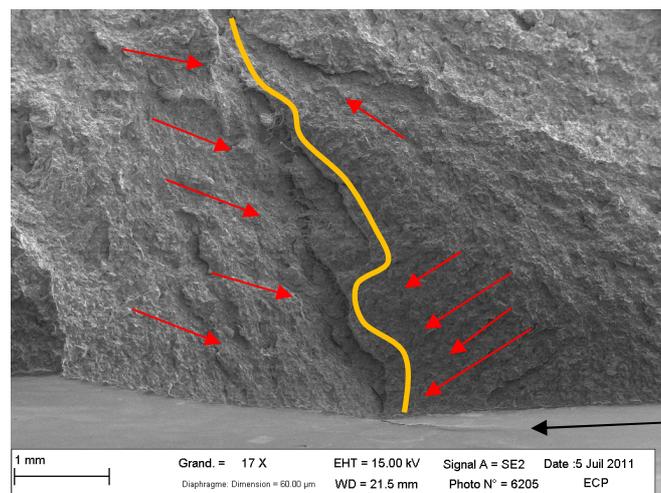


Figure B.2.3.k : Schéma de la partie basse de l'éprouvette CT observée au MEB

La figure B.2.3.l correspond au faciès de rupture de la zone C. La zone C se distingue aisément car la « branche du bas » qui s'est arrêtée est nettement visible. Les orientations du clivage (flèches) confirment le « retour en arrière » du clivage.



Arrêt de la branche du bas

Figure B.2.3.l : Fractographie de la zone C

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures  
des essais avec branchement de fissure

La figure B.2.3.m zoome plus particulièrement sur la zone C. La figure B.2.3.m.a montre bien des retours de clivage et la figure B.2.3.m.b présente les orientations locales opposées du clivage dans la zone C.

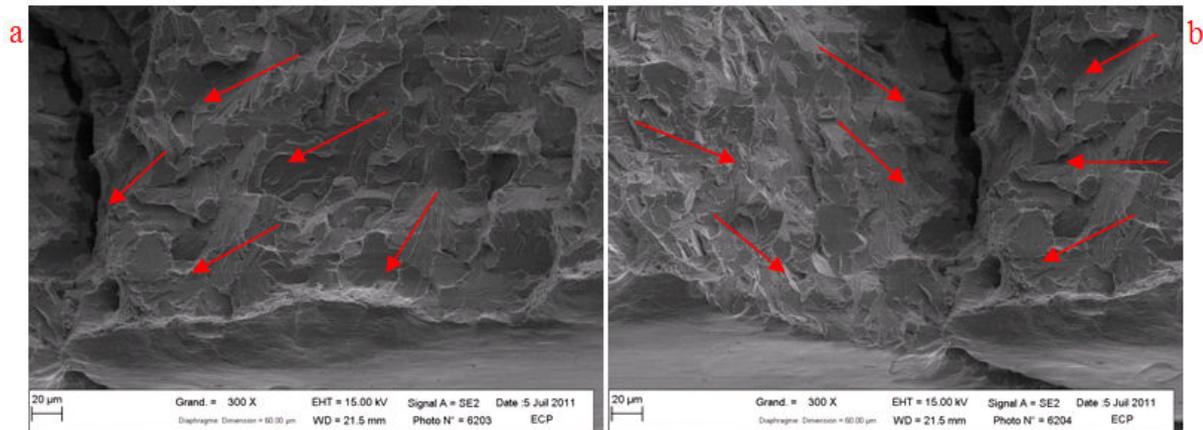


Figure B.2.3.m : Orientations locales du clivage dans la zone C

Annexe C : Synthèse des enregistrements et des observations MEB à différentes températures  
des essais avec branchement de fissure

## Bibliographie

- [1] Ritchie RO, Knott JF, Rice JR, On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild stress, *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 21, pp. 395-410, 1973.
- [2] Beremin F.M., A local criterion for cleavage fracture of nuclear pressure vessel steel, *Metallurgical Transactions*, Vol. 12, pp. 723-731, 1981.
- [3] Irwin GR, Wells AA, A continuum mechanics view of crack propagation, *Metallurgical Review*, pp. 223-270, 1965.
- [4] Hajjaj M, Propagation et arrêt de fissure dans les cuves de réacteurs à eau pressurisée, Thèse de l'Ecole Centrale Paris, 2006.
- [5] Rossoll A, Local approach of ductile cast iron fracture toughness measured by Charpy test, Thèse de l'Ecole Centrale Paris, 1993.
- [6] Dahl A, Etude expérimentale et approche locale de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier bainitique, Thèse de l'Ecole Centrale Paris, 2012.
- [7] Prabel B, 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 de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2007.
- [8] Griffith AA, The phenomena of rupture and flow in solids, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. A221, pp.163-198, 1920.
- [9] Irwin GR, Fracture dynamics, *Fracturing of metals*, ASM Cleveland, pp. 147-166, 1948.
- [10] Shih CF, Lorenzi HG, Andrews WR, Studies on crack initiation and stable crack growth, *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 668, pp.65-120, 1979.
- [11] Kanninen MF, Rybicki EF, Stonesifer RB, Broek D, Rosenfield AR, Marschall CW, Hahn GT, *Elastic-Plastic Fracture Mechanics for Two-Dimensional Stable Crack Growth and Instability Problems*, *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 668, pp.121-150, 1979.
- [12] Lemaitre J, Chaboche JL, *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, 1985.
- [13] Bui HD, *Mécanique de la rupture fragile*, Masson, 1978.
- [14] Kanninen MF, Popelar CH, *Advanced fracture mechanics*, Oxford University Press, 1985.
- [15] Anderson TL, *Fracture mechanics*, Cambridge University Press, 1995.
- [16] Freund LB, *Dynamic fracture mechanics*, Cambridge University Press, 1989.
- [17] Orowan E., Energy criteria of fracture, *Weld. J. Res. Suppl.*, Vol. 20, p.157, 1955.
- [18] Inglis C.E., Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners, *Transactions of the Institute of Naval Architects*, Vol.55, pp. 219-241, 1913.
- [19] Orowan E., Fracture and strength of solids, *Reports on Progress in Physics*, Vol. 12, p.185, 1948.
- [20] Irwin GR, Relation of stresses near a crack to the crack extension force, *International congress of applied mechanics*, p. 245, 1926.
- [21] Irwin GR, Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.24, pp. 361-364, 1957.
- [22] Westergaard H.M., Bearing pressures and cracks, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.6, pp. 49-53, 1939.
- [23] Sneddon I.N., The distribution of stress in neighborhood of crack in an elastic solid, *Proc Roy London*, Vol. 187, pp. 229-260, 1946.
- [24] American Society for Testing and Material, *Analysis of flaws-Section XI*, 1986.
- [25] Règles de Conception et de Construction relatives aux matériels Mécaniques, Annexe A16-Tome I-Vol. Z, 2002.
- [26] Smith DJ, Hadidimoud S, Fowler H, The effects of warm pre-stressing on cleavage fracture. Part I: evaluation of experiments, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 71, pp. 2015-2032, 2004.
- [27] Rice JR, A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.35, pp. 337-347, 1968.

- [28] Rice JR, Rosengren GF, Plane strain deformation near a crack tip in a power law hardening material, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 16, pp. 1-12, 1968.
- [29] Rice JR, Some remarks on elastic crack-tip stress fields. *International Journal of Solids and Structures*, p. 751, 1972.
- [30] Hutchinson JW, Singular behavior at the end of a tensile crack in a hardening material, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 16, pp. 13-31, 1968.
- [31] American Society for Testing and Material A2 - special requirements for testing compact specimen, *ASTME 1820*, 1986.
- [32] Kim AS, Besson J, Pineau A, Global and local approaches to fracture normal to interfaces, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 36, pp. 1845-1864, 1999.
- [33] Williams ML, On the stress distribution at the base of a stationery crack, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 24, pp. 109-114, 1957.
- [34] Bilby BA, Cardew GE, Goldthorpe MR, Howard IC, A finite element investigation of the effects of specimen geometry on the fields of stress and strain at the tips of stationary cracks, *Size Effects in Fracture*, pp. 37-46, 1986.
- [35] Betegon C, Hancock JW, Two parameter characterization of elastic-plastic crack tip fields, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 58, pp. 104-110, 1991.
- [36] Cotterell B, Rice JR, Slightly curved or kinked cracks, *International Journal of Fracture*, Vol. 16, pp. 155-169, 1980.
- [37] Chao YJ, Liu S, On the failure of cracks under mixed-mode loads, *International Journal of Fracture*, Vol. 87, pp. 201-223, 1997.
- [38] Zhu XK, Chao YJ, Constraint effects on crack-tip fields in elastic-perfectly plastic materials, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 49, pp. 363-399, 2001.
- [39] Fleck NA, Hutchinson JW, Suo Z, Crack path selection in a brittle adhesive layer, *Int. J. Solids Struct.*, Vol. 27, pp. 1683-1703, 1991.
- [40] Akisanya AR, Fleck NA, Brittle fracture of adhesive joints, *Int. J. Fract.*, Vol. 58, pp. 93-114, 1992.
- [41] Wang H, Berdin C, Dahl A, Etude de l'arrêt de fissure : calculs du facteur d'intensité des contraintes KI et de la contrainte T, Rapport interne Ecole Centrale Paris, 2011.
- [42] O'Dowd N.P., Shih C.F., Family of crack tip fields characterized by a triaxiality parameter-I. Structure of Fields, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 39, pp. 898-1015, 1991.
- [43] O'Dowd NP, Shih CF, Family of crack tip fields characterized by a triaxiality parameter-II. Fracture Applications, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 40, pp. 939-963, 1992.
- [44] Knott JF, Chacacteristic microstructural features of different types of fracture, *Proceeding of the conference, Second Griffith conference*, pp. 3-14, 1995.
- [45] Davidenkoff RN, Franke OL, Untersuchung der raumlichen Sickerstromung in eine umspundete Baugrube in offenen Gewassern, *Die Bautechnik*, Vol. 9, pp. 298-307, 1965.
- [46] Chen JH, Li G, Cao R, Fang XY, Micromechanism of cleavage fracture at the lower shelf transition temperatures of a C-Mn steel, *Materials Science and Engineering : A*, Vol. 527, pp. 5044-5054, 2010.
- [47] Lambert-Perlade A, Gourgues AF, Besson J, Sturel T, Pineau A, Mechanisms and modelling of cleavage fracture in simulated heat-affected zone microstructure of a high strength low alloy steel, *Metallurgical and Materials Transactions A*, Vol. 35, pp. 1039-1053, 2004.
- [48] Martín-Meizoso A, Ocaña-Arizcorreta I, Gil-Sevillano J, Fuentes-Pérez M, Modelling cleavage fracture of bainitic steels, *Acta Metallurgica et Materialia*, Vol. 42, pp. 2057-2068, 1994.
- [49] Curry DA, Knott JF, Effect of microstructure on cleavage fracture toughness of quenched and tempered steels, *Metal Science*, Vol. 13, pp. 341-345, 1979.
- [50] Pineau A, Review of Fracture Micromechanisms and a local approach to predicting crack resistance in low-strength steels, *Advances in Fracture Research*, Vol. 2; pp. 553-577, 1981.
- [51] Cottrell AH, Theory of brittle fracture of steel and similar metals, *Transaction of the Metallurgical Society of AIME*, pp. 192-203, 1958.

- [52] Mc Mahon JC, Cohen M, Initiation of cleavage in polycrystalline iron, *Acta Metallurgica*, Vol. 13, pp. 591-604, 1965.
- [53] Smith E, The nucleation and growth of microcracks in mild steel, *Physical basis of yield and fracture*, pp. 36-46, 1966.
- [54] Curry DA, Grain size dependence of cleavage fracture toughness in mild steels, *Nature*, Vol. 276, pp. 50-51, 1978.
- [55] Zener C, The micro-mechanism of fracture, *Fracturing of Metals*, pp. 3-31, 1948.
- [56] Stroh AN, The formation of cracks as a result of plastic flow, *Proceedings of the Royal Society*, Vol. A223, pp. 404-414, 1954.
- [57] Brozzo P, Buzzichelli G, Mascanzoni A, Mirabile M, Microstructure and cleavage resistance of low carbon bainitic steels, *Metal Science*, Vol. 11, pp. 123-129, 1977.
- [58] Bouyne E, Flower H, Lindley T, Pineau A, Use of EBSD technique to examine microstructure and cracking in bainitic steel, *Scripta Mater.*, Vol. 39, pp. 295-300, 1998.
- [59] Naylor J, Krahe P, The effect of the bainitic packet size on toughness, *Met. Trans.*, Vol. 6A, pp. 1699-1701, 1974.
- [60] Lee S, Kim S, Hwang B, Lee BS, Lee CG, Effect of carbide distribution on the fracture toughness in the transition temperature region of an A508 steel, *Acta Mater.*, Vol. 50, pp. 4755-4762, 2002.
- [61] Tanguy B, Besson J, Pineau A, Effect of carbide distribution on the fracture toughness in the transition temperature region of an A508 steel, *Scripta Mater.*, Vol. 49, pp. 191-197, 2003.
- [62] Mäntylä M, Rossoll R, Nebdal I, Prioul C, Marini B, Fractographic observations of cleavage fracture initiation in a bainitic A508 steel, *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 3, pp. 257-262, 1999.
- [63] Al Mundheri M, Soulat P, Pineau A, Irradiation embrittlement of a low alloy steel interpreted in terms of a local approach of cleavage fracture, *Fatigue and Fracture Engineering Material Structures*, Vol. 12, pp. 19-30, 1989.
- [64] Naudin C, Frund JM, Pineau A, Intergranular fracture stress and phosphorus grain boundary segregation of a Mn-Ni-Mo steel, *Scripta Mater.*, Vol. 40, pp. 1013-1019, 1999.
- [65] Curry DA, Knott JF, Effects of microstructure on cleavage fracture stress in steel, *Metal Science*, Vol. 12, pp. 511-514, 1978.
- [66] Chen JH, Wang GZ, On scattering of measured values of fracture toughness parameters, *International Journal of Fracture*, Vol. 94, pp. 33-49, 1998.
- [67] Weibull W, A statistical distribution function of wide applicability, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 18, pp. 293-297, 1951.
- [68] Wallin K, Statistical modeling of fracture in the ductile to brittle transition region, *Defect assessment in components – Fundamentals and applications*, pp. 415-445, 1991.
- [69] Beremin FM, A local criterion for cleavage fracture of nuclear pressure vessel steel, *Metallurgical Transactions*, Vol. 12, pp. 723-731, 1981.
- [70] Mudry F, Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés, Thèse de l'Ecole Nationale des Mines de Paris, 1982.
- [71] Al Mundheri M, Soulat P, Pineau A, Irradiation embrittlement of a alloy steel interpreted in terms of a local approach of cleavage fracture, *Fatigue Fract. Engng.Mater.Strct.*, Vol.12, pp. 19-30, 1989.
- [72] Hausild P, Berdin C, Bompard P, Prediction of cleavage fracture for low alloy steel in the ductile-to-brittle transition temperature range, *Materials Science and Engineering*, Vol. A 391, pp. 188-197, 2005.
- [73] Wallin K, Statistical aspect of constraint with emphasis on testing and analysis of laboratory specimens in the transition region, *Constraint Effects in Fracture*, ASTM STP 1171, pp. 264-288, 1993.
- [74] Yin S, Bass R, Williams P, Ludwig M, Keim E, Effect of shallow flaws and biaxial loading on transition temperatures using a Weibull stress model, *ASME PVP Conference*, Cleveland, 2003.
- [75] Wallin K, The scatter in K<sub>Ic</sub>-results, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 19, pp. 1085-1093, 1984.
- [76] Reytier M, Criter/Fister : conclusions/synthèse des travaux effectués sur les critères d'amorçage sous choc thermique dans la transition, *Rapport SEMT/LISN/RT/04-037/A*, CEA, 2004.

- [77] Wallin K, The effect of ductile tearing on cleavage fracture probability in fracture toughness testing, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 32, pp. 523-531, 1989.
- [78] Reytier M, Ferry L, Essais FISTER : Résultats et Interprétation des essais 520LR et 520LS sous choc thermique froid entre  $-20^{\circ}\text{C}$  et  $-196^{\circ}\text{C}$  Rapport SEMT/LISN/RT/04-026/A
- [79] Reytier M, Ferry L, Essais CRITER 3, 4, et 5 : chocs thermiques chauds sur l'anneau pré-fissuré 520HP - Essais avec et sans chargement mécanique initial – Rapport SEMT/LISN/RT/04-018/A.
- [80] Reytier M, Marie S, Application des modèles de Chell et de Beremin aux essais Fister sous choc thermique (CTT) en vue d'une proposition de critères de rupture dans la transition fragile-ductile Rapport SEMT/LISN/RT/01-048/A.
- [81] Reytier M, Chapuliot S, Marie S, Nedelec M, Thermomechanical analysis of thermal shock fracture in the brittle/ductile transition zone – Part II : numerical calculations and interpretation of the test results, *Engineering Fracture Mechanics*, 2003.
- [82] Wallin K, Quantifying T-stress controlled constraint by master curve transition temperature T, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 68, pp. 303-328, 2001.
- [83] Wallin K, Saario T, Torronen K., A statistical model for carbide induced brittle fracture in steel, *Metal Sci.*, Vol. 18, pp.13-16, 1984.
- [84] Saario T, Wallin K, Torronen K, On the microstructural basis of cleavage fracture initiation in ferritic and bainitic steels, *J Eng Mat Technol*, Vol. 106, pp. 173-177, 1984.
- [85] Wallin K, Laukkanen A, New developments of the Wallin, Saario, Törrönen cleavage fracture model, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp. 3367-3377, 2008.
- [86] Wallin K, Saario T, Torronen K, Fracture of brittle particles in a ductile matrix. *Int J Frac*, Vol. 32, pp. 201-209, 1987
- [87] Wallin K, Laukkanen A, Aspects of cleavage fracture initiation – relative influence of stress and strain, *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, Vol. 29, pp. 1-11, 2006.
- [88] Bordet SR, Karstensen AD, Knowles DM, Wiesner CS, A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part I : model presentation, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 72, pp. 435-452, 2005.
- [89] Bordet SR, Karstensen AD, Knowles DM, Wiesner CS, A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part II : application to an offshore structural steel, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 72, pp. 453-474, 2005.
- [90] Kaechele LE, Tetelman AS, A statistical investigation of microcrack formation, *Acta Metall*, Vol. 17, pp. 463-475, 1969.
- [91] Brindley BJ, The effect of dynamic strain-ageing on the ductile fracture process in mild steel, *Acta Metall.*, Vol. 18, pp. 325-329, 1970.
- [92] Lindley TC, Oates G, Richards CE, A critical appraisal of carbide cracking mechanisms in ferritic/carbide aggregates, *Acta Metall.*, Vol. 18, pp. 1127-1136, 1970.
- [93] Gurland J, Observations on the fracture of cementite particles in a spheroidized 1.05% C steel deformed at room temperature, *Acta Metall.*, Vol. 20, pp. 735-741, 1972.
- [94] Margolin BZ, Shvetsova VA, Karzov GP, Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Part I. Local criterion for cleavage fracture, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 72, pp. 73-87, 1997.
- [95] Margolin BZ, Karzov GP, Shvetsova VA, Brittle fracture of nuclear pressure vessel steels. Part II. Prediction of fracture toughness, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 72, pp.89-96, 1997.
- [96] Margolin BZ, Gulenko AG, Shvetsova VA, Probabilistic model for fracture toughness prediction based on the new local fracture criteria, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 75, pp. 307-320, 1998.
- [97] Margolin BZ, Shvetsova VA, Gulenko AG, Ilyin AV, Cleavage fracture toughness for 3Cr–Ni–Mo–V reactor pressure vessel steel: theoretical prediction and experimental investigation, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 78, pp. 429-441, 2001.

- [98] Chen JH, Wang GZ, Wang HJ, A statistical model for cleavage fracture of low alloy steel, *Acta Mater.*, Vol. 44, pp. 3979-3989, 1996.
- [99] Chen JH, Yan C, Sun J, Further study on the mechanism of cleavage fracture at low temperatures, *Acta Metallurgica et Materialia*, Vol. 42, pp. 251-261, 1994.
- [100] Wang G.Z., Wang J.W., Chen J.H., Effects of geometry of notched specimens on the local cleavage fracture stress  $\sigma$  of C-Mn steel, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 70, 2003, pp. 2499-2512.
- [101] Wang G.Z., Liu Y.G., Chen J.H., Investigation of cleavage fracture initiation in notched specimens of a C-Mn steel with carbides and inclusions, *Materials Science and Engineering*, 2004, pp. 181-191.
- [102] Wang G.Z., Wang Y.L., Chen J.H., Effects of loading rate on the local cleavage fracture stress  $\sigma$  in notched specimens, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 72, 2005, pp. 675-689.
- [103] Chapuliot S, Proposition d'un critère simple pour la rupture de l'acier de cuve dans le domaine de transition fragile/ductile, Rapport interne CEA, SEMT/LISN/RT/04-019/A, 2004.
- [104] Chapuliot S, Compléments pour la proposition d'un critère de rupture fragile, Analyse de l'existence d'un  $K_{min}$  et de la prise en compte de la longueur du front de fissure, Rapport interne CEA, SEMT/LISN/RT/05-009/A, 2005.
- [105] Chapuliot S, Le Corre V, A simplified expression for low cleavage probability calculation, *Engineering Fracture Mechanics*, 2007.
- [106] Le Corre V, Etude de la compétition déchirure ductile/rupture fragile : application de la tenue mécanique des tubes en acier C-Mn et de leurs joints soudés, Thèse de Doctorat, l'Ecole Centrale de Lille, 2006.
- [107] Ravi-Chandar K., Knauss W.G., An experimental investigation into dynamic fracture mechanics Part IV : on the interaction of stress waves with propagating cracks, *International Journal of Fracture*, Vol. 26, pp. 189-200, 1984.
- [108] Kanninen M.F., Popelar C., Gehlen P.C., Dynamic analysis of crack propagation and arrest in the Double Cantilever Beam Specimen, *Fast Fracture and Crack Arrest*, ASTM STP 627, pp. 19-38, 1977.
- [109] Rose LRF, Recent theoretical and experimental results on fast brittle fracture, *International Journal of Fracture*, Vol. 12, pp. 799-813, 1976.
- [110] Moran B, Shih CF, A general treatment of crack tip contours integrals, *International Journal of Fracture*, Vol. 35, pp. 295-310, 1987.
- [111] Atluri SN, Path-independent integrals in finite elasticity and inelasticity, with body forces, inertia and arbitrary crack face conditions, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 16, pp. 341-369, 1982.
- [112] Kishimoto K., Aoki S., Sakata M., On the path independent J integral, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 13, pp. 841-850, 1980.
- [113] Chen Y.M., Numerical computation of dynamic stress intensity factors by a Lagrangian Finite Difference Method, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 7, pp. 653-660.
- [114] Thau S.A., Lu T.H., Transient stress intensity factors for a finite crack in an elastic solid caused by a dilatational wave, *International Journal of Solid Structures*, Vol. 7, p. 731, 1971.
- [115] Sih G.C., Embley G.T., Ravera R.S., Impact response of a finite crack in plane extension, *International Journal of Solid Structures*, Vol. 8, p. 977, 1972.
- [116] Tanguy B, Modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale de la rupture. Application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition, Thèse de l'Ecole Nationale des Mines de Paris, 1998.
- [117] Norris D, Computer simulation of the Charpy V-notch toughness test, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 11, pp. 261-274, 1979.
- [118] Mott NF, Fracture of Metals : Theoretical Considerations, *Engineering*, Vol. 165, pp. 16-18, 1948.
- [119] Yoffe EH, The moving Griffith crack, *Philosophical Magazine*, Vol. 42, pp. 739-750, 1951.
- [120] Craggs JW, On the propagation of a crack in an elastic-brittle material, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 8, pp. 66-75, 1960.
- [121] Mott NF, Fracture of metals : theoretical considerations, *Engineering*, Vol. 165, pp. 16-18, 1948.
- [122] Dulaney EN, Brace WF, Velocity behaviour of a growing crack, *Journal of Applied Physics*, Vol. 31, pp. 2233-2236, 1960.

- [123] Berry JP, Some kinetic considerations of the Griffith criterion for fracture, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 8, pp. 194-216, 1960.
- [124] Roberts DK, Wells AA, The velocity of brittle fracture, *Engineering*, Vol. 178, pp. 820-821, 1954.
- [125] Bluhm JI, *Fracture Arrest*, Vol. V, Academic Press, 1969.
- [126] Freund LB, Crack propagation in an elastic solid subjected to general loading-Stress wave loading, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 21, pp. 47-61, 1973.
- [127] Schardin H, Struth W, Hochfrequenzkinematographische untersuchung der bruchvorgange in glass, 1938.
- [128] Schardin H., Velocity effects in fracture, *Fracture*, pp. 297-330, 1959.
- [129] Cotterel B, Velocity effects in fracture propagation, *Appl. Mater. Res.*, Vol. 4, pp. 227-232, 1965.
- [130] Ravi-Chandar K, Knauss WG, An experimental investigation into dynamic fracture :III. On steady state crack propagation and branching, *International Journal of Fracture*, Vol. 26, pp. 141-154.
- [131] Washabaugh P.D., Knauss W.G., A reconciliation of dynamic crack velocity and Rayleigh wave speed in isotropic brittle solids, *International Journal of Fracture*, Vol. 65, pp. 97-114, 1994.
- [132] Hull D., Influence of stress intensity and crack speed on fracture surface topography : mirror to mist to macroscopic bifurcation, *J. Material Science*, Vol. 31, pp. 4483-4492, 1996.
- [133] Hull D., Influence of stress intensity and crack speed on fracture surface topography : mirror to mist transition, *J. Material Science*, Vol. 31, pp. 1829-1841, 1996.
- [134] Ravi-Chandar K, *Dynamic Fracture*, Elsevier, Amsterdam, pp 189-216, 2004.
- [135] Ravi-Chandar K, Yang B, On the role of microcracks in the dynamic fracture of brittle materials, *J Mech Phys Solids*, Vol. 45, pp. 535-563, 1997.
- [136] Washabaugh PD, Knauss WG, A Reconciliation of dynamic crack velocity and Rayleigh-wave speed in isotropic brittle solids, *Int J Fract*, Vol. 65, pp. 97-114, 1994.
- [137] Hull D, *Fractography*, Cambridge University Press, 1999.
- [138] Holloway DG, The fracture of glass, *Physics Education*, Vol. 3, pp. 317-322, 1968.
- [139] Smekal E, Zum bruchvorgang bei sprodem sot\_verhalten unter ein- and mehrachsigen beanspruchungen, *Osterreichische Ingenieur Arch.*, Vol. 7, pp. 49-70, 1953.
- [140] Yang B, Ravi-Chandar K, On the role of the process zone in dynamic fracture. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 44, pp. 1955-1976, 1996.
- [141] Fineberg J., Gross S.P., Marder M., Swinney H.L., Instability in dynamic fracture, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 67, pp. 457-460, 1991.
- [142] Fineberg J., Gross S.P., Marder M., Swinney H.L., Instability in the propagation of fast cracks, *Phys. Rev. Lett.*, B45, pp. 5146-5154, 1992.
- [143] Guerra Amaro CM, *Dynamic fracture in brittle amorphous materials : dissipation mechanisms and dynamically-induced microcracking in PMMA*, Thèse de l'Ecole Polytechnique, 2009.
- [144] Guerra C, Scheibert J, Bonamy D, Dalmas D, Understanding fast macroscale fracture from microcrack post mortem patterns, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United of America*, Vol. 109, pp. 390-394, 2012.
- [145] Scheibert J, Guerra C, Célarié F, Dalmas D, Bonamy D, Brittle-quasi-brittle transition in dynamic fracture: an energetic signature, *Physical Review Letters*, Vol. 104, 2010.
- [146] Rice JR, *Mathematical analysis in the mechanics of fracture*, Academic Press, p.191, 1968.
- [147] Sih GC, Some elastodynamic problems of cracks, *International Journal of Fracture Mechanics*, Vol. 4, pp. 51-68, 1968.
- [148] Freund LB, Clifton RJ, On the uniqueness of plane elastodynamic solutions for running cracks, *Journal of elasticity*, Vol. 4, pp. 293-299, 1974.
- [149] Nilsson F, A note on the stress singularity at a non-uniformly moving crack tip, *Journal of Elasticity*, Vol. 4, pp. 293-299, 1974.
- [150] Broberg KB, The propagation of a brittle crack, *Arkiv fur Fysik*, Vol. 18, pp. 159-192, 1960.
- [151] Atkinson C, Eshelby JD, The flow of energy into the tip of a moving crack, *International Journal of Fracture Mechanics*, Vol.4, pp.3-8, 1968.

- [152] Sih GC, Dynamic Aspects of crack propagation, *Inelastic Behavior of Solids*, pp 607-633, 1970.
- [153] Freund LB, Energy Flux into the tip of an extending crack in an elastic solid, *Journal of Elasticity*, Vol. 2, pp.341-349, 1972.
- [154] Freund LB, Hutchinson JW, High strain growth in rate dependent plastic solids, *Journal of Mechanics and Solids*, Vol. 33, pp. 169-191, 1985.
- [155] Rose LRF, An approximate kernel for dynamic crack problems in linear elasticity and viscoelasticity, *Royal Society of London*, pp.497-521, 1976.
- [156] Sanford RJ, Dally JW, A general method for determining mixed mode stress intensity factors from isochromatic fringe patterns, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 11, pp.621-633, 1979.
- [157] Kalthoff JF, Beinart J, Winkler S, Klemm W, Experimental analysis of dynamic effects in different crack arrest test specimens, *ASTM STP 711*, pp. 109-127, 1980.
- [158] Rosakis AJ, Freund LB, Optical measurement of the plane strain concentration at a crack tip in a ductile steel plate, *Journal of Engineering Materials Technology*, Vol.104, pp. 115-120, 1982.
- [159] Freund LB, Douglas AS, The influence of inertia on elastic-plastic antiplane shear crack growth, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 30, pp. 59-74, 1982.
- [160] Freund LB, Results on the influence of crack tip plasticity during dynamic crack growth, *ASTM STP 1020*, pp. 84-97, 1989
- [161] Corwin WR, Heavy Section Steel Technology Program Semiannual Progress Report, *US Nuclear Regulatory Commission*, Vol. 4, 1987.
- [162] Zehnder AT, Rosakis AJ, Dynamic fracture initiation and propagation in 4340 steel under impact loading, *International Journal of Fracture*, 1990, vol. 43, pp. 271-285.
- [163] Kanninen MF, Hudak SJ, Couque HR, Dexter RJ, O'Donoghue PE, Viscoplastic-dynamic crack propagation: Experimental and analysis research for crack arrest applications in engineering structures, *International Journal of Fracture*, Vol. 42, pp. 239-260, 1990.
- [164] Iung T, Propagation rapide et arrêt des fissures dans les aciers pour gazoducs. Rupture par clivage et rupture ductile, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1994.
- [165] Rosenfield AR, Majumdar BS, A micromechanical model for cleavage-crack reinitiation, *Metallurgical Transactions*, 1986.
- [166] Hahn GT, Hoagland RG, Lereim J, Markworth AJ, Rosenfield AR, Fast fracture toughness and crack arrest toughness of Reactor Pressure Vessel Steel, *Crack Arrest Methodology and Applications*, pp. 289-320, 1980.
- [167] Bouyne E, Propagation et arrêt de fissure de clivage dans l'acier 21/4 Cr-1 Mo, Thèse de l'Ecole Nationale des Mines de Paris, 1999.
- [168] Berdin C, Hajjaj M, Bompard P, Bugat S, Local approach to fracture for cleavage crack arrest prediction, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp. 3264-3275, 2008.
- [169] Berdin C, Dahl A, Moinereau D, Mezière Y, 3D modeling of crack arrest experiment with a local approach, *ASME PVP*, 2009.
- [170] Prabel B, Marie S, Combescure A, Using the X-FEM method to model the dynamic propagation and arrest of cleavage cracks in ferritic steel, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp.2984-3009, 2008.
- [171] Prabel B, Combescure A, Gravouil A, Marie S, Level set non-matching meshes: Application to dynamic crack propagation in elastic-plastic media, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, 69, pp. 1553-1569, 2007.
- [172] Chapuliot S, Le Corre V, A simplified expression for low cleavage probability calculation, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp. 1488-1506, 2008.
- [173] Robertson TS, Propagation of brittle fracture in steel, *Journal. of the Iron and Steel Institute*, Vol. 175, pp. 361-374, 1953.
- [174] Puzak PP, Eschbacher EW, Pellini WS, Initiation and propagation of brittle fracture in structural steels, *Weld. J.*, pp. 561-581, 1952.

- [175] Wallin K, Rintamaaa R, Nagelb G, Conservatism of ASME KIR-reference curve with respect to crack arrest, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 206, pp. 185-199, 2001.
- [176] Wallin K, Statistical re-evaluation of the ASME KIC and KIR fracture toughness reference curves, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 193, pp. 317-326, 1999.
- [177] Cottrell A, Fifty years on the shelf, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 64, pp. 171-174, 1995.
- [178] Smith E, The criteria for the arrest of a crack in a pressure vessel, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 71, pp. 55-60, 1997.
- [179] Wiesner CS, Predicting structural crack arrest behavior using small-scale material characterization tests, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 69, pp. 185-196, 1996.
- [180] Lidbury DPG, The ductile-to-brittle transition of ferritic steel components: some recent developments in relation to nuclear reactor pressure vessel integrity, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 64, pp. 191-197, 1995.
- [181] Burdekin FM, Knott JF, Sumpter JDG, Sherry AH, TAGSI views on aspects of crack arrest philosophies for pressure vessels with thickness up to 100 mm, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 76, pp. 879-883, 1999.
- [182] Priest AH, An energy balance in crack propagation and arrest, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 61, pp. 231-251, 1998.
- [183] Kalthoff JF, Beinart J, Winkler S, Measurement of dynamic stress intensity factors for fast running and arresting cracks in Double-Cantilever Beam specimens, *ASTM STP627*, pp. 161-176, 1977.
- [184] Kobayashi AS, Seo KK, Jou JY, Urabe Y, A dynamic analysis of modified Compact Tension specimens using Homalite-100 and Polycarbonate plates, *Experimental Mechanics*, Vol.20, pp. 73-79, 1980.
- [185] Genty A, Etude expérimentale et numérique de l'amorçage et de l'arrêt de fissure sous choc thermique dans un acier faiblement allié (16MND5), Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1989.
- [186] Hoagland RG, Rosenfield AR, Hahn GT, Mechanisms of fast fracture and arrest in steels, *Metallurgical Transactions*, 1971.
- [187] Dugdale DS, Yielding of steel sheets containing slits, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol.8, pp.100-108, 1960.
- [188] Dvorak GJ, Motion of cracks in brittle fracture, *Fracture*, pp. 338-349, 1969.
- [189] Van Elst HC, *Transactions, American Institute of Metallurgical Engineers*, Vol. 230, p.460, 1964.
- [190] Hoagland RG, Rosenfield AR, Hahn GT, *Metallurgical Transactions*, Vol. 3, p. 123, 1972.
- [191] Hoagland RG, *Transactions, American Society of Mechanical Engineers*, Vol. 89, pp. 525-532, 1967.
- [192] Nilsson P, Stahle P, Sundin KG, On the behavior of crack surface ligaments, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 184, pp. 145-153, 1998.
- [193] Aihara S., Tanaka Y., A simulation model for cleavage crack propagation in bcc polycrystalline solids, *Acta Materialia*, Vol. 59, p. 4641-4652, 2011.
- [194] Stahle P, Freund LB, Process Region Characteristic during fast crack growth - An examination of wide plate crack arrest experiment, 1990.
- [195] Kobayashi AS, Urube Y, Mall S, Emery AF, Love WJ, Dynamic finite element analyses of two compact specimens, *ASME Journal of Engineering Materials and Technology*, pp. 402-410, 1978.
- [196] Kobayashi AS, Seo K, Jou JY, Urabe Y, A dynamic analysis of modified compact-tension specimens using homalite-100 and polycarbonate plates, *Experimental Mechanics*, Vol. 20, pp. 73-79, 1979.
- [197] Beguelin P, Fond C, Kausch HH, The influence of inertial effects on the fracture of rapidly loaded Compact Tension specimens part A: loading and fracture initiation, *International Journal of Fracture*, Vol. 89, pp. 85-102, 1998.

- [198] Feely FJ, Northup MS, Kleppe SR, Gensamer M, Studies on brittle failure of tankage steel plates, *Welding Journal*, Vol. 34, pp. 596-607, 1955.
- [199] Arakawa K, Nagoh D, Takahashi K, Crack velocity and acceleration effects on the dynamic stress intensity factor in polymers, *International Journal of Fracture*, Vol. 83, pp. 305-313, 1997.
- [200] Murphy N, Ali M, Ivankovic A, Dynamic crack bifurcation in PMMA, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 73, pp. 2569-2587, 2006.
- [201] Hahn GT, Hoagland RG, Kanninen MF, Rosenfield AR, A preliminary study of fast fracture and arrest in the DCB specimen, *Proc. Conf. Dynamic Crack Propagation*, pp. 679-692, 1973.
- [202] Kalthoff JF, On the measurement of dynamic fracture toughnesses - a review of recent work, *International Journal of Fracture*, Vol. 27, pp. 277-298, 1985.
- [203] Beinert J, Kalthoff JF, *Proceedings of International Conference on Application of Fracture Mechanics to Materials and Structures*, West Germany, pp.493-507, 1983.
- [204] Yoshiki M, Kanazawa T, On the mechanism of propagation of brittle fracture in mild steel, *J. Soc. Naval Arch.*, Vol. 102, p. 39, 1958.
- [205] Priest AH, The influence of structural dimensions on crack arrest, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 70, pp. 2421-2437, 2003.
- [206] Bonenberger RJ, Dally JW, On improvements in measuring crack arrest toughness, *Int. J. Solids Structures*, Vol.32, pp. 897-909, 1995.
- [207] Barker DB, Chona R, Fourney WL, Irwin GR, A report on the round robin program conducted to evaluate the proposed ASTM standard test method for determining the plane strain crack arrest fracture toughness,  $K_{Ia}$ , of ferritic materials, *USNRC Report NUREG/CR-4996 (ORNL/SUB/79-7778/4)*, 1988.
- [208] Uenishi K, Rossmann HP, Stability of dynamically propagating cracks in brittle materials, *Acta Mechanica*, Vol. 156, pp.179-192, 2001.
- [209] Crosley PB, Ripling EJ, Dynamic fracture toughness testing of A533B steel, *Jour. Basic Eng.*, pp. 525, 1969.
- [210] Crosley PB, Ripling EJ, Crack arrest toughness of pressure vessel steels, *Nuc. Eng. Des.*, 17, pp. 32-45, 1971.
- [211] Hahn GT, Hoagland RG, Kanninen MF, Rosenfield AR, Pilot study of the fracture arrest capabilities of A533B steel, *Cracks and Fracture*, ASTM STP 601, pp. 209-233, 1976.
- [212] Jaeckels H, Iung T, Pineau A, Dynamic crack propagation and crack arrest behaviour in relation to brittle intergranular and cleavage fracture, *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct*, Vol. 17, pp. 1281-1293, 1994.
- [213] Iung T, Pineau A, Dynamic crack propagation and crack arrest investigated with a new specimen geometry: Part I: Experimental and numerical calculations, *Fatigue and fracture of engineering materials and structures*, vol. 19, pp. 1357-1367, 1996.
- [214] Iung T, Pineau A, Dynamic crack propagation and crack arrest investigated with a new specimen geometry: Part II: Experimental study on a low-alloy ferritic steel, *Fatigue and fracture of engineering materials and structures*, vol. 19, pp. 1369-1381, 1996.
- [215] Gehlen PC, Hoagland RG, Popelar CH, A method of extracting dynamic fracture toughness from CT tests, *International Journal of Fracture*, Vol. 15, 1979.
- [216] Klepaczko JR, *Application of the Split Hopkinson Pressure Bar to Fracture Dynamic, Mechanical Properties at High Rates of Strain*, The Institute of Physics, Bristol, London, pp. 201-214, 1979.
- [217] Carin T, *Modélisation de la propagation dynamique de fissure*, Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2000.
- [218] Rubio L, Fernandez-Saez J, Navarro C, Determination of dynamic fracture-initiation toughness using three-point bending tests in a modified Hopkinson pressure bar, *Experimental Mechanics*, Vol. 43, pp. 379-386, 2003.
- [219] Yokoyama T, Determination of dynamic fracture-initiation toughness using a novel impact bend test procedure, *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 115, pp.389-398, 1993.

- [220] Popelar CH, Anderson CE, Nagy A, An experimental method for determining dynamic fracture toughness, *Experimental Mechanics*, Vol. 40, 2000.
- [221] Kalthoff JF, Shockey DA, Instability of cracks under impulse loads, *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, pp. 986-996, 1977.
- [222] Kalthoff JF, Modes of dynamic shear failure in solids, *International Journal of Fracture*, Vol. 101, pp. 1-31, 2000.
- [223] Kalthoff JF, Burgel A, Influence of loading rate on shear fracture toughness for failure mode transition, *International Journal of Impact*, 2004, vol. 30, pp. 957-971.
- [224] Bui HD, Maigre H, Rittel D, A new approach to the experimental determination of the dynamic stress intensity factor, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 29, pp. 2881-2895, 1992.
- [225] Maigre H, Rittel D, Mixed-mode quantification for dynamic fracture initiation: application to the compact compression specimen, *International Journal of Solids Structures*, Vol. 30, pp. 3233-3244, 1993.
- [226] Rittel D, Maigre H, An investigation of dynamic crack initiation in PMMA, *Mechanics of Materials*, Vol. 23, pp. 229-239, 1996.
- [227] Seelig T, Gross D, Pothmann K, Numerical simulation of a mixed-mode dynamic fracture experiment, *International Journal of Fracture*, Vol. 99, pp. 325-338, 1999.
- [228] Menouillard T, Réthoré J, Combescure A, Bung H, Efficient explicit time stepping for the eXtended Finite Element Method (X-FEM), *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 68, pp. 911-939, 2006.
- [229] Schonenberg RY, Norris DM, Moment modified compact tension specimen for measuring crack arrest toughness, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 96, pp. 277-286, 1986.
- [230] Nanstad RK, Bass BR, Rosseel TM, Merkle JG, Sokolov MA, Heavy-section steel technology and irradiation programs-retrospective and prospective views, *Pressure Vessels and Piping Division Conference*, 2007, PVP2007-26677.
- [231] Brickstad B, Nilsson F, Dynamic analysis of crack growth and arrest in a pressure vessel subjected to thermal and pressure loading, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 23, pp.61-70, 1986.
- [232] Brickstad B, Nilsson F, A dynamic analysis of crack propagation and arrest in a Pressurized Thermal Shock (PTS) experiments, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 23, pp. 99-102, 1986.
- [233] Bryan RH, Bass BR, Merkle JG, The Heavy-Section Steel Technology Pressurized-Thermal-Shock Experiment, PTSE-1, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 23, pp. 81-97, 1986.
- [234] Reytier M, Chapuliot S, Marie S, Ferry L, Nedelec M, Study of cleavage initiation under thermal shock by tests on cracked rings and thermomechanical calculations, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 236, pp. 1039-1050, 2006.
- [235] Aliabadi MH, Boundary element formulations in fracture mechanics, *Applied Mechanics Reviews*, Vol. 50, pp. 83-96, 1997.
- [236] Belytschko T, Lu YY, Gu L, Element free Galerkin methods, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 37, pp. 229-256, 1994.
- [237] Moes, Dolbow, Belytschko, A finite element method for crack growth without remeshing, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, pp.131-150, 1999.
- [238] Malluck JF, King WW, Fast fracture simulated by conventional finite elements : a comparison of two energy-release algorithms, *Crack Arrest Methodology and Applications*, Vol 711, pp. 38-53, 1980.
- [239] Yuritzinn T, Blanchet N, Rapport d'avancement 2004 de la fiche "Analyse du critère KIa pour l'arrêt de fissure", Rapport SEMT/LISN/RT/04-048/A, CEA, 2004.
- [240] Debruyne G, Etude de la propagation d'un DTR de cuve : simulation élastodynamique par « relâchement de nœuds » et par décohéation d'éléments de joint, Rapport EDF, 2008.
- [241] Swenson DV, Ingraffea AR, Modeling mixed-mode dynamic crack propagation using finite elements : theory and applications, *Computational Mechanics*, Vol. 3, pp. 381-397, 1988.
- [242] Bittencourt TN, Wawrzynek PA, Ingraffea AR, Sousa JL, Quasi-automatic simulation of crack propagation for 2D LEFM problems, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 55, pp. 321-334, 1996.

- [243] Song JH, Wang H, Belytchko T, A comparative study on finite element methods for dynamic fracture, *Computational Mechanics*, Vol. 42, pp. 239-250, 2008.
- [244] Barenblatt GI, The formation of equilibrium cracks during brittle fracture: General ideas and hypothesis, axially symmetric cracks, *Appl Math and Mech*, Vol. 23, pp. 622-636, 1959.
- [245] Barenblatt GI, Mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture, *Advances in Applied Mechanics*, pp. 55-125, 1962.
- [246] Hillerborg A, Modeer M, Petersson P, Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements, *Cement and Concrete Research*, Vol. 6, pp. 773-782, 1976.
- [247] Zhou F, Molinari JF, Dynamic crack propagation with cohesive elements: a methodology to address mesh dependency, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 59, pp. 1-24, 2004.
- [248] Pandolfi A, Guduru PR, Ortiz M, Rosakis AJ, Three dimensional cohesive-element analysis and experiments of dynamic fracture in C300 steel, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 37, pp. 3733-3760, 2000.
- [249] Belytschko T, Black T, Elastic crack growth in finite element with minimal remeshing, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 45, pp. 601-620, 1999.
- [250] Babuska I, Melenk JM, The partition of unity method, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 40, pp. 727-758, 1997.
- [251] Chessa J, Wang H, Belytschko T, On the construction of blending elements for local partition of unity enriched finite elements, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 57, pp. 1015-1038, 2003.
- [252] Zi G, Belytschko T, New crack tip elements for X-FEM and applications to cohesive cracks, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 57, pp. 2221-2240, 2003.
- [253] Elguedj T, Gravouil A, Combescure A, Appropriate extended functions for X-FEM simulation of plastic fracture mechanics, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 195, pp. 501-515, 2006.
- [254] Stolarska M, Chopp DL, Moes N, Belytschko T, Modelling crack growth by level sets in the extended finite element method, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 51, pp. 943-960, 2001.
- [255] Gravouil A, Moes N, Belytschko T, Non planar 3d crack growth by the extended finite element and level sets : Part II : Level-set update, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 53, pp. 2569-2586, 2002.
- [256] Menouillard T, Réthoré J, Combescure A, Bung H, Efficient explicit time stepping for the eXtended Finite Element Method, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 68, pp. 911-939, 2006.
- [257] De Borst R, Remmers J, Needleman, Mesh-independent discrete numerical representations of cohesive-zone models, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 73, pp. 160-177, 2006.
- [258] Simatos, A.; Marie, S.; Combescure, A.; Cazes, F., Modelling ductile tearing from diffuse plasticity to crack propagation, *ASME PVP*, Washington, USA, 2010.
- [259] Ribeaucourt R, Gestion du contact avec frottement le long des faces de fissures dans le cadre de la méthode X-FEM. Application à la fatigue tribologique, Thèse de l'INSA de Lyon, 2006.
- [260] Budyn E, Zi G, Moes N, Belytschko T, A method for multiple crack growth in brittle materials without remeshing, *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Vol. 61, pp. 1741-1770, 2004.
- [261] Liang J, Huang R, Prevost JH, Suo Z, Evolving pattern in thin films with the extended finite element method, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 40, pp. 2343-2354, 2003.
- [262] Cast3M, 2012, Finite Element software developed by the French Atomic Energy Commission, <http://www-cast3m.cea.fr>.
- [263] Chapuliot S, Marie S, Dubarle PE, Première campagne de caractérisation de l'acier 16MND5 des essais FISTER, Rapport SEMT/LISN/00-001/A, CEA, 2001.

- [264] Chapuliot S, Marie S, Dubarle PE, Seconde campagne de caractérisation de l'acier 16MND5 des essais FISTER, Rapport SEMT/LISN/00-031/A, CEA, 2001.
- [265] Trouvain C, Approche globale et locale de la rupture fragile d'un acier faiblement allié. Influence des ségrégations et de l'irradiation, CEA-SRMA-89-CR-1162, 1989.
- [266] Marini B, Kantidis E, Houssin B, Soulat P, Development of a local approach for the intergranular fracture in low alloy steels", Advances in local fracture/damage models for the analysis of engineering problems, ASME, AMD, Vol.137, pp257-268, 1992.
- [267] Renevey S, Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de transition fragile-ductile d'un acier faiblement allié, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1997.
- [268] Rossoll A, Tabar M, Berdin C, Piques R, Forget P, Prioul C, Marini B, Local approach of the Charpy test at low temperature, Euromech-Mecamat, pp. 279-86, 1996.
- [269] Reytier M, Troisième campagne de caractérisation des essais Fister-bilan des essais complémentaires sur CT à -150°C, -100°C et -50°C, Rapport SEMT/LISN/RT/01-047/A, 2001.
- [270] Kayser Y, Etude de la sensibilité des paramètres  $J_i$  et  $G_{fr}$  à la géométrie des éprouvettes - Première série d'essais, Rapport SEMT/LISN/RT/02-039/A, 2002.
- [271] Clifton RJ, Response of materials under dynamic loading, International Journal of Solids and Structures, Vol. 37, pp. 105-113, 2000.
- [272] Johnson GR, Cook WH, A constitutive model and data for metals subjected to large strains high strain rates, Seventh International Symposium on Ballistics, pp. 541-547, 1983.
- [273] Cowper GR, Symonds PS, Strain hardening and strain rate effect in the impact loading of cantilever beams, Technical Report 28, Brown University, Division of Applied Mathematics, 1957.
- [274] Zhao H, A constitutive model for metals over a large range of strain rates. Identification for mild-steel and aluminium sheets, Materials Science and Engineering, Vol. 230, pp. 95-99, 1997.
- [275] Zerilli FJ, Armstrong RW, Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations, Journal of Applied Physics, Vol. 61, pp. 1816-1825, 1987.
- [276] Rusinek A, Klepaczko JR, Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress, International Journal of Plasticity, Vol. 17, pp. 87-115, 2001.
- [277] Bodner SR, Partom Y, Constitutive equations for elastic-viscoplastic strainhardening materials, Journal of Applied Mechanics, Vol. 42, pp. 385-389, 1975.
- [278] Malvern LE, The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar of material exhibiting a strain-rate effect, J. Appl. Mech., Vol. 18, pp. 203-208, 1951.
- [279] Ludwik P, Applied Mechanik - Elemente der technologischen Mechanik. Springer Verlag, Berlin, 1909.
- [280] Lindholm US, Some experiments with the split hopkinson pressure bar, Journal of Mechanics and Physics of Solids, Vol. 2, pp. 317-335, 1964.
- [281] Zhao H, A constitutive model for metals over a large range of strain rates. Identification for mild-steel and aluminium sheets, Materials Science and Engineering, Vol. 230, pp. 95-99, 1997.
- [282] Cowper GR, Symonds PS, Strain hardening and strain rate effect in the impact loading of cantilever beams, Technical Report 28, Brown University, Division of Applied Mathematics, 1957.
- [283] Molinari A, Instabilité thermo-visco-plastique en cisaillement simple, Journal de mécanique théorique et appliquée, Vol. 4, pp. 659-684, 1985.
- [284] Kobayashi H, Dodd B, A numerical analysis for the formation of adiabatic shear bands including void nucleation and growth, International Journal of Impact Engineering, Vol. 1, pp. 1-13, 1989.
- [285] Cunat PJ, Stainless steel properties for structural automotive applications, Metal Bulletin International Automotive Materials Conference, 2000.
- [286] Markiewicz E, Ducrocq P, Drazetic P, An inverse approach to determine the constitutive model parameters from axial crushing of thin-walled square tubes, International Journal of Impact Engineering, Vol. 21, pp. 433-449, 1998.

- [287] Langrand B, Geoffroy P, Petitniot JL, Fabis J, Markiewicz E, Drazetic P, Identification technique of constitutive model parameters for crashworthiness modeling, *Aerospace Science and Technology*, Vol. 4, pp. 215-227, 1999.
- [288] Gary G, Essais de compression dynamique de l'acier FISTER 16MND5, Rapport de contrat (CEA 5077), LMS X, 2005.
- [289] Gary G, Essais de compression dynamique de l'acier FISTER 16MND5, Rapport de contrat (CEA 6101), LMS X, 2006.
- [290] [www.visionresearch.com/Products/High-Speed-Cameras/v710/](http://www.visionresearch.com/Products/High-Speed-Cameras/v710/)
- [291] [www.photonlines.fr/images/stories/eclairages/Dedocool\\_Flyer.pdf](http://www.photonlines.fr/images/stories/eclairages/Dedocool_Flyer.pdf)
- [292] [www.iso.org/iso/fr/iso\\_catalogue/catalogue\\_tc/catalogue\\_detail.htm?csnumber=42785](http://www.iso.org/iso/fr/iso_catalogue/catalogue_tc/catalogue_detail.htm?csnumber=42785)
- [293] Nishioka T, Computational dynamic fracture mechanics, *International Journal of Fracture*, Vol. 86, pp. 125-159, 1997.
- [294] Kanninen MF, Hudak SJ, Couque HR, Dexter RJ, O'Donoghue PE, Viscoplastic-dynamic crack propagation: Experimental and analysis research for crack arrest applications in engineering structures, *International Journal of Fracture*, Vol. 42, pp. 239-260, 1990.
- [295] Chapuliot S, Lacire MH, Marie S, Nédélec M, Thermomechanical analysis of thermal shock fracture in the brittle-ductile transition zone - Part I: Description of the tests, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol.72, pp. 661-73, 2005.
- [296] Hughes TJR, *The Finite Element Method: Linear Static and Dynamic Finite Element Analysis*, Englewoods Cliffs NJ : Prentice-Hall, 1987.
- [297] Réthoré J, Méthode des éléments finis étendus en espace et en temps: Application à la propagation dynamique des fissures, Thèse de l'INSA de Lyon, 2005.
- [298] Tamara Y, Application du critère de propagation dynamique de fissure aux essais de choc thermique sur disque d'EDF, rapport CEA, DEN/DANS/DM2S/SEMT/LISN/RT/12-018/A, 2012.
- [299] Berdin C, 3D modeling of cleavage crack arrest with a stress criterion, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 90, pp. 161-171, 2012.
- [300] Kim JH, Kim D, Han HN, Barlat F, Lee MG, Strain rate dependent tensile behavior of advanced high strength steels: Experiment and constitutive modeling, *Materials Science & Engineering A*, 2012.
- [301] Hyung-Seop S, Hae-Moo L, Moon-Saeng K, Impact tensile behavior of 9% nickel steel at low temperature, *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 24, pp. 571-581, 2000.
- [302] Boyce BL, Dilmore MF, The dynamic tensile behavior of tough, ultrahigh-strength steels at strain-rates from  $0.0002 \text{ s}^{-1}$  to  $200 \text{ s}^{-1}$ , *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 36, pp. 263-271, 2009.
- [303] Bleck W, Schael I, Determination of crash-relevant material parameters by dynamic tensile tests, *Steel Res*, pp. 173-178, 2000.
- [304] Yu SR, Yan ZG, Cao R, Chen JH, On the change of fracture mechanism with test temperature, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 73, pp. 331-347, 2006.
- [305] Le Corre V, Etude de la compétition déchirure ductile/rupture fragile : application de la tenue mécanique des tubes en acier C-Mn et de leurs joints soudés, Thèse de l'Ecole Centrale de Lille, 2006.
- [306] Blouin A, Rupture des liaisons bimétalliques dans la transition fragile-ductile, Thèse de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint-Etienne, 2012.
- [307] Clark ABJ, Irwin GR, Crack propagation behaviours, *Exp Mech*, Vol. 6, pp. 321-390, 1966.
- [308] Congleton J, Petch NJ, Crack branching, *Philos Magn*, Vol. 16, pp. 749-760, 1967.
- [309] Congleton J, Practical applications of crack branching measurements, pp. 427-438, 1973.
- [310] Dally JW, Dynamic photoelastic studies of fracture, *Exp Mech*, Vol. 19, pp. 349-361, 1979.
- [311] Gerberich WW, Plastic strains and energy density in cracked plates, Part I, Experimental techniques and results, *Experimental Mechanics*, Vol.4, p. 335, 1964.
- [312] Hahn GT, Rosenfield AR, Sources of fracture toughness : the relation between KIC and the ordinary tensile properties of metals, *Symposium on Applications Related Phenomena in Titanium and its alloys*, STP432, ASTM, p.5, 1968.

- [313] Ramulu M, Kobayashi AS, Mechanics of crack curving and branching - a dynamic fracture analysis, *Int J Fract*, Vol. 27, pp. 187-201, 1985.
- [314] Seelig Th, Gross D, On the interaction and branching of fast running cracks - a numerical investigation, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 47, pp. 937-952, 1999.
- [315] Xie YJ, Hu XZ, Wang XH, Chen J, Lee KY, A theoretical note on mode-I crack branching and kinking, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 78, pp. 919-929, 2011.
- [316] Haboussa D, Elguedj T, Combescure A, Modélisation de la transition ductile/fragile des métaux sous choc, *CFM* 2011.