Compréhension et modélisation des mécanismes et des effets de géométrie dans la partie basse de la transition ductile-fragile

Aboubakr Amzil

▶ **To cite this version:**

Aboubakr Amzil. Compréhension et modélisation des mécanismes et des effets de géométrie dans la partie basse de la transition ductile-fragile. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2021. Français. NNT : 2021UPSLM002 . tel-03201543

HAL Id: tel-03201543
https://pastel.hal.science/tel-03201543

Submitted on 19 Apr 2021

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

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

PSL UNIVERSITÉ PARIS

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à MINES ParisTech

Compréhension et Modélisation de l'effet de géométrie et de température sur la ténacité dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile

Soutenue par

Aboubakr AMZIL

Le 20 Janvier 2021

Ecole doctorale n° 621

ISMME : Ingénierie des Systèmes, Matériaux, Mécanique, Energétique

Spécialité

MÉCANIQUE

Composition du jury :

Benoît TANGUY HDR, CEA	*Rapporteur*
Clotilde BERDIN Professeur, Université Paris Sud	*Rapporteur*
Petr HAUŠILD Professeur, Czech Technical University	*Président*
Stéphane MARIE Ingénieur de recherche, Framatome	*Examinateur*
Jacques BESSON Directeur de recherche, Mines Paristech	*Directeur de thèse*
Anna DAHL Ingénieur de recherche, EDF R&D	*Examinateur*

MINES ParisTech | PSL

Remerciements

J’ai eu une formidable chance de travailler tout au long de ma thèse avec mon directeur de thèse M. Jacques Besson et mon encadrant Mme Anna Dahl. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour leur encadrement efficace et très instructif. Je tiens également à les remercier pour leur suivi et leur disponibilité continue. Je dois leur témoigner que c’était un très grand plaisir de pouvoir travailler avec eux.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à tous les membres du jury. Je remercie Mme Clotilde BERDIN et M. Benoit TANGUY, les rapporteurs qui ont accepté de lire le présent travail de thèse et de fournir des remarques constructives. Je remercie également M. Stéphane MARIE de me faire le plaisir d’avoir fait partie des membres et M. Petr HAUŠILD d’avoir accepté de présider ma soutenance.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à EDF R&D et au Centre Des Matériaux qui m’ont fait confiance et qui ont mis à ma disposition tous les outils et moyens nécessaires pour réussir ma thèse.

Je remercie vivement mes collègues du bâtiment C24 : Dominique, Adrien, Aurore, Arina, Cécile, Shun, Georges, Sébastien, Jean-François, Patrick, Jean-Philippe, Willy, Hugo, Jeremy avec qui j’ai pu échanger et avoir des discussions intéressantes tout au long de la thèse, et également tous les membres du groupe T24 pour leur accueil et intégration.

Je remercie Ziling ma collègue du bureau pour sa gentillesse et sa bonne humeur, et en général mes amis les doctorants et doctorantes du département MMC et du département TREE.

Préface

Ce manuscrit est le fruit du travail de trois années de thèse en collaboration entre le centre d'EDF R&D (Electricité De France) des Renardières et le Centre Des Matériaux à Evry depuis Novembre 2017. Cette belle expérience de recherche est très enrichissante pour moi, et j'en garde de très beaux souvenirs.

Les aspects techniques du présent travail seront présentés en détails tout au long des cinq chapitres. J'en profite dans ce petit paragraphe pour évoquer d'autres aspects qui m'ont beaucoup marqué et que j'avais un privilège d'en avoir conscience.

J'ai appris que la recherche est avant tout un état d'esprit qui peut être décrit comme une oscillation permanente entre deux extrémités. L'une de ces extrémités est le doute tandis que l'autre extrémité est la révélation. Être en doute, c'est accepter l'incertitude et attendre la révélation. Être en doute c'est d'accepter d'ignorer la réalité.

J'ai appris également que la connaissance est partielle. Il faut être tolérant devant un ensemble de contradictions qu'on ne puisse pas expliquer d'un coup. Devant le doute et la contradiction, il faut laisser tomber son besoin de vouloir remplir les trous par des réponses superficielles. L'attente et la patience en attendant que l'image du puzzle soit révélée permet non seulement la compréhension mais la conscience.

Finalement, j'ai appris que le collectif est définitivement plus fort que l'individu. Les échanges scientifiques entre un groupe sont bien plus précieux que le fait de réfléchir avec soi-même. Ces échanges ne sont pas simplement des discussions normales, mais un mélange de confrontations des doutes, des certitudes et d'egos permettant la conscience collective. La science est faite de controverses comme l'épistémologie l'affirme. L'année 2020 en est sans doute une belle démonstration.

Par ailleurs, Je vous souhaite une très bonne lecture …

« À Hanane ma chère petite sœur, À Saad, À Ouassila, ma chère petite famille… »

Table of Contents

1 Introduction 10
1.1 Motivation de l'étude 10
1.2 Contexte industriel 11
1.3 Contexte scientifique 11
1.4 Démarche scientifique 12
2 Etude bibliographique 14
2.1 La rupture fragile par clivage 14
2.1.1 Approche globale et approche locale 14
2.1.2 Description du clivage 16
2.1.3 La contrainte de clivage 17
2.1.4 Cadre général du clivage 21
2.1.5 Le modèle de Beremin et au-delà 23
2.1.6 Calcul de σw dans le régime de la plasticité confinée : *SSY* 27
2.1.7 Calcul pratique de σw pour une fissure stationnaire 30
2.1.8 Calcul de la contrainte de Weibull en présence de la déchirure ductile 31
2.1.9 Prise en compte de l'effet de température dans la zone de transition ductile-fragile 32
2.1.10 Prise en compte de la taille finie des défauts : approche non locale 33
2.1.11 Conclusion 33
2.2 L'endommagement ductile 35
2.2.1 Présentation de l'endommagement ductile 35
2.2.2 Les modèles de rupture ductile 36
2.2.3 Simulation de la rupture ductile 38
2.2.4 Conclusion 42
3 Etude expérimentale 43
3.1 Le matériau 43
3.2 Présentation des essais 45
3.2.1 Constitution de la base de données 45
3.2.2 Objectif des essais 45
3.3 Procédures expérimentales 49
3.3.1 Essai de traction : TC 49
3.3.2 Essai de traction : AE 50
3.3.3 Essai de traction : DP (Déformation plane) 52
3.3.4 Essai de rupture : CT (*Compact Tension*) 53
3.3.5 Essai de rupture : $SENT$ (*Single Edge Notched Tension*) 54

3.4 Résultats expérimentaux 56
3.4.1 Eprouvettes non fissurées : $TC6, AE\chi, DP, DP\eta$ 56
3.4.2 Conclusion partielle sur les éprouvettes non fissurées 63
3.4.3 Eprouvettes fissurées : $CTB, SENTa0/W$ 64
3.4.4 Conclusion partielle sur éprouvettes fissurées 70
3.5 Conclusion Globale 71
4 Observation de l'endommagement 72
4.1 L'effet de température sur l'endommagement et la rupture 72
4.2 L'effet de l'état de triaxialité sur l'endommagement et la rupture 75
4.2.1 Comparaison des éprouvettes AE (triaxialité modérée) 75
4.2.2 Comparaison des éprouvettes fissurées (triaxialité élevée) 78
4.2.3 Comparaison $AE\chi - DP6$ (triaxialité modérée) 80
4.2.4 Comparaison $TC6 - DP$ (faible triaxialité) 80
4.3 Conclusion partielle 82
4.4 La nature de rupture des éprouvettes fissurées : $\boldsymbol{CTB}$ et $\boldsymbol{SENT0.5}$ 83
4.4.1 $T = -150°C$ 84
4.4.2 $T = -100°C$ 85
4.4.3 $T = -50°C$ 86
4.4.4 Discussion 90
4.5 Conclusion partielle 91
4.6 Conclusion globale 93
5 Modélisation de la plasticité et d'endommagement 94
5.1 Modélisation de la plasticité 94
5.2 Conclusion partielle 103
5.3 Modélisation de l'endommagement ductile 104
5.3.1 Effet du paramètre de Lode 104
5.3.2 Identification des paramètres du modèle *GTN* 107
²Conclusion partielle 109
5.4 Conclusion globale 110
6 Modélisation de la rupture fragile par clivage 111
6.1 Méthodologie d'évaluation de la contrainte de Weibull 111
6.1.1 Dimensionnement de l'entaille et du maillage 112
6.1.2 Procédure de Filtrage de la contrainte de Weibull 118
6.1.3 Passage au 3D par correction d'épaisseur 122
6.1.4 Conclusion partielle 126
6.2 Application et validation de la méthodologie 127
6.2.1 Résultats de calcul de σw en déformations planes 127

6.2.2 Localisation des sites d'amorçages ... 137
6.2.3 Conclusion partielle ... 139
6.3 Identification des paramètres du modèle de Beremin ... 141
6.3.1 Identification des paramètres à $-100°C$ ... 142
6.3.2 Identification des paramètres à $-50°C$ et à $-150°C$ ... 148
6.3.3 Conclusion partielle ... 153
6.4 Conclusion globale ... 155
7 Conclusions et Perspectives ... 157
7.1 Conclusions ... 157
7.2 Perspectives ... 160
8 Références ... 162
A La contrainte de clivage ... 172
A.1 La contrainte de séparation ... 172
B Données dépouillées des essais ... 174
B.1 Prélèvement des éprouvettes ... 174
B.2 Les plans des éprouvettes ... 176
B.2.1 Les plans des éprouvettes non-fissurées ... 176
B.2.2 Les plans des éprouvettes *CT* ... 179
B.2.3 Les plans des éprouvettes *SENT* ... 181
B.3 Dépouillement des essais $AE\chi$ et $DP - DP\eta$ ... 182
B.4 Dépouillement des essais CT ... 184
B.4.1 *CT* à -20°C ... 184
B.4.2 *CT* à -50°C ... 186
B.4.3 CT à -100°C ... 196
B.4.4 CT à -150°C ... 202
B.5 Dépouillement des essais $SENT$ ... 203
B.5.1 Procédure de dépouillement ... 203
B.5.2 SENT à-20°C ... 206
B.5.3 SENT à-50°C ... 207
B.5.4 SENT à-100°C ... 210
B.6 Ténacités des éprouvettes CT et $SENT$ ... 212
C Calcul de la contrainte de Weibull ... 218
C.1 Les calculs de la contrainte de Weibull ... 218
C.2 Analyse de l'effet des paramètres du filtre : τ, pc ... 221

1 Introduction

Un enjeu principal de l'exploitation des centrales nucléaires est leur sûreté. Ce terme signifie l'aptitude de l'exploitant à prévoir les risques pouvant être liés à son exploitation et à en limiter les conséquences. La sûreté implique une obligation légale de justification suivant un principe de transparence et de clarté dans les méthodes de justification utilisées. La justification concerne principalement les composants d'une centrale nucléaire en cours d'exploitation, face à un risque probable. Par exemple on justifie la sûreté de la cuve d'une centrale nucléaire par rapport au risque de rupture. Un dossier de justification d'un composant est un dossier d'étude rassemblant toutes les méthodes et les pratiques sur lesquelles s'est appuyé l'exploitant pour affirmer la sûreté d'un composant. Il est examiné par une autorité de sûreté indépendante et compétente.

Par rapport aux éventuels risques liés au composant, les dossiers de justification s'appuient sur des approches à base d'études numériques et/ou expérimentales en détaillant toutes les hypothèses émises et les étapes suivies. La justification de l'intégrité d'un composant vis-à-vis du risque de rupture suit ce même principe. En effet, cette justification est fondée sur une approche dite globale de comparaison entre le chargement auquel est soumis le composant avec une certaine mesure de sa résistance à la rupture qu'on désigne par la ténacité. Cette comparaison peut montrer des marges assez restreintes dans certaines conditions de chargement.

Le travail qu'on présente dans ce manuscrit est en relation étroite avec la problématique soulevée par l'approche globale de la justification des composants des centrales nucléaires vis-à-vis de la rupture. Dans la suite, on propose de détailler cette problématique qu'on va situer dans son contexte industriel et scientifique afin d'éclaircir notre vision et de tracer une méthodologie de travail succincte.

1.1 Motivation de l'étude

Dans une approche globale de rupture, on compare un chargement simulé sur le composant avec sa résistance vis-à-vis de la rupture fragile ou ductile qu'est la ténacité au sens général (voir Figure 1). Le chargement est calculé par la méthode des éléments finis sur le composant modélisé et est confronté à la ténacité. Le risque de rupture du composant pour un chargement donné est nul dès lors que celui-ci ne dépasse en aucun moment la ténacité.

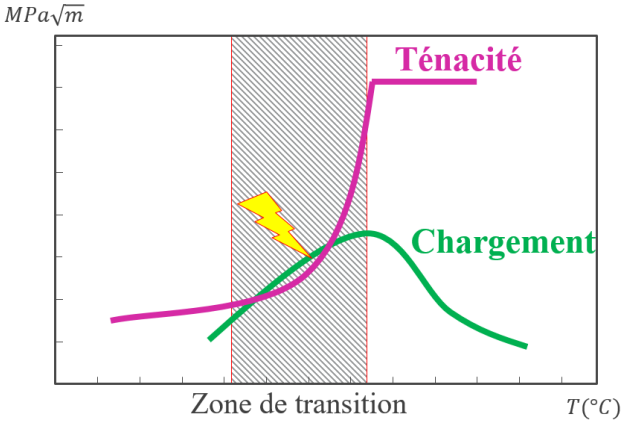


Figure 1 : La justification d'un composant basée sur une approche globale consistant à comparer le chargement avec la ténacité du composant

La ténacité utilisée dans les dossiers de justification est une grandeur enveloppe mesurée sur des éprouvettes d'essais pour différentes températures. Le terme enveloppe signifie qu'on prend le minimum des valeurs de ténacité mesurées pour chaque température. Cette ténacité enveloppe est déduite à partir d'un ensemble d'éprouvettes de rupture en supposant la ténacité comme une grandeur physique intrinsèque aux matériaux. Autrement dit, on suppose que la ténacité du composant est la même que celle d'une éprouvette fabriquée avec le même matériau.

Cette hypothèse simplificatrice n'est pas tout à fait sans fondement. En effet, on peut accepter que la ténacité ne dépend que du matériau dans le domaine fragile du matériau là où cette grandeur est moins dispersée ou à l'inverse à hautes températures c.à.d. dans le domaine ductile du matériau. Néanmoins, il existe une zone de température qu'on désigne par la zone de transition ductile-fragile (*Ductile to Brittle Transition zone :* ***DBT***) où la ténacité est fortement dispersée et devient très dépendante du matériau, de la géométrie et de la température (Wallin *et al*., 1984; Wallin, 1985, 1991)

Le fait de comparer les chargements à une ténacité enveloppe constitue la base de cette approche et la question de la transférabilité de la ténacité d'une éprouvette à la structure 'cuve par exemple' mérite d'être posée. L'objectif à long terme est de pouvoir disposer d'une méthode permettant d'assurer cette transférabilité.

1.2 Contexte industriel

La justification de la sûreté d'un composant est une **obligation légale** (EDF, 2016)**.** Cette obligation est intimement liée au degré de criticité du composant et à la fréquence des évènements pouvant engendrer un possible risque sur la sûreté du composant. Par exemple, la cuve est un composant non remplaçable au cours de la durée de vie des centrales nucléaires et est justifiée par rapport au risque de rupture fragile. Celui-ci peut généralement être accentué par l'arrivée d'un accident de type choc froid pressurisé. En plus le matériau de la cuve se fragilise sous l'effet de l'irradiation, ce qui signifie que la ténacité s'affaiblit au fur et à mesure de la durée d'exploitation.

Actuellement, certains réacteurs nucléaires arrivent à terme dans leur durée d'exploitation justifiée. Un projet de rénovation et de prolongement de la durée de vie de ces tranches s'avère une nécessité pour continuer l'exploitation. Cette nécessité est accompagnée d'un besoin systématique de justification parallèle. En effet, les marges les plus restreintes déduites de l'approche globale sont atteintes dans la zone de transition ductile-fragile du matériau de la cuve. Ceci est d'autant plus vrai que le matériau est de plus en plus irradié. La question que soulève ce contexte est inévitablement liée à la question de la transférabilité des valeurs de ténacité des éprouvettes aux structures.

La ténacité dans la zone de transition ductile-fragile dépend non seulement du matériau mais de la géométrie et de la température. On peut alors regarder la ténacité comme une grandeur statistique caractérisée par une moyenne et une dispersion fonction de la géométrie et de la température : une éprouvette d'essai épaisse conduira à une ténacité moyenne plus petite par rapport à une éprouvette moins épaisse (Wallin, 1985). Il est donc important de comprendre les effets de géométries et de température sur la ténacité à l'échelle des éprouvettes d'essais, avant de réfléchir à la transférabilité de cette grandeur aux structures réelles plus complexes.

En résumé, l'ambition de notre présent travail est de pouvoir apporter une réponse sur la question de la transférabilité de la ténacité d'une éprouvette à une structure. Une manière d'envisager le besoin industriel peut être résumé en trois étapes principales :

- Comprendre les effets de géométrie et de température sur la ténacité à l'échelle des éprouvettes d'essais.
- Concrétiser cette compréhension, sous forme d'une méthode qui permet d'assurer la transférabilité de la ténacité entre les éprouvettes d'essais.
- Appliquer cette méthode à l'échelle du composant pour évaluer sa ténacité.

1.3 Contexte scientifique

La première étape de notre démarche est consacrée à comprendre l'effet de la géométrie et de la température sur la ténacité pour un ensemble d'éprouvettes testées dans la zone de transition ductile-fragile. Dans ce domaine on assiste à une compétition entre la déchirure ductile et la rupture fragile. En effet, à de très basses températures, la rupture du matériau a lieu par séparation des plans atomiques, résultant d'une rupture instable du matériau qu'on désigne par la rupture fragile. Aux températures

relativement hautes, la rupture n'est plus contrôlée par le même mécanisme, mais plutôt par une déchirure progressive et relativement lente qu'on désigne par la rupture ductile.

Pour une éprouvette fissurée testée dans la zone de transition, la fissure commence à s'ouvrir et progresse par déchirure de la matière jusqu'à une certaine avancée puis l'éprouvette rompt en fragile. La compétition entre les deux mécanismes conduit à une dispersion de la ténacité autour d'une ténacité moyenne. La dispersion des essais de ténacité est principalement liée à ce changement de mécanisme de rupture dans cette zone. Quelques effets de géométrie ont été constatés : l'effet d'épaisseur et l'effet de profondeur de défaut. Plus précisément, la ténacité décroit en fonction de l'épaisseur de l'éprouvette testée. La même tendance est observée pour des éprouvettes avec des fissures initiales profondes, de sorte que plus le défaut de départ est grand moins résistante est l'éprouvette. Ces tendances traduisent une réalité complexe sur le phénomène de rupture dans la zone de transition ductile-fragile qui nécessitera des adaptations dans nos approches.

La rupture fragile et la rupture ductile sont des phénomènes assez largement étudiés dans la littérature. Des modèles existent pour décrire les deux modes de rupture, dont les plus utilisés sont le modèle de Beremin pour ce qui concerne la rupture fragile et le modèle *GTN* (Gurson, 1975; Tvergaard and Needleman, 1984) pour ce qui concerne la déchirure ductile. Comme on l'a exprimé plus haut, la réalité physique mise en jeu dans la zone de transition ductile-fragile peut être décrite par un couplage ductile/fragile des modèles existants : Le modèle *GTN* pour décrire la partie de l'avancement de la fissure par déchirure ductile et le modèle de Beremin pour décrire la rupture fragile.

Notre objectif est de comprendre les effets de température et de géométrie sur la ténacité des éprouvettes. Pour cela, on dispose d'essais expérimentaux des modèles théoriques permettant de décrire le mécanisme de couplage ductile-fragile. L'objectif est de pouvoir disposer d'un arsenal **robuste** de simulation numérique permettant de modéliser ce couplage.

La simulation des champs de contraintes constitue une étape clé dans le processus de la compréhension des différents effets mis en jeu dans la zone de transition ductile-fragile. La validation de ces simulations s'appuie sur une solide base expérimentale pour confronter cette compréhension à la réalité et l'**ajuster** en fonction des écarts observés. Cette manière de raisonner constituera le fondement de notre démarche scientifique.

1.4 Démarche scientifique

Notre démarche scientifique est fondée sur la comparaison entre les ténacités expérimentales avec des ténacités déduites de la simulation du couplage ductile-fragile sur une éprouvette. (Voir Figure 2)

On cherchera dans un premier temps à reproduire les champs mécaniques (déformations, contraintes,) par l'application des modèles de rupture existants. Ces modèles de rupture nécessitent une implémentation numérique robuste i.e. des éléments finis non classiques permettant de dépasser certains problèmes numériques qui perturbent les champs mécaniques résultants. Un modèle est valide suivant sa capacité à reproduire les bons champs mécaniques dans une structure. On pourra alors dans le cas où on arrivera à éliminer les écarts, appliquer ces modèles sur les structures d'intérêts (e.g. cuve). La finalité de notre travail est de pouvoir disposer d'un outil permettant de simuler la vraie ténacité d'une structure afin de revoir les marges dans les dossiers de justifications.

Dans la première partie du présent rapport, on présentera une bibliographie sur les différents aspects liés à la rupture fragile et la rupture ductile documentés dans la littérature à savoir : les mécanismes mis en jeu et le cadre général de la modélisation de ces mécanismes.

Le point de départ est la base de données expérimentale. Il est important donc de pouvoir disposer d'une base d'essais complète décrivant le comportement élastoplastique du matériau, aussi bien que son comportement vis-à-vis de l'endommagement et de la rupture. Dans la deuxième partie, on détaillera le matériau de l'étude, les essais effectués, leur dépouillement et leur analyse. Les essais comprennent des essais de traction lisse, des essais sur éprouvette de traction entaillée, des éprouvettes de déformation

plane, des éprouvettes fissurées de type CT ayant différentes épaisseurs ainsi que des éprouvettes de type SENT ayant différents rapports longueur de fissure/largeur (a/W). Les éprouvettes de traction servent uniquement à la caractérisation du comportement plastique. Les éprouvettes entaillées et de déformation plane servent également à caractériser la plasticité mais aussi l'amorçage de la rupture ductile. Enfin les éprouvettes fissurées permettent de caractériser la rupture dans le domaine bas de la transition quand la déchirure ductile est très faible et le domaine haut autrement.

Dans la troisième partie, on détaillera les observations des mécanismes d'amorçage et de rupture observés sur les éprouvettes testées en fonction de la géométrie et de la température. Ces observations *MEB* nous permettent également de distinguer les éprouvettes purement fragiles et les éprouvettes ayant un amorçage ductile précédé par la rupture fragile

Dans la quatrième partie, on modélisera essentiellement la plasticité. La modélisation de la rupture ductile n'a été conduite que dans le cas des éprouvettes axisymétriques entaillées en utilisant un modèle GTN régularisé. Faute de temps, cette modélisation n'a pas pu être conduite sur l'ensemble des essais présentant une déchirure ductile. Il s'agit donc d'un travail préliminaire devant être poursuivi.

La dernière partie de ce rapport se consacrera à la modélisation du clivage sur les éprouvettes de mécanique de la rupture dans le bas de la transition ductile—fragile. On utilise un modèle de Beremin modifié (Ruggieri-Beremin) prenant en compte la déformation plastique pour tenir compte des effets de géométrie. Un soin particulier est pris pour s'assurer de la convergence du calcul de la contrainte de Weibull. Une nouvelle méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull est proposée afin de filtrer les artefacts numériques perturbant l'évaluation de cette contrainte. On utilise des éléments finis à 5-champs adaptés à la simulation de la rupture ductile (traitement non-local évitant le verrouillage volumique). Ces éléments doivent permettre dans le futur de coupler aisément le calcul de déchirure à l'évaluation du risque de rupture par clivage afin de modéliser le haut de la transition ductile—fragile.

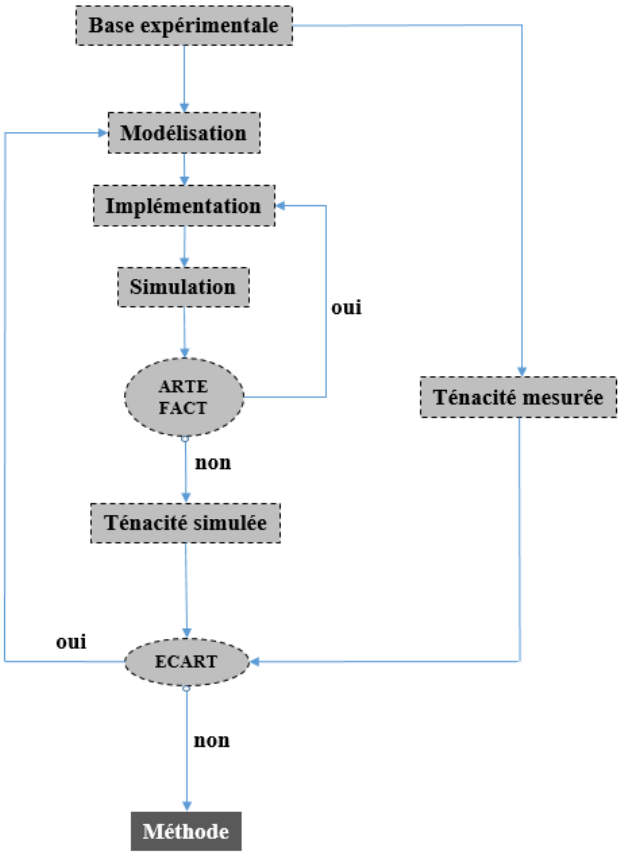


Figure 2: Logigramme de la démarche scientifique

2 Etude bibliographique

Dans ce chapitre on présentera une étude bibliographique de la rupture fragile par clivage et d'endommagement ductile. La rupture fragile par clivage sera relativement plus détaillée par rapport à l'endommagement ductile. Ce choix est fait en cohérence avec l'objectif de notre étude qui porte principalement sur la description de la partie basse de la zone de transition ductile-fragile.

Dans la première partie de cette étude bibliographique, on introduira dans un premier temps, l'approche locale de la rupture par clivage qui permet une description fine des mécanismes de rupture. Ces mécanismes seront alors détaillés dans un deuxième temps. Ensuite, on s'intéressera à la contrainte de clivage et montrera l'importance de la présence des concentrateurs de contraintes permettant de déclencher la rupture. Plusieurs définitions de la contrainte de clivage seront alors proposées. En particulier, le modèle de Beremin basé sur une contrainte de clivage de type *Griffith* sera présenté. Ce modèle permet de calculer la probabilité de rupture à partir la contrainte de Weibull. On détaillera brièvement quelques modifications de ce modèle. Finalement, on s'intéressera au calcul pratique de la contrainte de Weibull pour une fissure stationnaire puis en présence d'une déchirure ductile et on terminera sur la prise en compte de l'effet de température et de la taille des défauts pour modéliser le clivage dans la zone de transition ductile-fragile.

Dans la deuxième partie, on présentera brièvement les mécanismes de l'endommagement ductile aussi bien que certains modèles les plus utilisés pour décrire l'endommagement ductile. Ensuite, on présentera un cadre général dit « non local » de la simulation de l'endommagement ductile. Ce cadre nous permettra d'introduire les éléments à 5 champs récemment développés (Zhang *et al.*, 2018; Chen, 2019). Ces éléments permettent de traiter le problème de la dépendance au maillage et du verrouillage volumique. Finalement, on évoquera l'utilité de ces éléments pour la simulation de la rupture fragile également.

2.1 La rupture fragile par clivage

2.1.1 Approche globale et approche locale

L'approche globale de la rupture est une approche très utile et largement utilisée dans le domaine de l'ingénierie. Cette approche suppose que la résistance à la rupture puisse être quantifiée à l'aide des paramètres macroscopiques : la ténacité K_{IC}, l'intégrale J (Rice and Rosengren, 1968), le $COD(Crack\ Opening\ Displacement)$ (Wells, 1963). A l'aide de ces paramètres, On peut décrire les champs de contraintes au voisinage de la pointe de fissure dans certains régimes de rupture. On distingue trois régimes de rupture : le régime linéaire (*LEFM*), le régime de la plasticité confinée (*SSY*) et le régime de la plasticité généralisée (*LSY*) (voir Figure 3).

La mécanique linéaire de la rupture (*LEFM Linear Elastic Fracture Mechanics*) décrit les champs mécaniques lorsque l'éprouvette rompt dans le domaine élastique linéaire de l'éprouvette. Les contraintes et les déformations dans la pointe de fissure sont décrites par les paramètres K_I et T (Irwin, 1957; Williams, 1957). Les contraintes en mode I peuvent être représentées sous la forme :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}\tilde{\sigma}_{ij}(\theta) + T\delta_{1i}\delta_{1j} + \cdots \qquad (2.1)$$

Lorsque la rupture a lieu au début de la non linéarité de la courbe force-déplacement, on parle du régime de plasticité confinée (*SSY* : *Small Scale Yielding*). La taille de la zone plastique développée est négligeable par rapport aux dimensions de l'éprouvette (Figure 4). Les contraintes peuvent être reliées dans ce régime également aux paramètres J et Q (Rice and Rosengren, 1968; Anderson *et al.*, 1995) On consacrera une partie pour détailler ce régime plus tard (§2.1.6).

Finalement, lorsque l'éprouvette rompt après avoir développée une zone plastique large dont la taille est comparable aux dimensions de l'éprouvette (Figure 4), on parle d'un régime de plasticité généralisée (*LSY* : Large Scale Yielding). La description des champs mécaniques dans ce régime est plus complexe car il y a une interaction forte avec les surfaces libres des éprouvettes/structures.

Dans tous les cas, très proche de la pointe de fissure, une zone très sollicitée communément désignée par « la zone d'élaboration » ou « la *Process Zone* » en anglais apparait. Dans la zone d'élaboration, Les déformations sont très élevées et la pointe de la fissure initialement très aiguë s'émousse. Cet émoussement fait que les contraintes ne deviennent pas infinies comme dans les solutions de Williams en élasticité ou les solutions *HRR* (Hutchinson, 1968; Rice and Rosengren, 1968) en élasticité non linéaire permettant de reproduire la plasticité en chargement monotone. Même pour un cas *SSY*, la zone d'élaboration se développe. Le détail des contraintes et déformations est par contre dépendant du régime de plasticité. Cela peut rendre difficile l'emploi de l'approche globale de la rupture pour décrire les cas de *LSY* les plus extrêmes.

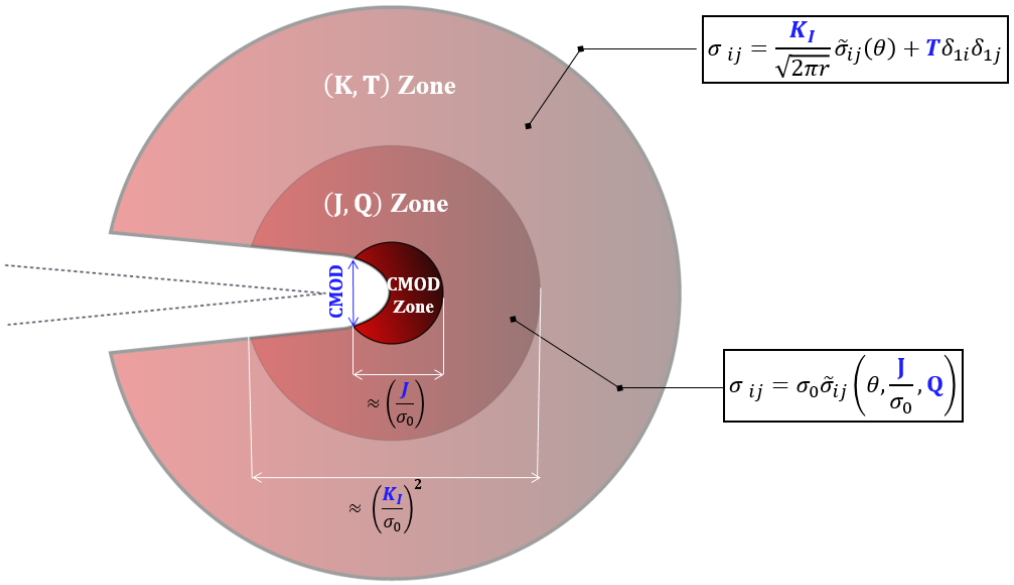


Figure 3 : Champ de contraintes en amont de la pointe d'une fissure en fonction du régime de chargement

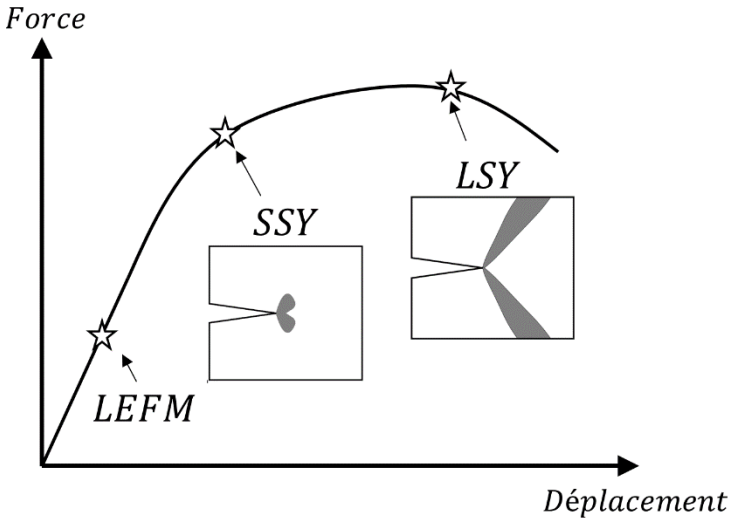


Figure 4 : Comportement global d'une structure fissurée. La zone plastique est représentée en gris.

L'approche globale est nécessaire dans la description de la rupture et très pratique à exploiter dans les applications industrielles mais présente aussi quelques limitations. En effet, il est maintenant établi que la ténacité est une grandeur qui dépend de la taille de l'éprouvette (*Size effect*) principalement dans la zone de transition ductile-fragile. Cette dépendance à la géométrie soulève le problème de la transférabilité des mesures de ténacité sur éprouvettes aux structures industrielles. En outre, les

dimensions des éprouvettes nécessaires pour pouvoir mesurer sa ténacité selon les normes en vigueur sont parfois très grandes de sorte qu'elles deviennent impraticables. En effet, dans le régime de plasticité généralisée, les mesures classiques K_I, J ne sont plus valides et ne peuvent pas être interprétées comme la ténacité du matériau.

Une nouvelle approche dite approche locale de rupture est développée à la fin des années 80. Cette approche permet de quantifier la rupture à partir d'une échelle plus fine du matériau. Dans le cadre de cette approche, la modélisation de la ténacité est basée sur un critère local de rupture déduit des résultats expérimentaux. Un modèle à bases micromécaniques est proposé à partir de ce critère local et utilise des paramètres qui ne dépendent a priori que du matériau. Ces paramètres dits locaux nécessitent une approche hybride entre simulation et expérimentation pour pouvoir les identifier. Par conséquence, une approche locale nécessite deux ingrédients : (i) Un modèle micromécanique décrivant les phénomènes de rupture mis en jeu (ii) La connaissance parfaite du champ de contraintes et de déformations devant une fissure stationnaire ou une fissure qui se propage. L'utilisation de cette approche est devenue populaire pour l'étude de l'influence de certains phénomènes sur la ténacité e.g. l'effet de la géométrie sur la transférabilité de la ténacité (Sumpter, 1993) et l'effet de préchargement à chaud (Roos *et al.*, 1998; Moinereau *et al.*, 2003, 2006; Bordet *et al.*, 2006).

Dans le cadre de ce chapitre, on s'intéresse à la rupture fragile par clivage i.e. rupture transgranulaire. Le clivage transgranulaire est caractérisé par une séparation des plans atomiques les plus denses dans les grains contrairement à la rupture intergranulaire qui est caractérisée essentiellement par la séparation des grains entre eux qui est souvent causée par la ségrégation de certaines impuretés le long des joints de grains. Les deux types de rupture conduisent à des vitesses de propagation très grandes : 1660 m/s. La rupture intergranulaire est considérée comme le mode naturel de rupture dans les métaux purs (Cottrell, 1989) (Cottrell, 1990a, 1990b) tandis que le clivage est le mode préférentiel dans les aciers ferritiques aux basses températures.

2.1.2 Description du clivage

La rupture par clivage est un mode de rupture fragile brusque qui conduit à une ruine extrêmement rapide des structures. Le clivage se manifeste par une séparation des plans atomiques du réseau cristallin préférentiellement dans les plans les plus denses *e.g.* {100} pour les aciers ferritiques. Chaque séparation fait apparaitre un plan de clivage. Sur le faciès de rupture, les plans de séparations forment des marches car le clivage traverse des grains et des obstacles microstructuraux localement désorientés. Finalement, le faciès de clivage est caractérisé par un aspect brillant et s'oxyde vite à l'air ambiant.

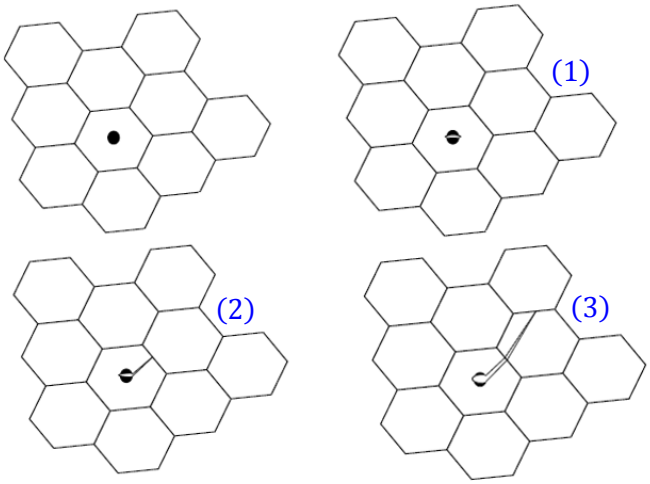


Figure 5 : Schématisation des étapes de clivage dans les aciers ferriques dans le bas de la transition (*Lower Shelf* ***DBT***)

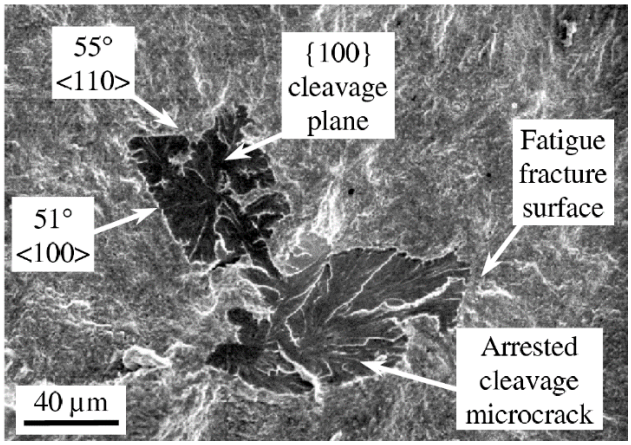


Figure 6 : Fissure de clivage arrêté obtenue sur d'essais arrêtés sur des éprouvettes entaillées (Lambert-Perlade et al. 2004)

Pour la plupart des aciers de construction dans la zone de transition ductile-fragile, le clivage peut être amorcé à partir des défauts microstructuraux et souvent à partir des inclusions dures (Rosenfield *et al.*, 1983). Le clivage peut être décrit en trois étapes (Curry and Knott, 1978; Knott, 1980, 1989). La première étape est l'apparition d'une microfissure suite à la rupture d'une particule dure (carbures de quelques microns) (*slip-induced cracking*). Ensuite la microfissure se propage selon le plan du clivage de la matrice en traversant l'interface particule/matrice, et finalement la microfissure se propage dans le grain voisin en traversant l'interface grain/grain. La première étape est appelée germination, la deuxième est appelée la propagation particule/grain et la dernière est appelée propagation grain/grain (Figure 5). On désigne souvent par l'évènement critique du clivage, l'étape parmi ces trois dernières étapes qui peut déclencher la rupture de la structure. La contrainte associée à un évènement critique est appelée la contrainte de clivage. De nombreux auteurs ont montré que la germination est l'évènement critique à des basses températures tandis que la propagation est l'évènement critique pour des températures élevées (Martin-Meizoso *et al.*, 1994; Lambert-Perlade *et al.*, 2004). Par ailleurs, la fissure amorcée peut tout à fait être arrêtée par un obstacle microstructural comme illustré pour l'étape (3). On parle alors d'un arrêt de fissure de clivage (Figure 6). Dans la suite on s'intéressera aux différents modèles de la littérature qui permettent de calculer la contrainte de clivage.

2.1.3 La contrainte de clivage

2.1.3.1 La contrainte de séparation

Dans un réseau cristallin parfait, une manière de quantifier la contrainte nécessaire pour séparer deux plans atomiques est basée sur un critère énergétique. En effet, il suffit pour cela que le travail effectué par la contrainte locale durant cette séparation soit supérieur au travail nécessaire pour rompre la liaison entre les atomes de ces deux plans (Figure 7). Cette énergie représente l'énergie de cohésion atomique (*Bond energy*) communément appelée : l'énergie de surface γ_s ($\sim 1 J/m^2$). On peut exprimer alors :

$$\sigma_{separation} = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{b_0}} \approx E\sqrt{\frac{\gamma_s}{E.b_0}} \approx E\sqrt{\frac{1}{10^{11}.10^{-9}}} \approx \frac{E}{10} \qquad (2.2)$$

Avec b_0 la distance interatomique (quelques nanomètres) et E le module de Young. On présente une démonstration de cette équation dans l'annexe A (§A. La contrainte de clivage).

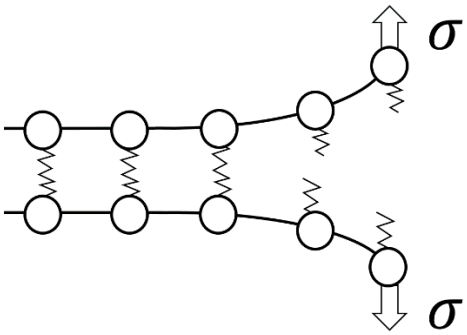


Figure 7 : Contrainte de séparation des deux plans atomiques

Cette formule prédit un niveau de contrainte de séparation de plans atomiques très élevé (environ $20\ GPa$ pour les aciers) par rapport à la contrainte de clivage mesurée dans les essais (de 1000 à $3000\ MPa$ pour les aciers). En effet, il est inévitable pour créer le clivage de rompre des liaisons atomiques des grains. Or cette liaison est extrêmement solide et nécessite des contraintes énormes pour la rompre. L'équation (2.2) exprime le fait qu'il est très improbable que seul le chargement extérieur puisse engendrer ce niveau de contrainte afin de déclencher le clivage. Par conséquence, le clivage nécessite la présence des concentrateurs de contraintes dans le matériau. Un mécanisme possible concentrateur de contraintes est l'empilement des dislocations sur un obstacle microstructural e.g. précipité, joint de grain ou la présence de microfissures. Autrement dit, à cause de mécanismes irréversibles très hétérogènes à l'échelle microscopique, des microfissures sont engendrées dans le matériau et peuvent se propager lorsque la contrainte locale atteint une valeur critique (Mudry, 1987).

2.1.3.2 La contrainte de clivage

En élasticité linéaire, (Inglis, 1913) a montré qu'un trou elliptique, dans une plaque fine sans épaisseur (i.e. en contraintes planes) et infinie dans le plan, joue le rôle d'un concentrateur (amplificateur) de contrainte. En effet, son analyse lui a permis de calculer la contrainte dans la pointe *A* du grand axe de l'ellipse (Figure 8) et de montrer qu'une fissure ($\rho = b^2/a \to 0$) conduit à un champ de contrainte infinie sur cette pointe.

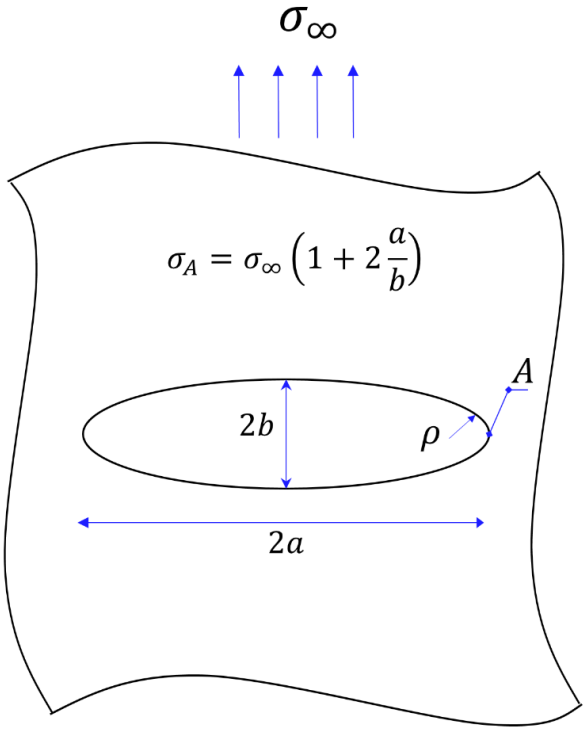


Figure 8 : la singularité du champ de contrainte à la pointe A d'une ellipse selon (Inglis 1913)

Ce résultat montre que la rupture d'une structure fissurée est automatique puisque aucun matériau ne peut supporter une contrainte infinie. Ceci contredit la réalité expérimentale qui montre qu'une fissure s'émousse en plasticité et n'est jamais infiniment aiguë comme on l'a supposé dans le modèle. Néanmoins, supposons que la fissure soit émoussée à un certain rayon de l'ordre de la distance interatomique b_0 de l'équation (2.2). Sous l'hypothèse $a \gg b$ on peut écrire :

$$\sigma_A = \sigma_\infty \left(1 + 2\frac{a}{b}\right) \approx 2\sigma_\infty \frac{a}{b} = 2\sigma_\infty \sqrt{\frac{a}{\rho}} = 2\sigma_\infty \sqrt{\frac{a}{b_0}} \tag{2.3}$$

Afin de déclencher le clivage, il suffit que $\sigma_A = \sigma_{separation}$. En remplaçant dans l'équation (2.3), la contrainte σ_{∞_f} nécessaire à appliquer est donnée par :

$$\sigma_{\infty_f} = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{4a}} \tag{2.4}$$

En ce sens σ_{∞_f} est une contrainte de clivage et la formule précédente (2.4) est une approximation de cette contrainte. Malgré le fait que l'analyse précédente semble, jusqu'à un certain point simplifiée et approximative, les simulations utilisant un modèle atomistique de (Gehlen and Kanninen, 1969) ont conclu à une contrainte de clivage qui a une forme très proche de l'équation (2.4). Dans ce qui suit on présente la méthode de *Griffith* qui permet de retrouver la même forme que l'équation précédente d'*Inglis*.

(Griffith, 1921) s'inspire des travaux d'*Inglis* et calcule une formule théorique de la contrainte nécessaire à la propagation d'une fissure de taille $2a$ dans une plaque infinie dans le plan et d'épaisseur B (Figure 9). *Griffith* considère la conservation des énergies mises en jeu lors d'une avancée hypothétique incrémentale da de la fissure. Plus précisément, pour que la fissure avance, il est nécessaire que la variation de l'énergie élastique stockée dE_e pendant cette avancée soit supérieure ou égale au travail dW_s nécessaire à la création de deux surfaces $2Bda$.

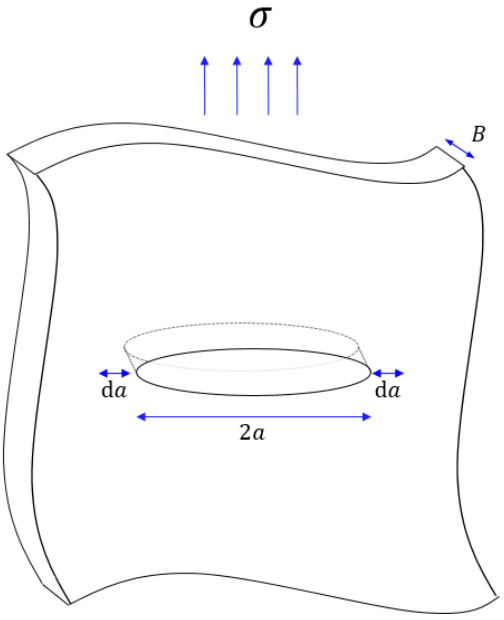


Figure 9 : schéma d'une fissure de taille $2a$ dans une plaque infinie d'épaisseur B. Dans la suite on établit la condition de la propagation da symétrique de la fissure.

Griffith a montré que :

$$W_s = 2 \times (2Ba)\gamma_s \qquad E_e = E_0 - \frac{\pi\sigma^2 a^2 B}{E} \tag{2.5}$$

Avec E_0 l'énergie stockée dans la structure sans fissure. A l'équilibre, l'énergie des surfaces créées est intégralement compensée par la variation de l'énergie potentielle. De cette égalité on déduit la contrainte critique de Griffith σ_f :

$$|dW_s| = |dE_e| \rightarrow \sigma_f = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi a}} \tag{2.6}$$

Ce résultat peut s'écrire d'une manière plus générale :

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\alpha a}} \tag{2.7}$$

Avec α un paramètre dépendant de la géométrie de la fissure et du coefficient de poisson. Pour une fissure *Penny-shaped* circulaire de rayon a on a :

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{\pi E\gamma_s}{2(1-\nu^2)a}} \tag{2.8}$$

L'usage de la contrainte critique de Griffith est devenu de plus en plus populaire après sa modification (Irwin, 1948; Orowan, 1949), consistant à ajouter la part de l'énergie de dissipation plastique nécessaire pour faire propager la fissure dans l'équation de conservation totale (2.6) : le travail fourni lors de la propagation de la fissure correspond à la création des surfaces mais également au travail plastique que cette propagation aura dissipée w_p :

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{E(2\gamma_s + w_p)}{\alpha . a}} = \sqrt{\frac{2E\gamma_p}{\alpha a}} \tag{2.9}$$

$\gamma_p = 2\gamma_s + w_p$ est de l'ordre de $14\ J/m^2$ pour les aciers ferritiques (Wallin, Saario, et Törrönen 1984; Mathieu et al. 2010)

A partir de l'équation précédente (2.9) on peut voir que la contrainte macroscopique σ_f nécessaire pour faire amorcer un défaut de taille a_0 est décroissante en fonction de a_0. Par conséquent σ_f sera suffisante pour faire amorcer tous les défauts qui ont une taille $a \geq a_0$. Autrement dit, le fait d'appliquer une contrainte macroscopique σ_f garantit non seulement l'amorçage du défaut a_0 mais également sa propagation jusqu'à la ruine totale. En ce sens, la contrainte σ_f est une contrainte de clivage.

Plusieurs autres tentatives pour lier la contrainte de clivage à la contrainte de séparation sont proposées dans la littérature. La théorie des dislocations est utilisée pour mettre en évidence l'intensification de la contrainte causée par un empilement de dislocations. *Zener* et *Stroh* ont étudié un empilement de dislocations de taille $2L$ dans un grain de diamètre d avec $d \approx 2L$ (Zener, 1948; Stroh, 1954). Ces dislocations sont émises à partir d'une source et peuvent propager sous l'effet de la contrainte de cisaillement. Leur modèle calcule ainsi la contrainte induite par cet empilement sur les grains voisins. Les dislocations émises et propagées sont progressivement bloquées au niveau du joint de grain et forment un empilement. Chaque dislocation de cet empilement exerce un champ de contrainte sur le

joint. La contrainte σ qu'exerce l'empilement à une distance r du joint dans la direction θ est exprimée par (voir *Figure 10*) :

$$\sigma_{2L}(r,\theta) = (\tau - \tau_i)\sqrt{\frac{L}{2r}}f(\theta) \tag{2.10}$$

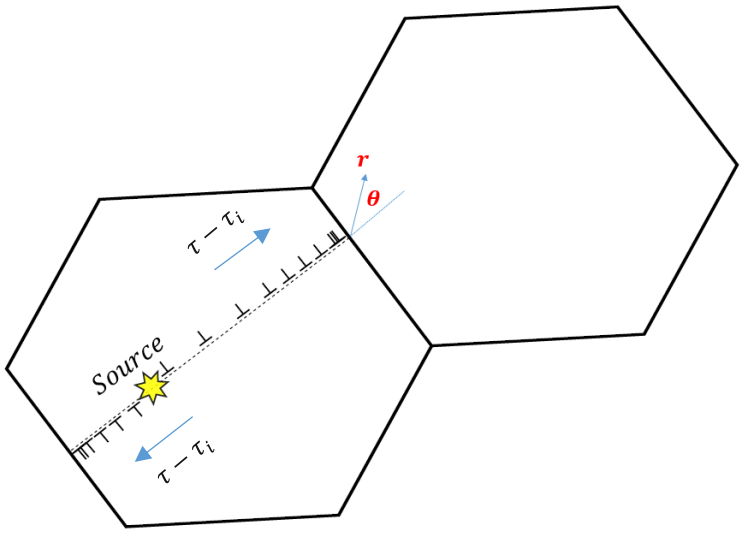


Figure 10 : Empilement de dislocations coins émises par une source de Franck-Read et bloquées au niveau du joint entre deux grains adjacents.

τ est la contrainte de cisaillement, τ_i est la friction du réseau (*Lattice friction*) et f une fonction de θ. Lorsque $\sigma_{2L} = \sigma_{separation}$ on commence à rompre les liaisons atomiques voisines. Le modèle suppose que l'événement critique est la germination, la contrainte de clivage n'est rien d'autre que la contrainte de cisaillement τ_f suffisante pour conduire à $\sigma_{2L} = \sigma_{separation}$. En tête d'empilement, la contrainte tend vers l'infini et il convient donc d'évaluer celle-ci à une distance X_c suffisamment grande mais supposée indépendante de la taille de grain.

La contrainte de clivage τ atteint une valeur critique de clivage τ_f sur la distance X_c tel que :

$$(\tau - \tau_i)_f = \frac{\sigma_{separation}}{f(\theta)}\sqrt{\frac{2X_c}{L}} \approx \frac{E}{10}\sqrt{\frac{X_c}{d}} \tag{2.11}$$

Cette formule montre que la contrainte nécessaire au clivage est inversement proportionnelle à la taille de grain d . Cette contrainte dépend de la température car τ_i dépend fortement de la température. Ceci est en contradiction avec le fait que la contrainte de clivage des aciers est a priori indépendante de la température. Ceci suggère que le clivage est plutôt contrôlé par la propagation et non pas par l'amorçage. En revanche, la même dépendance en taille de grain est démontrée dans le modèle de clivage contrôlé en propagation de (Cottrell, 1958). Son modèle suppose que le clivage est induit par la propagation des microfissures au niveau de l'intersection de deux plans d'empilement de dislocations.

2.1.4 Cadre général du clivage

La description du clivage en tant que phénomène statistique basé sur la théorie de Weibull est développé tardivement par rapport à la théorie de base de Weibull. (Curry and Knott, 1978) furent les premiers à affirmer que le clivage dans les aciers ferritiques est de nature statistique. En plus, les mêmes auteurs ont développé une méthode pour estimer la valeur de K_{IC} en fonction des champs de contraintes en amont de la fissure et de la distribution des tailles des carbures. Ce modèle cependant, ne permet pas d'expliquer la dispersion de la ténacité ni l'effet de taille des éprouvettes sur les valeurs moyennes

mesurées (Sanz, 1980). Le modèle nommé *RKR* (Ritchie *et al.*, 1973) est un modèle de base qui a établi une formule analytique pour K_{Ic} en utilisant les champs asymptotiques *HRR* (Hutchinson, 1968; Rice and Rosengren, 1968) en avant de la pointe d'une fissure. La nouveauté de ce modèle consiste dans le fait d'inclure un critère de taille pour permettre le clivage : la contrainte critique de clivage doit être atteinte sur une distance caractéristique (~taille de 2 grains adjacents), donc sur un volume caractéristique, pour que le clivage puisse avoir lieu. Le modèle *RKR* prédit une dépendance de la ténacité d'amorçage par rapport à la limite d'écoulement et donc par rapport à la température.

Le clivage est de nature statistique à cause du fait que les matériaux sont en général hétérogènes à l'échelle microscopique. Cette nature sera traduite par une hypothèse fondamentale dans les modèles physiques développés dans la littérature, qui est l'hypothèse du maillon le plus faible (*the weakest link assumption*). Dans la suite on présentera une description statistique du clivage.

Considérons un volume V_0 du matériau (*Figure 11*) qui contient une certaine densité d'initiateurs[1] de clivage c.à.d. des défauts distribués dans le volume V_0 dont la taille a dépasse une certaine taille critique a_c. Chacun d'entre eux a une certaine probabilité d'être critique c.à.d. d'induire la ruine totale du volume V_0.

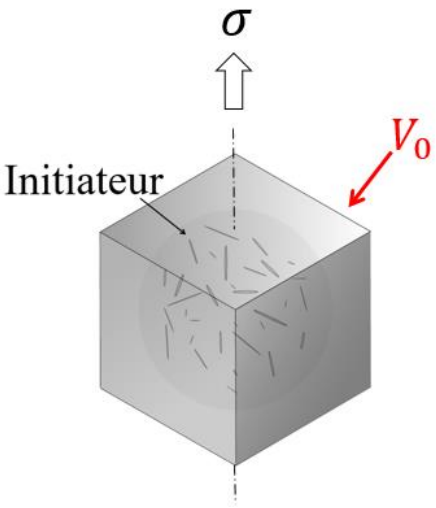


Figure 11 : Elément de volume représentatif du clivage dans le matériau, qui contient une certaine densité de défauts.

Cette probabilité notée $\boldsymbol{p}(a \geq a_c)$ est une fonction complexe qui dépend de plusieurs variables dont :

- Le niveau de contrainte : le critère de Griffith indique que la contrainte critique de propagation varie inversement avec la taille de défaut dans l'équation (2.7). Pour un niveau de contrainte σ appliqué au volume V_0, seuls les défauts dont la taille dépasse une taille critique a_c peuvent devenir critiques. La criticité d'un défaut donné dépend de la contrainte σ appliquée sur le volume V_0.
- Le niveau de déformation : pour un état de contrainte donné, le nombre de défaut peut augmenter avec la déformation plastique (Kaeghele and Tetelman, 1969) quand la température est basse. D'autres observations (McMahon and Cohen, 1965; Lindley *et al.*, 1970; Gurland, 1972) ont montré que les fissures arrêtées au niveau des joints de grains s'émoussement avec plus de déformations plastiques et ne peuvent plus se propager.
- La température, la taille des grains, la distribution des tailles des initiateurs, etc.

Les initiateurs peuvent interagir localement mais aucune interaction à l'échelle du volume V_0 n'est permise. Cette hypothèse implique que : les initiateurs ne peuvent pas former un grand initiateur qui traverse le volume V_0. Autrement dit, la survie du volume V_0 exige la non criticité de tous les initiateurs.

[3]Clivage Initiator : terme emprunté de Wallin 1991

Sous cette hypothèse, on peut alors calculer la probabilité de rupture de ce volume V_0 directement à partir de la fonction $\boldsymbol{p}(a \geq a_c)$ par la relation :

$$\boldsymbol{P}_{V_0} = 1 - \left(1 - \boldsymbol{p}(a \geq a_c)\right)^{N \times V_0} \tag{2.12}$$

N est le nombre d'initiateurs dans un volume d'unité. Cette relation n'est pas approximative et aucune autre hypothèse n'est émise pour la démontrer. D'autre part, pour déterminer la probabilité de survie d'une structure soumise à un champ de contraintes, il suffit de découper la structure en un ensemble de n volumes V_0 reliés par l'hypothèse du maillon faible. Cette idée est le fondement du modèle Beremin qu'on présente dans le paragraphe suivant.

2.1.5 Le modèle de Beremin et au-delà

Le modèle de Beremin 1983 (Beremin *et al.*, 1983) est un modèle statistique qui définit la probabilité de rupture à partir de la distribution des tailles de défauts dans le volume V_0 notée $\boldsymbol{p}(a)$. La taille critique a_c est liée à la contrainte principale de traction σ sur le volume V_0 par la relation de *Griffith* de l'équation (2.7) :

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)a_c}} \rightarrow a_c = \frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)\sigma^2} \tag{2.13}$$

Le volume V_0 doit être suffisamment grand pour contenir un nombre suffisant d'initiateurs, car sinon une série de volumes parfaits sans défauts ne satisfait pas l'hypothèse du maillon faible. La taille du volume V_0 doit également être suffisamment petite pour voir un champ de contrainte homogène. Ce modèle postule pour V_0 une taille de quelques grains adjacents. La probabilité $\boldsymbol{P}_{V_0}$ de rupture du volume V_0 est identique à la probabilité de trouver un défaut de taille $a \geq a_c$ dans le volume V_0. On peut écrire :

$$\begin{gathered}\boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma) = \int_{a_c}^{+\infty} \boldsymbol{p}(a)da = \int_{a_c}^{+\infty} \frac{\delta}{a^\beta} da = \frac{2\delta}{2\beta-2}\left(\sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)}}\right)^{2-2\beta} \sigma^{2\beta-2} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_u}\right)^m \\ m = 2\beta - 2 \quad \sigma_u = \left(\frac{m}{2\delta}\right)^{\frac{1}{m}} \cdot \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)}}\end{gathered} \tag{2.14}$$

m est un paramètre caractérisant la dispersion, lorsque sa valeur devient importante, on tend vers une description déterministe du clivage i.e. :

$$\sigma > \sigma_u \rightarrow clivage \quad \sigma < \sigma_u \rightarrow pas\ de\ clivage.$$

σ_u est a priori indépendante de la température en première approximation et $\sigma_u^m V_0$ est une constante du modèle qui représente un facteur d'échelle (*Scale factor*). La forme de la loi de distribution $\boldsymbol{p}(a)$ utilisée dans l'équation (2.14) est un choix et ses paramètres peuvent être identifiés expérimentalement (Jayatilaka and Trustrum, 1977). Moyennant l'hypothèse du maillon faible sur une structure composée de n volumes V_0 (Figure 12) la probabilité de survie de la structure $1 - \boldsymbol{P}_f$ est le produit des probabilités de survie des volumes V_0 tel que :

$$1 - \boldsymbol{P}_f = \prod_{i=1}^{n}\left(1 - \boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_i)\right) = \exp\left(\sum_{i=1}^{n} \ln\left[1 - \boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_i)\right]\right) \approx \exp\left(\sum_{i=1}^{n} -\boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_i)\right) \tag{2.15}$$

D'autre part, puisque la contrainte σ_i est constante dans chacun des volumes V_0, les sommes de Darboux inférieures et supérieures sont égales. On peut alors transformer la somme de l'équation (2.15) en une intégrale :

$$\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_i) = \frac{1}{V_0}\sum_{i=1}^{n} V_0.\boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_i) = \frac{1}{V_0}\int_V \boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma_I)dV = \frac{1}{V_0}\int_V \left(\frac{\sigma_I}{\sigma_u}\right)^m dV \qquad (2.16)$$

La probabilité de rupture $\boldsymbol{P}_f$ d'une structure composée de n volumes V_0 est alors exprimée par :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad \sigma_w = \left(\frac{1}{V_0}\int_V \sigma_{\text{eff}}^m \, dV\right)^{\frac{1}{m}} \qquad (2.17)$$

Dans le modèle initial σ_{eff} est prise égal à la plus grande contrainte principale σ_I comme indiqué ci-dessus. Pour tenir compte des effets d'histoire (Rossoll, 1998; Lefevre *et al.*, 2002), il convient d'employer une contrainte σ_{eff} définie comme étant la plus grande valeur de la contrainte principale maximale au cours du chargement :

$$\sigma_{\text{eff}}(\underline{\boldsymbol{x}}, t) = \max_{[0,t]} \sigma_I(\underline{\boldsymbol{x}}, t) \qquad (2.18)$$

Le maximum est évalué entre l'instant initial ($\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{0}$) de l'application du chargement et un instant t du chargement. Cette prise en compte est particulièrement importante dans les cas où la rupture fragile est précédée d'une rupture ductile. Dans ce cas, la contrainte décroît là où s'est propagée la fissure. La prise en compte des grandes déformations et de l'émoussement de la fissure peut également induire une baisse locale de la plus grande contrainte principale car la position du maximum de contrainte change lors du chargement.

Le choix de la contrainte σ_I suppose implicitement que tous les défauts critiques dans le volume V_0 sont perpendiculaires à la direction de la contrainte principale maximale. Le maximum sur l'historique de cette contrainte permet d'avoir une dépendance croissante de la contrainte σ_w au chargement. Par conséquent, la probabilité de rupture P_f dans le volume élémentaire V_0 ne peut pas décroitre bien que $\boldsymbol{\sigma}$ puisse diminuer au cours du chargement.

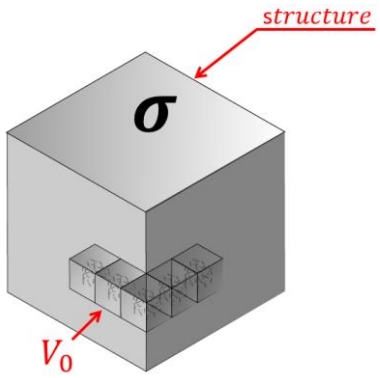


Figure 12 : Schéma d'une structure composée de n volume V_0 et soumise à un champ de contrainte $\boldsymbol{\sigma}$

σ_w est la contrainte de Weibull qui représente une semi-norme du champ de contraintes intégrée sur toute la structure. En fait, plusieurs observations ont montré que le nombre des défauts amorcés est une fonction croissante de la déformation plastique (Kaeghele and Tetelman, 1969; Gurland, 1972; Bordet *et al.*, 2005a). Le modèle de Beremin suppose que tous les défauts apparaissent indépendamment de la déformation plastique macroscopique et restent actifs vis-à-vis du clivage tout le long du chargement. En réalité, certains défauts propagés et arrêtés aux joints de grains s'émoussent du fait de la déformation (à basses températures) et se désactivent vis-à-vis du clivage. Par conséquence, un défaut est actif juste après son apparition, sinon il sera émoussé et ne propagera probablement jamais (Bordet *et al.*, 2005a)(Bordet *et al.*, 2005b)

A la base de ces deux observations, d'autres corrections ont été proposées pour tenir compte de ces effets. La plasticité étant le moteur du clivage, il suffit d'évaluer la contrainte de Weibull exprimée par l'intégrale dans la formule (2.17) uniquement dans les zones plastifiées de la structure notée V_p :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad V_0\sigma_w^m = \int_{V_p} \sigma_{\text{eff}}^m dV \tag{2.19}$$

D'autres parts, il a été expérimentalement démontré dans (Beremin *et al.*, 1983) que la contrainte de rupture est une fonction qui croit avec la déformation plastique équivalente. Ceci peut être expliqué par l'allongement des grains dans la direction de la contrainte principale maximale à de grandes déformations. Pour un niveau de déformation plastique donné ε, un défaut de taille initiale a aura une taille apparente $\bar{a} = a\exp(-\varepsilon/2)$.

A partir de l'équation (2.7) on peut remarquer que la contrainte de clivage corrigée croit d'un facteur de $\exp(\varepsilon/4)$:

$$\overline{\sigma_f} = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)a_c\exp(-\varepsilon/2)}} = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)a_c}}\exp(\varepsilon/4) = \sigma_f\exp(\varepsilon/4) \tag{2.20}$$

Les formules (2.14), (2.17) nous permettent de tenir compte de cet effet, en appliquant le même raisonnement :

$$\boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma) = \int_{\overline{a_c}}^{+\infty} \boldsymbol{p}(a)da = \left(\frac{\sigma}{\sigma_u}\exp(-\varepsilon/4)\right)^m \tag{2.21}$$

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad V_0\sigma_w^m = \int_{V_p} \sigma_{\text{eff}}^m\, dV$$
$$\sigma_{\text{eff}} = \max_{[0,t]} \sigma_I \,.\exp(-\varepsilon_I/4\,) \tag{2.22}$$

La taille, le type et la pré-déformation des éprouvettes d'essais peuvent affecter la correction de la contrainte de Weibull dans l'équation (2.22). D'une manière générale, on peut exprimer la contribution des déformations plastiques dans le processus de clivage par la correction :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad V_0\sigma_w^m = \int_{V_p} \left[\max_{[0,t]}\{\sigma_I\exp(-\varepsilon_I/k\,)\}\right]^m dV \tag{2.23}$$

ε_I est la déformation plastique dans la direction de σ_I et k est une constante à identifier (~2 dans (Beremin *et al.*, 1983)).

Pour tenir compte du nombre d'initiateurs actifs qui peuvent devenir critiques en fonction des déformations plastiques, (Bordet *et al.*, 2005a)(Bordet *et al.*, 2005b) ont proposé d'évaluer l'incrément de probabilité de rupture pour un incrément de défauts amorcés au fur et à mesure que la déformation plastique augmente. Ce modèle considère qu'uniquement les nouveaux défauts amorcés peuvent devenir critiques et déclencher le clivage. Un point de vue similaire est considéré dans (Ruggieri *et al.*, 2015) qui proposent une distribution de type Poisson des défauts amorcés qui peuvent devenir critiques pour chaque incrément de déformation plastique cumulée. En effet, le modèle introduit un terme supplémentaire dans la fonction $\boldsymbol{p}(a)$ tel que :

$$\boldsymbol{P}_{V_0}(\sigma) = \int_{a_c}^{+\infty} \boldsymbol{p}(a).\,(1-\exp(-\lambda p))\,da \tag{2.24}$$

L'hypothèse principale de cette modification consiste à supposer que la proportion des défauts éligibles à devenir critiques dans le volume V_0 parmi tous les défauts amorcés suit un processus de Poisson (Feller, 1968). λ est un paramètre adimensionnel interprété comme la proportion des défauts qui peuvent devenir critiques parmi les défauts apparus par unité de déformation plastique. Lorsque $\lambda \to \infty$ le modèle est équivalent au modèle de Beremin précèdent. On note également que $p = 0 \to \boldsymbol{P}_{V_0} = 0$ ce qui signifie qu'il est nécessaire d'avoir un certain niveau de déformation pour déclencher le clivage. Cet effet n'est pas pris en compte dans le modèle de Beremin. Sa mise en œuvre réduit la probabilité de rupture pour des paramètres de Weibull fixes. En appliquant le même raisonnement que précédemment :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad V_0\sigma_w^m = \int_{V_p}\left[\max_{[0,t]}\{\sigma_I(\,1-\exp(-\lambda p\,))\}\right]^m dV \tag{2.25}$$

Ce modèle est utilisé pour prédire l'effet de différentes géométries sur le clivage i.e. différents états de confinement (*Constraint effect*). Dans notre étude on s'intéressera principalement à modéliser le clivage dans la partie basse de la transition sur différentes géométries. Vu la simplicité que présente le modèle de Beremin modifié donné par l'équation précédente (2.25) et la facilité de son implémentation, on fait le choix d'exploiter ce modèle dans le chapitre (§6).

Plusieurs autres modèles proposent autres formes pour la fonction $\boldsymbol{p}(a)$ exprimée comme une loi de puissance ou à la base d'une exponentielle (Carassou *et al.*, 1998; Lee *et al.*, 2002; Ruggieri *et al.*, 2015). Plusieurs autres modifications ont été proposées dans la littérature à la base de l'équation (2.19) en proposant une contrainte seuil $\sigma_{w_{th}}$ à partir de laquelle le clivage est possible (Bakker A., 1991; Xia and Cheng, 1997; Gao *et al.*, 1999). L'effet des déformations plastiques sur la nucléation et sur la désactivation des initiateurs été inclus également dans (Bernauer *et al.*, 1999).

(Lee *et al.*, 2002) proposent une expression de $\boldsymbol{p}(a)$ qui permet d'introduire un seuil sur la contrainte de Weibull. La probabilité de trouver un carbure de taille supérieure à une taille donnée a est donnée par :

$$\boldsymbol{p}(a) = \exp\left(-\left(\frac{a-a_u}{a_0}\right)^n\right) \tag{2.26}$$

La probabilité de rupture cumulée qui en résulte peut s'écrire sous la forme (Tanguy *et al.*, 2003):

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\frac{V}{V_0}\exp\left\{-\left(\frac{1/\sigma^2 - 1/\sigma_u^2}{1/\sigma_0^2}\right)^m\right\}\right) \tag{2.27}$$

σ_u, σ_0 sont deux paramètres à identifier et V est un volume soumis à la contrainte σ. Une formule similaire à l'équation (2.26) est proposée dans (Lin *et al.*, 1986; Kroon and Faleskog, 2002) de la forme :

$$\boldsymbol{p}(a) = \frac{1}{\alpha}\exp\left(-\frac{a}{\alpha}\right) \tag{2.28}$$

(Gao *et al.*, 1998; Petti and Dodds, 2004; Wasiluk *et al.*, 2006) propose une modification afin de tenir compte de différents états de confinement qui résultent de différents a_0/W. Les auteurs ont introduit un seuil $\sigma_{w_{min}}$ dans le dénominateur tel que :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w^{m/4} - \sigma_{w_{\min}}^{m/4}}{\sigma_u^{m/4} - \sigma_{w_{\min}}^{m/4}}\right)^4\right) \tag{2.29}$$

Avec $\sigma_{w_{min}} = \sigma_w(K = K_{min})$ la contrainte de Weibull au-delà de laquelle le clivage est possible. $\sigma_{w_{min}}$ dépend de a_0/W et potentiellement de l'état du confinement. En revanche, σ_u telle que définie

dans cette expression reste pratiquement constant et ne dépend que du matériau. (Gao *et al.*, 1998) utilise une autre expression similaire à l'équation précédente donnée par :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w - \sigma_{w_{min}}}{\sigma_u - \sigma_{w_{min}}}\right)^m\right) \tag{2.30}$$

(Hausïld, 2002) et d'autres auteurs ont utilisé un modèle avec seuil de la forme :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w - \sigma_{th}}{\sigma_u}\right)^m\right) \tag{2.31}$$

L'introduction du seuil σ_{th} permet de réduire la valeur de m identifiée. Cette contrainte était fixée à $\sigma_{th} = 1400MPa$ à partir de la contrainte estimée sur les sites d'amorçage (Rossoll, 1998).

Les modèles statistiques à basses températures produisent plus ou moins des résultats semblables macroscopiquement malgré les hypothèses qui peuvent varier d'un modèle à l'autre. Ce n'est pas le cas concernant la zone de température de transition ductile-fragile. La déchirure ductile qui précède la rupture fragile aussi bien que la condition de la plasticité généralisée (*LSY*) peuvent compliquer la réalité du clivage.

Dans la partie suivante, on s'intéressera au régime *SSY* et aux différentes simplifications de ce régime sur la modélisation du clivage.

2.1.6 Calcul de σ_w dans le régime de la plasticité confinée : *SSY*

La plasticité est dite confinée lorsque la taille de la zone plastique est négligeable devant la taille caractéristique de la structure $\hat{L}$. (Brown and Srawley, 1967) ont proposé la limite suivante pour décrire le régime de plasticité confinée en mode *I* :

$$2.5\left(\frac{K_I}{\sigma_0}\right)^2 \leq \hat{L} = \min\{W - a_0\,, a_0\,, B\} \tag{2.32}$$

a_0, W, B sont respectivement la taille de la fissure, la largeur de l'éprouvette et son épaisseur. σ_0 est la limite d'élasticité. La taille de la zone plastique devant une fissure est calculée à partir des relations classiques :

$$D_p = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi}\left(\dfrac{K_I}{\sigma_0}\right)^2 & \sigma - plane \\ \dfrac{1}{3\pi}\left(\dfrac{K_I}{\sigma_0}\right)^2 & \varepsilon - plane \end{cases} \tag{2.33}$$

Sous l'hypothèse des déformations planes, on remarque que la taille de la zone plastique est de l'ordre du terme $(K_I/\sigma_0)^2 \sim (JE/\sigma_0^2) \gg J/\sigma_0$ qui a l'unité d'une longueur. L'équation (2.32) signifie que le chargement appliqué K_I (Figure 13) doit développer une zone plastique dont la taille ne doit pas dépasser le $1/24$ de la taille de la structure :

$$D_p \leq \frac{\hat{L}}{24} \tag{2.34}$$

En se plaçant maintenant dans le domaine de plasticité confinée, une analyse adimensionnelle des paramètres $(r, \theta, J/\sigma_0)$ permet de proposer une expression générale des contraintes au voisinage de la pointe d'une fissure par :

$$\frac{\sigma_{ij}(r,\theta)}{\sigma_0} = f\left(\frac{r}{\left(\frac{J}{\sigma_0}\right)}\right).\tilde{\sigma}_{ij}(\theta) \tag{2.35}$$

A partir de l'analyse d'*Irwin*, la zone plastique S_p peut être définie par :

$$S_p = \left\{(r,\theta)\,;\,\frac{r}{\left(\frac{J}{\sigma_0}\right)} \leq \psi(\theta)\right\} \tag{2.36}$$

ψ est une fonction qui dépend de θ (Figure 13). L'équation précédente traduit le fait que la zone plastique ne change pas de forme mais change uniquement de taille lorsque J augmente. La taille de la zone plastique varie dans les mêmes proportions que le terme J/σ_0. Le modèle *HRR* (Hutchinson, 1968; Rice and Rosengren, 1968) permet de donner la forme de la fonction f de l'équation (2.35) pour un écrouissage en exposant de type *Ramberg-Osgood* :

$$\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) = \alpha\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{\frac{1}{N}} \tag{2.37}$$

Avec α un paramètre adimensionnel, N l'exposant de l'écrouissage et $\sigma_0 = E\varepsilon_0$. Les contraintes du modèle HRR sont :

$$\frac{\sigma_{ij_{HRR}}(r,\theta)}{\sigma_0} = \left(\frac{1}{\varepsilon_0 I_N}\frac{1}{\left(\frac{r}{\frac{J}{\sigma_0}}\right)}\right)^{\frac{N}{N+1}}.\tilde{\sigma}_{ij}(\theta,N) \tag{2.38}$$

I_N Est une constante d'intégration. L'équation (2.38) et l'équation (2.35) montrent que le champ $\boldsymbol{\sigma}$ est un champ auto similaire du paramètre adimensionnel $r/(J/\sigma_0)$. Ceci signifie que la forme du profil des contraintes en fonction de $r/(J/\sigma_0)$ est indépendant du chargement J. Ce profil s'étire en fonction de r –loin de la pointe de fissure– lorsque J augmente mais les valeurs des contraintes restent inchangées (voir Figure 14).

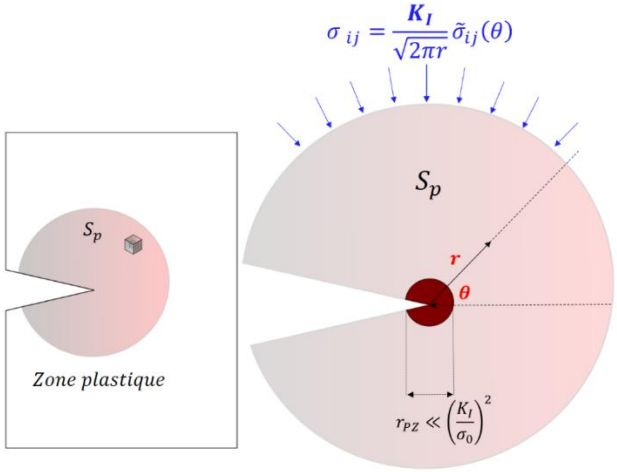


Figure 13 : Eprouvette fissurée étudiée sous l'hypothèse de déformations planes dans le domaine de plasticité confinée *SSY*. La taille de la zone d'élaboration r_{PZ} –zone de couleur foncée– est négligeable devant la taille de zone plastique en *SSY*.

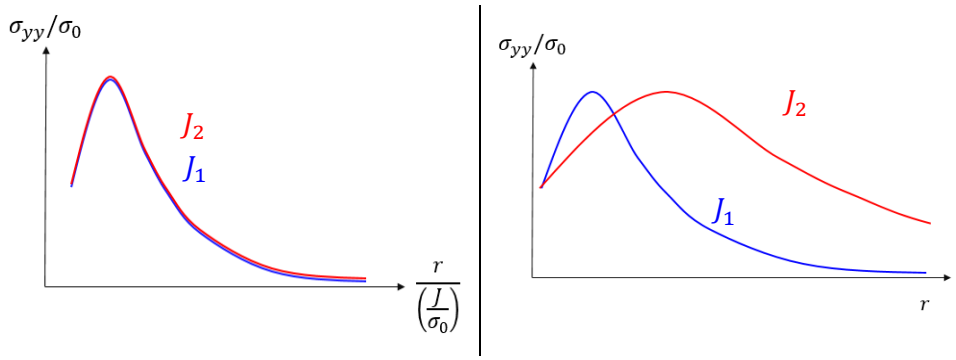


Figure 14 : Illustration de l'auto similarité de la contrainte d'ouverture. A gauche, le profil de la contrainte est présenté en fonction de $r/(J/\sigma_0)$. Ce profil ne dépend pas de J. Les courbes à droite représentent à la contrainte en fonction de r à J_1et à J_2 tel que $J_1 < J_2$. Ces deux courbes correspondent à un étirement de la courbe maitresse de gauche.

La propriété précédente nous permettra d'avoir une formule analytique de la contrainte σ_w de l'équation (2.19). En effet, à partir de la définition de σ_w et de l'équation (2.35) on a :

$$V_0\sigma_w^m = \int_{V_p} \sigma_I^m(r,\theta)\, dV = \int_{z=0}^{B}\int_{(r,\theta)\in S_p} \sigma_I^m(r,\theta)\, r dr d\theta dz = B\int_{(r,\theta)\in S_p} \sigma_I^m(r,\theta)\, r dr d\theta \qquad (2.39)$$

En effectuant un changement de paramètre $\hat{r} = r/(J/\sigma_0)$:

$$\int_{(r,\theta)\in S_p} \sigma_I^m(r,\theta)\, r dr d\theta = B\int_{\theta=0}^{\theta=2\pi}\int_{\hat{r}=0}^{\hat{r}=\psi(\theta)} \left(\frac{J}{\sigma_0}\right)^2 \sigma_I^m(\hat{r},\theta)\, \hat{r} d\hat{r} d\theta \overset{\text{def}Q}{=} B\left(\frac{J}{\sigma_0}\right)^2 Q \qquad (2.40)$$

L'intégrale Q est une quantité finie positive qui dépend de la géométrie, de l'écrouissage et de m mais pas du chargement J (ou K_I). En effet, le champ HRR présente une forte singularité en $1/r^{\frac{N}{N+1}}$ ce qui se traduit par des contraintes infinies dans la pointe de fissure (équation (2.38)). L'intégrale précédente est donc logiquement infinie. En réalité, ce n'est pas tout à fait le cas car le modèle HRR ne tient pas compte de l'émoussement de la fissure et l'équation (2.38) est uniquement valide loin de la zone d'élaboration PZ (Figure 14). La réalité expérimentale montre que la fissure s'émoussera et supprimera la singularité précédente (contraintes bornées dans la zone émoussée). L'intégrale Q est nécessairement une intégrale finie. Finalement on a :

$$V_0\sigma_w^m = B\left(\frac{J}{\sigma_0}\right)^2 Q \qquad (2.41)$$

L'équation (2.19)(2.23) permet d'écrire la probabilité de rupture $\boldsymbol{P}_f$ sous la forme :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-BK_I^4\hat{Q}\right)\ ;\ \hat{Q} \geq 0 \qquad (2.42)$$

Sous les conditions de plasticité confinée, la probabilité de rupture résultante dépend de BK_I^4. A 50% de probabilités de rupture cumulée, la quantité BK_{Ic}^4 est constante. Entre deux épaisseurs différentes B_1, B_2 :

$$B_1K_{Ic}^4(B_1) = B_2K_{Ic}^4(B_2) \qquad (2.43)$$

Cette formule est souvent utilisée pour corriger la ténacité entre deux épaisseurs différentes à condition que l'état de contrainte ne soit pas modifié.

L'équation (2.42) prédit une probabilité de rupture non nulle lorsque le chargement K_I appliqué est infinitésimale. Ceci parait contradictoire avec la réalité expérimentale qui montre qu'il est impossible de déclencher le clivage sans niveau suffisant de plasticité. Le clivage n'est alors possible qu'à partir

d'un certain seuil de chargement noté K_{min} (Wallin, 1991). *Wallin* a proposé une formule analytique similaire à (2.42) avec un seul paramètre T_0 :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{K_{JC} - K_{min}}{K_0 - K_{min}}\right)^4\right) \qquad (2.44)$$
$$K_0 = 30 + 70\exp\big(0.019(T - T_0)\big)\,,\; K_{min} = 20\; MPa\sqrt{m}$$

Sa formule connue sous le nom de la *Master-Curve* ou la courbe maîtresse est une expression de la ténacité sous une forme générale pour tous les aciers ferritiques indépendamment de la composition et de la limite d'écoulement de l'acier. Cette formule vaut pour une épaisseur de référence donnée (25mm) ; on applique la correction d'épaisseur déduite de (2.43) si les épaisseurs sont différentes. La norme *ASTM* (ASTM-E1921) propose une méthodologie d'identification de la température de référence T_0 pour les aciers ferritiques à la base de l'équation (2.44).

Dans la suite on présentera un aperçu global et sélectifs des aspects importants liés au calcul de la contrainte de Weibull dans la zone de transition ductile-fragile et particulièrement la prise en compte de l'effet de la déchirure ductile et de la température dans le calcul de σ_w.

2.1.7 Calcul pratique de σ_w pour une fissure stationnaire

Avant d'entamer la transition ductile-fragile, le calcul de la contrainte de Weibull pour une fissure ne se propageant pas mais s'émoussant pourra présenter quelques difficultés. En petites déformations, la présence d'une fissure aiguë conduit à une singularité des champs de contraintes et de déformations comme on a pu le constater dans le paragraphe précédent dans l'équation (2.29) (Hutchinson, 1968; Rice and Rosengren, 1968). Cette singularité conduit à une forte dépendance à la taille de maille de la contrainte de Weibull. En réalité, les champs ne sont pas singuliers parce que la fissure s'émousse. Ils présentent néanmoins un fort gradient. Le calcul de la contrainte de Weibull en hypothèse de grandes déformations pour tenir compte de l'émoussement, nécessite alors l'utilisation d'éléments suffisamment petits pour capter ce gradient des champs de contraintes et de déformations. Il est typique de choisir des tailles fixes des éléments (Bakker A., 1991; Minami *et al.*, 1992; Xia and Shih, 1996; Renevey, 1997; Gao *et al.*, 1999). Une grande taille de maille conduit à une valeur plus réduite de la contrainte principale et du gradient. De même, la déformation plastique et son gradient sont très sensibles à la taille de maille. Un exemple de cette dépendance est présenté dans (Renevey, 1997). Il montre en particulier (en annexe F) que plus la taille de maille est grande plus faible est le maximum de contrainte évalué par le calcul éléments finis. Il est proposé également dans (Beremin *et al.*, 1983) de choisir V_0 tel qu'il représente environ quelques grains et que la taille soit alors prise égale à $(V_0)^{1/3}$. Cependant, le choix du volume V_0 n'a pas de conséquences pratiques sur la σ_w et ne devrait pas affecter le clivage en aucune manière possible comme remarqué dans (Xia and Cheng, 1997). Bien que V_0 ait dans le modèle le sens d'un volume élémentaire, cet aspect disparaît en pratique dans le calcul de σ_w. En effet cette contrainte reste inchangée tant que le produit $V_0\sigma_u^m$ est constant.

Certains auteurs ont modélisé une entaille à la place d'une fissure (Ruggieri and Dodds, 1996; Gao *et al.*, 1998; Kroon and Faleskog, 2002; Ruggieri *et al.*, 2015). Ces auteurs proposent une taille fixée du rayon d'entaille suffisamment petit pour limiter l'effet du rayon initial sur la contrainte de Weibull. Ces auteurs utilisent également une formulation dite : formulation $\bar{B}$ (Hughes, 1980) pour éviter le verrouillage volumique des éléments. Comme remarqué dans (Gao *et al.*, 1998), le raffinement du maillage devient un point clé dans le processus d'identification des paramètres du modèle de Beremin à savoir les paramètres m, σ_u. En plus, les grandes valeurs de m accentuent l'effet des petites variations parasites (convergence du calcul) du champ de contraintes sur la contrainte de Weibull. On notera également que si on tient compte des grandes déformations et d'un émoussement initial faible, les contraintes ne sont plus singulières et que l'intégrale conduisant au calcul de σ_w est alors nécessairement convergente. Des problèmes purement numériques (verrouillage, déformation excessive des éléments…) peuvent toutefois en rendre le calcul difficile. La prise en compte de la déchirure ductile

pourra introduire d'autres problèmes tant du point de vue de la modélisation que du point de vue du calcul pratique de σ_w. Dans le paragraphe suivant, on s'intéressera aux aspects liés à la prise en compte la déchirure ductile dans la zone de transition

2.1.8 Calcul de la contrainte de Weibull en présence de la déchirure ductile

Dans la zone de transition ductile fragile, le clivage est souvent précédé par une déchirure ductile limitée de la fissure. Ce mécanisme peut être modélisé par le couplage entre un modèle d'endommagement ductile et le modèle de Beremin. Plusieurs auteurs (Tahar, 1998; Tanguy, 2001; Hausïld, 2002; Rossoll *et al.*, 2002b) et d'autres ont adopté cette approche pratique dans la description du clivage dans la zone de transition ductile-fragile et notamment dans la prédiction du passage résilience-ténacité à partir des éprouvettes dynamiques et quasi-statiques.

Plus ancien, (Xia and Shih, 1996) ont proposé de calculer la probabilité de rupture dans la présence de la déchirure ductile par un couplage entre le modèle de *Gurson* (Gurson, 1975) et le modèle de Beremin avec trois paramètres (2.31). Le modèle de *Gurson* est exploité pour définir une probabilité d'apparition des cavités P_{void} dans un volume élémentaire V_i soumis à une contrainte σ_I^i. La contrainte de Weibull est donnée par :

$$V_0\sigma_w^m = \sum_{i=1}^{n}\left(1 - P_{void}^i\right)\left(\sigma_I^i - \sigma_{th}\right)^m V_i \;; avec\ V_i\ tel\ que\ \sigma_I^i \geq \sigma_{th}\ and\ \sigma_I \geq \lambda\sigma_0 \quad (2.45)$$

σ_0 la limite d'élasticité et $\lambda = 3.5$ un paramètre permettant de définir la zone d'élaboration de la rupture par la condition : $\sigma_I \geq \lambda\sigma_0$. Lorsque la déchirure ductile n'est pas prise en compte i.e. $P_{void} = 0$ on retrouve le modèle classique de Beremin de l'équation (2.31). La déchirure ductile est simulée à partir d'un raffinement de cellules de taille D de l'ordre de la distance moyenne entre les grandes inclusions. Il a été proposé également de lier cette taille D au $CTOD$ afin de bien représenter le gradient des champs de contraintes pour le calcul de la contrainte de Weibull. Les auteurs confirment que la taille de la zone d'élaboration croit en taille en fonction de l'avancée ductile de la fissure. En effet, Il a été affirmé par (Varias and Shih, 1993; O'Dowd *et al.*, 1995) et d'autres que le niveau de la contrainte principale maximale est constant en fonction de la déchirure ductile et que la taille de la zone d'élaboration augmente signifiant que la zone d'échantillonnage (*Sampling zone*) s'élargit. Par conséquent, la probabilité de trouver un défaut critique pouvant déclencher le clivage augmente. En plus, la triaxialité augmente significativement en fonction de la déchirure ductile ce qui modifie l'état du confinement de l'éprouvette (*Constraint effect*). En comparant la contrainte de Weibull avec et sans prise en compte de la déchirure ductile, (Ruggieri and Dodds, 1996) ont montré que la contrainte de Weibull sans avancée ductile atteint une valeur stationnaire tandis qu'elle continue de croitre en fonction de l'avancée ductile.

(Koers *et al.*, 1995) applique une démarche similaire sur des éprouvettes *SENB* à $-40°C$ avec un modèle de Beremin à trois paramètres (équation (2.31)) ajusté sur des éprouvettes AE à $-170°C$. Les probabilités de rupture simulées sont surestimées par rapport aux probabilités expérimentales. Pour expliquer ces écarts, les auteurs avancent l'hypothèse que les paramètres identifiés à $-170°C$ ne peuvent pas être représentatif du mécanisme de rupture à $-40°C$. (Bernauer *et al.*, 1999) se base sur un modèle de Beremin standard à 2 paramètres en plus d'une modification liée à la probabilité d'apparition des cupules P_{void} dans l'équation (2.45). Ils constatent que les cupules germinées sur les carbures par un mécanisme de déchirure ductile ne doivent pas faire partie des sites de clivage. Ces cupules sont exclues à l'aide d'un critère de déformation plastique : au-delà d'un seuil de déformation plastique ϵ_{lim}^P, les inclusions à l'origine des cavités créées ne contribuent plus au clivage. Les auteurs constatent une bonne représentation des probabilités expérimentales lorsque le niveau de la déchirure ductile est limité.

(Eripret *et al.*, 1996) calcule la contrainte de Weibull par un modèle de Beremin classique à 2 paramètres en simulant la déchirure ductile avec un modèle de Rousselier (Rousselier, 2001). Ce modèle ne permet pas de décrire la transition et sous-estime les valeurs des ténacités dans cette zone. (Renevey, 1997) propose un modèle *MnS* qui tient en compte l'effet de la déchirure ductile sur le clivage. Plus précisément, l'auteur montre que le clivage peut être déclenché à partir des amas d'inclusions MnS dans

l'acier *16MND5* et montre l'importance de ces amas en tant que des concentrateurs de contraintes. (Carassou *et al.*, 1998) étudie numériquement l'effet des microfissures ductiles sur la probabilité de rupture et montre que l'apparition des cupules à partir des amas MnS permet d'augmenter la probabilité de rupture. La déchirure ductile est modélisée par un modèle de Rousselier dans son modèle.

Cependant, à notre connaissance, l'ensemble des modèles permettant de décrire la transition ductile-fragile à partir du couplage ne permettent pas de décrire systématiquement les résultats expérimentaux pour différents types de géométries à différentes températures de la zone de transition. La dépendance à la température de la contrainte de clivage semble être privilégiée par plusieurs auteurs.

2.1.9 Prise en compte de l'effet de température dans la zone de transition ductile-fragile

La dispersion des valeurs de ténacité croit en fonction de la température dans la zone de transition ductile-fragile. Les paramètres du modèle de Beremin identifiés dans la plage des températures pour lesquelles la rupture est fragile conduisent souvent à une sous-estimation des valeurs de ténacités dans la zone de transition ductile-fragile (Haušild *et al.*, 2002; Pineau, 2008). Plusieurs auteurs ont alors proposé une dépendance à la température de ces paramètres pour modéliser la transition. (Petti and Dodds, 2004; Wasiluk *et al.*, 2006) montrent à partir de la calibration du modèle de Beremin à trois paramètres (équation (2.29)) que le paramètre m est en pratique peu sensible à la température dans la zone de transition ductile-fragile tandis que σ_u croit avec la température dans cette zone. (Wallin *et al.*, 1984) propose également une dépendance à la température de la contrainte de clivage en incluant un terme supplémentaire $w_p(T)$ dans l'énergie de surface γ_s comme précédemment formulé dans l'équation (2.9). Le terme $w_p(T)$ est le travail plastique nécessaire pour créer des dislocations à la pointe de la fissure. *Wallin* considère qu'une densité critique de dislocations doit être atteinte pour causer la propagation d'une fissure. Par conséquent, pour maintenir une densité critique des dislocations en pointe de fissure, il faut un travail plastique plus important lorsque la température augmente (du fait de la grande capacité des dislocations à se déplacer lorsque la température augmente). Il propose alors une dépendance de la forme :

$$w_p(T) = w_0 + \left(w_p(0) - w_0\right)\exp(\alpha T) \tag{2.46}$$

$w_p(0) = w_p(T = 0\ K)$, w_0 un terme supplémentaire et α une constante. A notre connaissance, on ne trouve pas de preuves expérimentales à cette hypothèse pour les aciers ferritiques. L'hypothèse de *Wallin* a été considérée dans les travaux de (Renevey, 1997; Mathieu *et al.*, 2010). (Haušild *et al.*, 2002) proposent une dépendance exponentielle du paramètre σ_u à la température de la forme :

$$\sigma_u(T) = A\exp\left(\frac{B}{T(°K)}\right) \tag{2.47}$$

σ_u est identifiée sur des éprouvettes *CVN (Charpy V-notch)*. La transition est modélisée par un couplage entre le modèle *GTN* (Gurson, 1975; Tvergaard and Needleman, 1984) et le modèle de Beremin à 3 paramètres tel qu'il est donné dans l'équation (2.31). σ_u est croissant en fonction de la température comme affirmé également dans (Rossoll *et al.*, 2002b; Tanguy *et al.*, 2005). Plus récemment, (Samal *et al.*, 2008) ont considéré un paramètre σ_u indépendant de la température identifiée à $-100°C$ sur une éprouvette CT_{25}. Les résultats sont en assez bon accord avec les données expérimentales mais uniquement sur un seul type de géométrie.

Le fait de varier les paramètres de Beremin avec la température est similaire à considérer une contrainte critique de clivage qui dépend de la température (Carassou *et al.*, 1998; Margolin and Kostylev, 1999; Rossoll *et al.*, 2002a). Cette dépendance à la température est probablement liée au changement de la nature de l'amorçage fragile démontré par plusieurs auteurs. (Hausïld, 2002; Le Corre, 2006) observent que le mécanisme de rupture change à température élevée : le clivage semble s'amorcer par un mécanisme de déformations plastiques liée à l'interaction des dislocations et non pas sur des carbures comme dans le cas des températures fragiles (Wallin, 1984; Wallin *et al.*, 1984). Une large étude fractographique des sites de clivage en fonction de la température est conduite par (Mäntylä *et al.*, 1999). Il a été montré que d'une part, le nombre de sites de clivage décroit en fonction de la température et

d'une autre part, le type des sites de clivage dépend fortement de la température. Les sites d'amorçage sont majoritairement classés en deux catégories : (1) Amorçage sur des petites inclusions (2-3µm) sphériques composées de *MnS*, Oxides, ou *TiC*. (2) Amorçage sur de grandes inclusions de type *MnS* (100µm) ou sur un amas de ces inclusions (*cluster*). Le deuxième mécanisme est observée dans (Renevey, 1997; Rossoll *et al.*, 2002b). On notera que dans l'acier de cette étude la teneur en soufre est beaucoup plus faible de sorte que ces amas sont absents (§3.1). Ces observations font émerger l'importance des grandes inclusions de type MnS dans le processus de clivage et pourra mettre en question l'hypothèse des volumes infinitésimaux dans le modèle de Beremin étant donné que des défauts de tailles finis pourront jouer un rôle important à amorcer le clivage dans la zone de transition ductile-fragile.

2.1.10 Prise en compte de la taille finie des défauts : approche non locale

Les modèles statistiques précédents ne tiennent pas compte de la taille finie des défauts à l'échelle macroscopique. En effet, les volumes élémentaires V_0 et les défauts qu'il contiennent sont représentés macroscopiquement par des points matériels ce qui est sous-entendu dans l'hypothèse d'une contrainte constante par volume élémentaire. Cependant, lorsque le gradient du champ de contraintes est très fort, cette hypothèse pourra influencer la condition du clivage.

Plus précisément, Il a été démontré que l'étape de la propagation du défaut (Figure 5) est contrôlée par le niveau de contrainte (Curry and Knott, 1978). Cette propagation devrait être maintenue par un niveau élevé de contrainte sur une distance caractéristique de quelques grains (Ritchie *et al.*, 1973; Bowen *et al.*, 1987). La contrainte locale seule n'est pas suffisante pour intégrer ce critère dans le voisinage du défaut lorsque le champ de contrainte présente une variation forte sur une échelle comparable à l'échelle des grains. Pour pallier cette difficulté, (Kroon and Faleskog, 2002) ont proposé un critère de propagation en utilisant la moyenne de la contrainte locale sur une sphère V_L de rayon L qui est considéré comme un paramètre matériau. On peut écrire la contrainte lissée comme :

$$\overline{\boldsymbol{\sigma}}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{V_L}\int_{V_L} \boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}-\hat{\boldsymbol{x}})\, d\hat{V} \tag{2.48}$$

Bien sûr le champ lissé $\overline{\boldsymbol{\sigma}}(\boldsymbol{x})$ ne vérifie pas les conditions d'équilibre. On peut alors considérer deux cas extrêmes. Si $L \gg J/\sigma_Y$ le pic de contrainte existant dans la « process zone » est totalement effacé et les contraintes utilisées dans le critère sont faibles ; la rupture est alors exclue. Si $L \ll J/\sigma_Y$ le lissage ne modifie pas les contraintes et le modèle reste inchangé (quel qu'il soit). Ce modèle statistique permet de bien représenter les probabilités de rupture pour différents états de contraintes et de déformations. Une manière plus générale d'introduire le caractère « non local » dans la description du clivage, est déduite de la théorie des champs aléatoires, qui est basée sur la définition d'un volume local $\mathcal{D}$ critique à chaque point matériel permettant de capter uniquement les potentiels sites de clivage i.e $\sigma_I > \sigma_c$ avec σ_c la contrainte de clivage de chaque défaut (Jeulin, 1990; Berdin *et al.*, 1996).

2.1.11 Conclusion

Dans cette étude bibliographique sur la rupture fragile, on a présenté la description du clivage à l'échelle microscopique, puis on s'est intéressé à la définition de la contrainte de clivage. Le critère de clivage basé sur la contrainte de clivage de *Griffith* est retenu (équation (2.9)). Ensuite, en se servant de ce critère et de l'hypothèse du maillon faible, on évalue la probabilité de rupture cumulée d'une structure soumise à un champ de contraintes (équation (2.19)). Le modèle de *Beremin* ne tient pas compte suffisamment de l'effet des déformations plastiques sur la proportion des sites éligibles au clivage. Ce modèle est alors modifié par l'introduction de l'effet des déformations plastiques dans la probabilité de rupture (équations (2.24)(2.25)).

Le régime de la plasticité confinée permet de simplifier l'expression du calcul de σ_w et montre que la probabilité de rupture dépend du terme KB^4. Cette dépendance est utilisée pour corriger la ténacité entre deux épaisseurs différentes qui ont le même état de contrainte. La formule simplifiée de la probabilité

de rupture en régime de plasticité confinée prévoit un risque de rupture par clivage pour des ténacités infinitésimales ce qui en désaccord avec l'expérience. L'introduction d'un seuil inférieur K_{min} est alors nécessaire. La *Master-Curve* (équation (2.44)) propose une formule plus générale pour les aciers ferritiques en tenant compte de ce seuil.

Un aperçu général du calcul de la contrainte de Weibull dans la zone de transition ductile-fragile est présenté. D'abord, le calcul de σ_w pour une fissure aiguë peut montrer une forte dépendance au maillage à cause de la singularité des champs. L'émoussement de la fissure permet de supprimer la singularité des champs en avant d'une fissure. Toutefois, une fissure émoussée présente un fort gradient des champs de contraintes et de déformations et il est nécessaire d'adapter la taille des éléments pour capter ce gradient et utiliser une formulation éléments finis permettant d'éviter les problèmes de verrouillage volumique (Ruggieri and Dodds, 1996; Gao *et al.*, 1998; Kroon and Faleskog, 2002; Ruggieri *et al.*, 2015).

Le calcul de σ_w en présence d'une déchirure ductile est indispensable pour décrire la zone de transition. Il a été montré que la taille de la zone d'élaboration de la rupture augmente en fonction de la déchirure ductile signifiant que la zone d'échantillonnage (*Sampling zone*) s'élargit. Par conséquent, la probabilité de trouver un défaut critique pouvant déclencher le clivage augmente (Xia and Shih, 1996) (Ruggieri and Dodds, 1996). En présence d'endommagement ductile, les petites inclusions de carbure de fer sur lesquelles certaines cupules ductiles ont germiné ne devraient plus être considérées comme des sites possibles de clivage ce qui pourrait conduire à une surestimation de la probabilité de rupture (Koers *et al.*, 1995) (Bernauer *et al.*, 1999). L'effet des grandes inclusions de type MnS sur le clivage est étudié par (Renevey, 1997; Carassou *et al.*, 1998). La prise en compte de l'effet de la présence des amas d'inclusions MnS sur le clivage est alors modélisée par (Renevey, 1997) et est utilisé par (Carassou *et al.*, 1998) pour simuler la transition.

Ce changement de la nature de l'amorçage dans la zone de transition a conduit plusieurs auteurs à proposer une dépendance à la température de la contrainte de clivage et par conséquent des paramètres de Beremin. Il a été démontrée par plusieurs auteurs (Renevey, 1997; Mäntylä *et al.*, 1999; Hausïld, 2002; Rossoll *et al.*, 2002b; Tanguy *et al.*, 2005; Le Corre, 2006) que le mécanisme d'amorçage fragile change en fonction de la température en faisant émerger l'importance des grandes inclusions dans le processus de clivage. Ceci pourra avoir une conséquence sur l'hypothèse consistant à considérer des volumes infinitésimaux. Par conséquent, la prise en compte de la taille finie des défauts dans la modélisation du clivage pourra avoir une grande importance dans la zone de transition ductile-fragile. Cet effet a été pris en compte par plusieurs auteurs (Jeulin, 1990; Berdin *et al.*, 1996; Kroon and Faleskog, 2002) en proposant un modèle dit « non local ».

Dans la suite de notre étude on s'intéressera principalement à modéliser le clivage dans la partie basse de la transition sur deux géométries d'éprouvettes (CT et $SENT$). On fait le choix d'exploiter le modèle de Beremin modifié donné par l'équation précédente (2.25) étant donnée la simplicité que présente ce modèle et la facilité de son implémentation.

2.2 L'endommagement ductile

2.2.1 Présentation de l'endommagement ductile

L'endommagement ductile désigne la dégradation de la matière par un processus irréversible conduisant à la rupture. Ce processus présente un caractère nettement plus irréversible en comparaison avec l'irréversibilité – macroscopique – partielle de la plasticité (on peut très bien re-déformer le matériau pour lui donner sa forme initiale).

Les premièrs concepts d'endommagement ont été introduits par *Kachanov* (Kachanov L. M., 1958) et *Rabotnov* (Rabotnov, 1969) et ce n'est qu'au début des années 80 que le domaine de la mécanique d'endommagement a été reconnu comme un domaine à part entière de la mécanique.

La rupture ductile constitue un grand axe de la mécanique d'endommagement. Ce mode de rupture peut schématiquement être décrit comme la succession de trois étapes principales : la germination des cavités, la croissance de ces cavités et leur coalescence (Weck *et al.*, 2008). Les cavités dans les matériaux se créent dans l'étape de la germination à partir des inclusions primaires (des inclusions MnS principalement pour les aciers et en particulier l'acier de notre étude) rompues ou séparées de la matrice en laissant des vides (Figure 15, Figure 16) (Kanetake *et al.*, 1995). Les cavités ainsi créées croissent en taille avec une certaine vitesse. La vitesse de croissance dépend de la triaxialité du chargement et de la déformation plastique du matériau (Rice and Tracey, 1969). La triaxialité est définie comme le rapport entre la contrainte moyenne $\sigma_m = \sigma_{kk}/3$ et la contrainte équivalente de von Mises σ_{eq}.

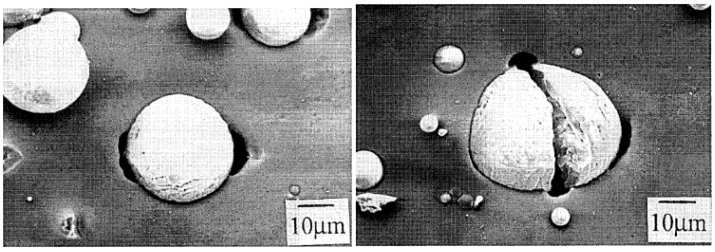


Figure 15 : Germination des cavités dans l'aluminium : par décohésion de la matrice à gauche et par rupture de l'inclusion à droite (Kanetake *et al.*, 1995)

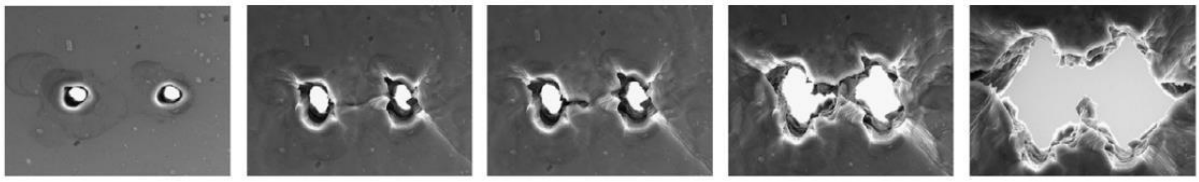


Figure 16 : croissance est coalescence des cavités (Weck *et al.*, 2008)

Une triaxialité élevée favorise une croissance rapide des microvides créées qui auront tendance à suffisamment grossir pour se rejoindre et former une amorce de fissure dans l'étape de coalescence. On parle alors d'une coalescence par striction interne (*Internal Necking*) (Thomason, 1968). En revanche, une faible triaxialité ne permet qu'une croissance limitée des microvides et leur coalescence nécessite l'intermédiaire d'un autre phénomène qui est la localisation des déformations. Plus précisément, une bande très locale à fort gradient de déformation plastique va apparaître entre les vides ce qui conduit à la germination des vides de petite taille sur des inclusions dures (carbures Fe_3C dans les aciers). Cette bande conduit à une coalescence par cisaillement entre les microvides créés (*Void sheeting*) (Stone *et al.*, 1985) (voir l'exemple d'illustration en Figure 17).

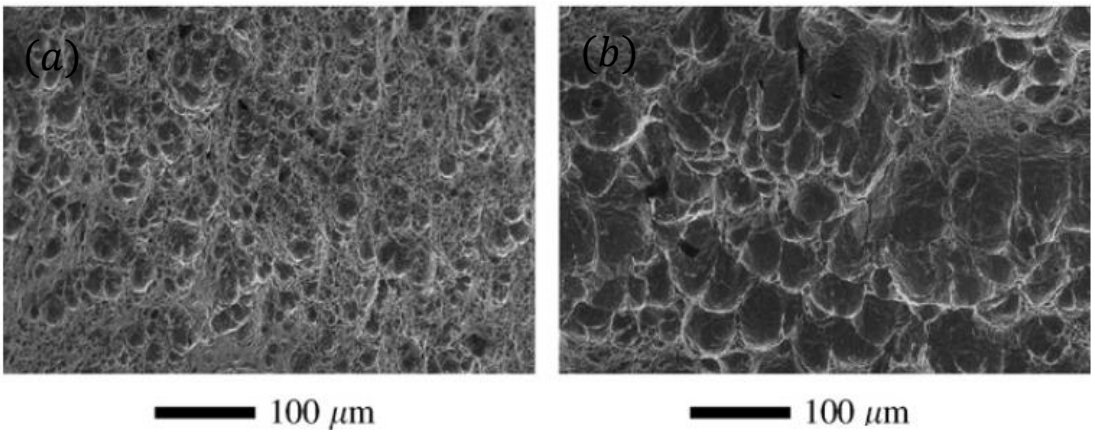


Figure 17 : Illustration des deux modes de coalescence : (a) Coalescence par le mécanisme du cisaillement (*Void Sheeting*). (b) Coalescence par striction interne (*Internal Necking*). (Tanguy *et al.*, 2008)

2.2.2 Les modèles de rupture ductile

2.2.2.1 Le modèle de *Rice* et *Tracey*

Parmi les modèles les plus simples décrivant la rupture ductile on trouve le modèle développé par *Rice* et *Tracey* (Rice and Tracey, 1969). Ce modèle simple permet de calculer la vitesse de croissance d'un vide dans un milieu infini rigide et parfaitement plastique :

$$\frac{\dot{R}}{R} = \alpha \exp\left(\frac{3}{2}\frac{\sigma_m^\infty}{\sigma_{eq}^\infty}\right)\dot{p}^\infty \; ; \alpha = 0.283 \tag{2.49}$$

$\sigma_m^\infty, \sigma_{eq}^\infty$ sont respectivement la contrainte moyenne et la contrainte équivalente de von Mises du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}^\infty$ appliquée à l'infinie (condition aux limites en contrainte). Ce modèle montre que la déformation plastique n'est pas la seule responsable de la détérioration du matériau mais également la triaxialité : $\tau_\infty = \sigma_m^\infty / \sigma_{eq}^\infty$ qui a un effet significatif sur la vitesse de la croissance des vides (variation en exponentielle dans l'équation (6.18)).

Le modèle de *Rice* et *Tracey* découple la plasticité de l'endommagent i.e. l'endommagement n'affecte pas l'écoulement du matériau et peut être utilisé en post traitement d'un calcul élastoplastique pour des fins de pré-dimensionnement d'une structure par exemple. Pour cela, il suffit de calculer la variable d'endommagement D définie par :

$$\dot{D} = \alpha \exp\left(\gamma \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right)\dot{p} \; ; \; D = \int_{p=p_c}^{p} \alpha \exp\left(\gamma \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) dp \tag{2.50}$$

Le calcul est fait en chaque point matériel de la structure. On utilise la variable D pour définir un critère de rupture. Le modèle stipule alors l'existence d'une limite D_c ou $(R/R_0)_c$ qui ne dépend que du matériau et pour laquelle, la condition $D = D_c$ implique l'amorçage de la rupture.

La condition de germination quant à elle peut également être incluse grâce au terme : $p \geq p_c$ de l'équation précédente. Cette condition traduit le fait que la germination ne peut avoir lieu qu'au-delà d'un certain seuil en déformation plastique p_c qui dépend uniquement du matériau.

Finalement, le modèle de *Rice* et *Tracey* contient tous les ingrédients permettant la description des trois étapes phénoménologiques de la rupture ductile : la germination, la croissance et la coalescence.

2.2.2.2 Le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman

Gurson (Gurson, 1975) reprend les idées du modèle précédent et adopte une approche micromécanique dans la description de l'endommagement. Le point de départ de cette approche consiste à homogénéiser

une sphère creuse parfaitement plastique qui obéit à un critère de von Mises. Le modèle de *Gurson* s'intéresse à l'expression de la surface de plasticité de la sphère creuse homogénéisée qui dépend de la porosité de la sphère (Leblond, 1998). Par conséquent, le modèle tient compte naturellement de l'endommagement à travers la variable de porosité f.

Gurson a démontré qu'une borne supérieure de la surface de plasticité de la sphère homogénéisée peut se présenter sous la forme :

$$\Phi = \left(\frac{\sigma_{eq}}{\sigma_0}\right)^2 + 2f\cosh\left(\frac{3}{2}\frac{\sigma_{kk}}{\sigma_0}\right) - 1 - f^2 = 0 \tag{2.51}$$

Avec σ_0 la limite d'écoulement du matériau. La normalité implique :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\boldsymbol{p}} = \lambda\frac{\partial\Phi}{\partial\boldsymbol{\sigma}} \tag{2.52}$$

λ est le multiplicateur plastique. L'évolution de la variable d'endommagement f peut être déduit à partir de la conservation de la masse de la matrice en négligeant les déformations élastiques. On peut écrire :

$$\dot{f} = (1-f)\mathrm{tr}\left(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\boldsymbol{p}}\right) \tag{2.53}$$

Cette égalité permet de décrire l'évolution de f sans avoir à introduire une loi d'évolution phénoménologique comme dans les approches thermodynamiques (Lemaitre, 1985, 1996). A partir de l'équation (2.51) on peut montrer que la porosité affecte le domaine d'élasticité de la sphère homogénéisée : plus f diminue et plus on s'approche de la surface de plasticité de von Mises (lorsque $f = 0$ i.e. la sphère est pleine)

Une limitation de ce modèle apparait lorsqu'on prédit la rupture. En effet, la rupture d'un élément de volume signifie que sa contrainte est nulle : $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}$. En même temps, $\boldsymbol{\sigma}$ appartient à la surface de plasticité de l'équation (2.51) c.à.d. : $\Phi = -(1-f)^2 = 0 \rightarrow f = 1$. Autrement dit, le modèle prévoit que la rupture aura lieu uniquement lorsque la matrice disparait complètement ! Le modèle de *Gurson* est uniquement un modèle de croissance.

Plusieurs modifications phénoménologiques ont été proposées dans la littérature afin de contourner les limitations du modèle de *Gurson* de base. La modification la plus employée est celle de *Tvergaard* et *Needleman* (Chu and Needleman, 1980; Tvergaard, 1982; Tvergaard and Needleman, 1984) qui a permis de développer le modèle dit *GTN (Gurson-Tvergaard-Needleman)*. Ce modèle est actuellement le modèle le plus largement utilisé dans les applications industrielles.

La surface de plasticité modifiée par *Tvergaard* et *Needleman* s'écrit :

$$\Phi = \left(\frac{\sigma_{eq}}{\sigma_f}\right)^2 + 2q_1 f_*\cosh\left(\frac{3q_2}{2}\frac{\sigma_{kk}}{\sigma_f}\right) - 1 - q_1^2 f_*^2 = 0 \tag{2.54}$$

Pour un matériau qui a dorénavant un comportement élastoplastique et qui obéit à un écrouissage isotrope. σ_f est la contrainte d'écoulement de la matrice et q_1, q_2 sont deux paramètres matériaux qui traduisent la vitesse de la croissance des cavités et qui sont ajustés sur des expériences. Les valeurs $q_1 = 1.5; q_2 = 1$ sont communément utilisées. f_* est la porosité effective (équation (2.57)). En appliquant le même raisonnement que précédemment, la condition de rupture devient $1 - q_1^2 f_*^2 = 0 \rightarrow f_* = 1/q_1$.

Le modèle *GTN* contrairement au modèle de *Gurson*, prend en compte les deux autres étapes de la rupture ductile à savoir la germination et la coalescence. La germination est décrite par un terme supplémentaire dans l'évolution de la porosité f telle que :

$$\dot{f} = (1-f)\mathrm{tr}\left(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\boldsymbol{p}}\right) + \dot{f}_n \;;\; \dot{f}_n = A_n\dot{p} \tag{2.55}$$

f_n est la porosité de la germination et son évolution $\dot{f}_n$ est proportionnelle à $\dot{p}$. Le facteur de proportionnalité A_n dépend lui-même des déformations plastiques et éventuellement de l'état de contrainte (Chu and Needleman, 1980). La distribution en loi normale de A_n en fonction p est souvent utilisée dans la littérature pour modéliser la cinétique de la germination :

$$A_n(p) = \frac{f_N}{s_N\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}(p-p_N)^2}{s_N^2}\right) \tag{2.56}$$

Cette loi correspond à une loi Gaussienne décrivant la vitesse de germination en fonction de la déformation plastique p. Elle est centrée en p_N avec un écart type de s_N. f_N correspond à la porosité maximale pouvant être créée par germination. Ces trois paramètres sont à identifier à partir des essais expérimentaux ce qui augmente le nombre total de paramètres à identifier.

Quant à la coalescence et la rupture, le modèle *GTN* les décrit grâce à l'emploi d'une porosité effective f_* donnée par l'équation suivante :

$$f_* = \begin{cases} f \quad si\ f < f_c \\ f_c + \delta(f - f_c) \quad sinon \end{cases} \tag{2.57}$$

f_c est la porosité de coalescence et δ représente la vitesse de coalescence jusqu'à la rupture. Cette dernière aura lieu lorsque $f_* = 1/q_1$ et donc $f = f_R$ avec f_R la porosité à la rupture. On peut déduire l'expression de δ à partir de l'équation (2.57) :

$$f_c + \delta(f_R - f_c) = \frac{1}{q_1} \rightarrow \delta = \left(\frac{1}{q_1} - f_c\right)/(f_R - f_c) \tag{2.58}$$

Par ailleurs d'autres modifications du modèle *GTN* ont été proposés dans la littérature : une meilleur prise en compte d'une basse triaxialité et l'effet du paramètre de Lode (Nahshon and Hutchinson, 2008) (Xue, 2008). Une prise en compte des déformations et des rotations des cavités est étudiée dans (Cao *et al.*, 2015). Finalement, l'introduction d'une contrainte effective scalaire dans le modèle GTN est proposée dans (Besson *et al.*, 2001; Besson, 2010).

2.2.3 Simulation de la rupture ductile

2.2.3.1 Traitement de la non localité : cadre général

La localisation des déformations peut être décrite comme une instabilité expérimentée par le matériau où la rupture se caractérise par l'apparition d'une bande très locale d'une certaine largeur l_b et un gradient élevé des déformations plastiques (évidences expérimentales dans (Desrues and Chambon, 1986). Cette localisation est responsable de la réduction du domaine d'élasticité au fur et à mesure que l'endommagement augmente. Du point de vue la simulation, le gradient important des déformations dans cette bande conduit uniquement à l'endommagement des éléments de petites tailles les plus sollicités dans la bande. En effet, la simulation de l'endommagement avec des éléments classiques montre que plus la taille des éléments diminue, plus la bande de localisation diminue de largeur également. Dans le cas limite où la taille des éléments tend vers 0 l'énergie dissipée dans la bande de localisation tend vers 0 également i.e. pas de convergence vers l'énergie de dissipation expérimentalement observée. L'utilisation des éléments classiques n'est donc pas adaptée et un nouveau cadre pour la simulation est alors à proposer. La formulation éléments finis dite « non locale » permet de dépasser cette dépendance au maillage en introduisant la longueur l_b comme une donnée intrinsèque reliée au matériau dans la formulation éléments finis.

La dépendance de la solution éléments finis aux tailles des éléments est un problème dû au comportement adoucissant i.e. réduction du domaine d'élasticité. Ce comportement pose le problème

d'existence et d'unicité de la solution éléments finis et donc un recours aux différentes méthodes de régularisation des variables conduisant à l'adoucissement est indispensable. Il existe de nombreuses méthodes (méthode de gradient implicite (Peerlings *et al.*, 1996, 2001), méthode d'intégration non-locale (Bazant and Pijaudier-Cabot, 1988), approches micromorphes (Forest, 2009)) et dans cette partie on s'intéressera uniquement à la méthode de régularisation des déformations plastiques par l'enrichissement de l'énergie libre i.e. l'ajout d'un gradient à l'énergie libre comme décrit dans (Zhang *et al.*, 2018). Les éléments mixtes développés à partir de cette formulation seront utilisés dans la suite de la thèse pour toutes les simulations.

Une formulation « non locale » signifie que les équations constitutives sont déduites à l'échelle de la structure et non pas par point matériel. Ceci signifie que les équations constitutives tiennent compte de l'environnement de chaque point matériel alors que pour un modèle strictement local l'évolution de l'état d'un point matériel ne dépend que de l'état de ce point.

On commence par introduire la définition des déformations et des contraintes dans le cadre d'une formulation logarithmique (Miehe and Lambrecht, 2001; Miehe *et al.*, 2002) par :

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{2}\ln\left(\boldsymbol{F^T}.\boldsymbol{F}\right) = \frac{1}{2}\ln(\boldsymbol{C}) \tag{2.59}$$

Avec $\boldsymbol{F}$ est le tenseur de transformation et $\boldsymbol{C} = \boldsymbol{F^T}.\boldsymbol{F}$ est le tenseur de déformation Cauchy-Green. Le tenseur de contrainte $\boldsymbol{T}$ est le duel de $\boldsymbol{E}$ définit par :

$$\boldsymbol{T}:\dot{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{S}:\dot{\boldsymbol{C}}, \forall \dot{\boldsymbol{F}} \tag{2.60}$$

Avec $\boldsymbol{S}$ est le second tenseur de Piola-Kirchhoff.

La méthode du gradient enrichie proposée par (Lorentz, 1999; Lorentz and Benallal, 2005; Lorentz and Godard, 2011; Zhang *et al.*, 2018; Chen, 2019) consiste à ajouter un terme supplémentaire à l'énergie libre $\mathcal{F}$ non locale définie par :

$$\mathcal{F}\left(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \boldsymbol{\alpha}, p\right) = \int_{\Omega_0}\left(\phi\left(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E_p}, \underline{\alpha}, p\right) + \frac{1}{2}c\boldsymbol{\nabla}p.\boldsymbol{\nabla}p\right)d\Omega_0 \;;\; c = \sigma_0 l_b^2 \tag{2.61}$$

c est un paramètre matériau en (N) qui peut éventuellement être lié avec la longueur de la bande de localisation l_b. ϕ l'énergie libre locale d'un point matériel, $\underline{\alpha}$ l'ensemble des variables internes qui ne nécessitent pas une régularisation et p la déformation plastique cumulée. L'inégalité de Clausius-Duhem impose que la dissipation non locale $\mathcal{D}$ soit positive. On peut écrire :

$$\mathcal{D}\left(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \underline{\alpha}, p\right) = \int_{\Omega}\left(\mathbf{T}:\dot{\boldsymbol{E}}\right)d\Omega - \dot{\mathcal{F}} \geq 0 \tag{2.62}$$

On désigne par $\left(\boldsymbol{T}, \underline{A}, A_{p_{nl}}\right)$ les variables associées aux variables internes $\left(\boldsymbol{E}_p, \underline{\alpha}, p\right)$. La positivité de la dissipation pour toutes transformations thermodynamiques irréversibles conduit à :

$$\boldsymbol{T} = -\frac{\partial\phi}{\partial\boldsymbol{E_p}} \;;\; \underline{A} = \frac{\partial\phi}{\partial\underline{\alpha}} \;;\; A_{p_{nl}} = \frac{\partial\phi}{\partial p} + \mathrm{div}(c\boldsymbol{\nabla}p) = A_p + c\Delta p \tag{2.63}$$

$A_{p_{nl}} = A_p + c\Delta p$ est donc la variable associé à la déformation plastique p. A l'aide de la condition supplémentaire (Sicsic *et al.*, 2014): $\boldsymbol{\nabla}p.\underline{n} = 0$ sur $\partial\Omega_0$, les équations (2.62) et (2.63) conduisent à :

$$\mathcal{D}\left(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \underline{\alpha}, p\right) = \int_{\Omega_0}\left(\boldsymbol{T}:\dot{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{p}} + \underline{A}.\underline{\dot{\alpha}} + A_{p_{nl}}\dot{p}\right)d\Omega_0 + \int_{\partial\Omega_0}\left(-c\boldsymbol{\nabla}p.\underline{n}\right).\dot{p}dS_0 \tag{2.64}$$

Et finalement, la dissipation $\mathcal{D}$ devient :

$$\mathcal{D}(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \underline{\alpha}, p) = \int_{\Omega_0} (\boldsymbol{T} : \dot{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{p}} + \underline{A}.\dot{\underline{\alpha}} + A_{p_{nl}}\dot{p}) d\Omega_0 \geq 0 \tag{2.65}$$

la normalité impose l'existence d'un potentiel F convexe des variables associées $(\boldsymbol{T}, \underline{A}, A_{p_{nl}})$ tel que :

$$\dot{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{p}} = \lambda \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{T}} \quad ; \quad \dot{p} = \lambda \frac{\partial F}{\partial A_{p_{nl}}} \tag{2.66}$$

Avec λ le multiplicateur plastique, $F = N(\boldsymbol{T}) + A_{p_{nl}} - \sigma_0$, N est une fonction de la contrainte $\boldsymbol{T}$ et $J = \det \boldsymbol{F}$ et $\boldsymbol{F}$ est le gradient la transformation (Zhang *et al.*, 2018).

2.2.3.2 Traitement de la non localité : forme discrétisée

La forme discrétisée de l'équation (2.61) (méthode de décomposition et coordination (Fortin and Glowinski, 1983)) introduit deux variables internes a, κ représentant le même champs continu p. Puisque ces deux champs représentent la même variable interne p ils sont par conséquences égaux. La forme faible de l'énergie libre de l'équation (2.61) s'écrit :

$$\mathcal{F}_{nl}(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \kappa, a, l) = \int_{\Omega_0} \phi(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{p}}, \kappa)\, d\Omega_0 + \int_{\Omega_0} \left(\frac{1}{2} c \boldsymbol{\nabla} a . \boldsymbol{\nabla} a + l(a - \kappa) + \frac{1}{2} r_{nl}(a - \kappa)^2\right) d\Omega_0 \tag{2.67}$$

Les deux termes l, r_{nl} sont respectivement le multiplicateur de *Lagrange* associé à la contrainte $a = \kappa$ et le paramètre de pénalisation introduit pour faciliter la convergence. En effet, le terme supplémentaire $r_{nl}(a - \kappa)^2$ renforce l'égalité de a et κ en augmentant le Lagrangien. a est une variable définie aux nœuds (globalement) tandis que κ est définie aux points de *Gauss* et intervient dans les lois de comportement comme une variable locale.

En écrivant la dissipation non locale $\mathcal{D}$ comme dans l'équation (2.65) précédente, la variable associée $A_{p_{nl}}$ devient :

$$A_{p_{nl}} = A_\kappa + l + r_{nl}(a - \kappa) \; ; \; F = N(\boldsymbol{T}) + A_\kappa + l + r_{nl}(a - \kappa) - \sigma_0 \tag{2.68}$$

Il est important de noter que r_{nl} ne devrait pas être trop faible au risque de rencontrer des difficultés numériques. En revanche aucune limite supérieure n'est imposée : $r_{nl} \geq 10\sigma_0$ est toutefois recommandé dans (Chen, 2019)

2.2.3.3 Traitement du verrouillage volumique

Le verrouillage volumique (Al Akhrass *et al.*, 2014) est traité dans la cadre précèdent en ajoutant cette fois-ci une contrainte sur la part volumétrique du tenseur des déformations $\boldsymbol{E}$: $\mathrm{tr}(\boldsymbol{E}) = ln(J)$ (responsable du verrouillage) en formulation logarithmique. Plus précisément, une variable interne supplémentaire θ représentant la partie volumique du tenseur de déformation au même titre que $ln(J)$, est introduite. $ln(J)$ et θ sont par ailleurs égales parce qu'ils représentent la même variable $\mathrm{tr}(\boldsymbol{E})$. Pour assurer cette égalité, un multiplicateur de Lagrange P est introduit pour assurer la réalisation de contrainte : $ln(J) - \theta = 0$.

$$\mathcal{F}(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{E}_p, \kappa, a, l, P, \theta) = \mathcal{F}_{nl}(\overline{\boldsymbol{E}}, \boldsymbol{E}_p, \kappa, a, l) + \int_{\Omega_0} \left(P(ln(J) - \theta) + \frac{1}{2} r_{inco}(ln(J) - \theta)^2\right) d\Omega_0 \tag{2.69}$$

r_{inco} est un terme supplémentaire de pénalisation introduit dans (Chen, 2019) pour renforcer la contrainte précédente (Analogie avec l'équation (2.67) précédente) et $\overline{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{E} + (\theta - ln(J))\boldsymbol{I}/3$ le tenseur de déformation relaxé utilisé dans $\mathcal{F}_{nl}$. Le paramètre de pénalisation r_{inco} ne doit pas prendre d'une part, des valeurs faibles sinon des oscillations parasites de la plasticité apparaissent et d'une autre part, ne doit pas être très grand sinon des problèmes de convergence apparaissent. $r_{inco} = 10\sigma_0$ est l'ordre de grandeur recommandé dans (Chen, 2019).

2.2.3.4 Application au modèle GTN

(Besson *et al.*, 2001; Besson, 2010) ont introduit une contrainte effective T_* dans la définition de la surface de plasticité du modèle *GTN*. Une nouvelle écriture équivalente de l'équation (2.54) dans la configuration de référence est donnée par :

$$\Phi(\boldsymbol{T}, T_*, f) = \left(\frac{T_{eq}}{T_*}\right)^2 + 2q_1 f_* \cosh\left(\frac{3q_2}{2}\frac{T_{kk}}{T_*}\right) - 1 - q_1^2 f_*^2 \overset{\text{def}\,T_*}{\triangleq} 0$$
$$F = \frac{T_*}{J} + A_{nl} - \sigma_0 \quad \text{(Surface de plasticité)} \tag{2.70}$$

La contrainte effective T_* est une fonction de $(\boldsymbol{T}, f)$. Cette écriture est plus avantageuse (Lorentz, 2017) et la définition de T_* présente plusieurs propriétés mathématiques intéressantes. Plus précisément, la contrainte T_* est croissante en f et homogène de degré 1 en $\boldsymbol{T}$ i.e. :

$$\boldsymbol{T} : \frac{\partial T_*}{\partial \boldsymbol{T}} = \boldsymbol{T}_* \tag{2.71}$$

L'ensemble des équations à résoudre dans le cadre de la formulation non locale sont :

$$Elasticité : \boldsymbol{T} = \mathbb{E} : \left(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E_p}\right)$$

$$GTN : \Phi(\boldsymbol{T}, T_*, f) = \left(\frac{T_{eq}}{T_*}\right)^2 + 2q_1 f_* \cosh\left(\frac{3q_2}{2}\frac{T_{kk}}{T_*}\right) - 1 - q_1^2 f_*^2 = 0$$

$$Plasticité : F = \frac{T_*}{J} + l + r_{nl}(a - \kappa) - \sigma_0$$

$$Ecoulement : \begin{cases} \dot{\kappa} = \dfrac{\lambda \partial F}{\partial A_{nl}} \\ \dot{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{p}} = \dfrac{\lambda \partial F}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ \lambda \geq 0, \;\; F \leq 0, \;\; \lambda F = 0 \end{cases} \tag{2.72}$$

$$Germination : \dot{f} = (1 - f)\mathrm{Tr}\left(\dot{\boldsymbol{E}}_{\boldsymbol{p}}\right) + \dot{f}_n \;\; ; \;\; \dot{f}_n = A_n \dot{\kappa}$$

$$Coalescence : f_* = \begin{cases} f \quad si\ f < f_c \\ f_c + \delta(f - f_c) \quad sinon \end{cases} \;\; ; \;\; \delta = \frac{\frac{1}{q_1} - f_c}{f_R - f_c}$$

La résolution de ces équations et leur implémentation sont détaillés dans (Zhang *et al.*, 2018; Chen, 2019). Le modèle *GTN* non local est implémenté dans le *Code_Aster*. La discrétisation de l'équation (2.69) permet la formulation de l'élément dit à 5 champs : $(\underline{u}, a, l, P, \theta)$. L'interpolation du champ de déplacement u est quadratique tandis que les 4 autres champs (a, l, P, θ) sont interpolés linéairement.

Dans le cadre de notre étude, on s'intéressera principalement à la modélisation du clivage dans la partie basse de la transition. Les éléments à 5 champs nous permettront alors un traitement plus efficace des problèmes de verrouillage volumique lors de la modélisation de la rupture fragile. Ces éléments pourront également traiter la dépendance au maillage dans la simulation de l'endommagement ductile grâce au modèle *GTN*. On a fait alors le choix d'utiliser ces éléments : ils permettront de correctement évaluer les contraintes employées pour estimer les probabilités de rupture fragile tout en autorisant naturellement la modélisation du couplage ductile-fragile dans le futur.

2.2.4 Conclusion

Dans cette étude bibliographique, on a décrit les mécanismes de la rupture ductile dans les aciers. Puis on a détaillé quelques modèles les plus utilisés d'endommagement ductile et plus particulièrement le modèle GTN. Puis, on a présenté le cadre général de la modélisation dit non local. Ce cadre permet une formulation éléments finis Permettant le traitement de la non localité et du verrouillage volumique. Ce cadre est appliqué à la simulation de la plasticité et d'endommagement dans notre travail.

Cette étude bibliographique en rupture ductile est loin d'être exhaustive. En effet, après avoir décrit les mécanismes de la rupture ductile dans les aciers, seuls les outils qui ont été utilisés dans notre travail ont été présentés. Par ailleurs, pour un état d'art complet sur les modèles d'endommagements, le lecteur pourra se référer à (Besson, 2010; Pineau *et al.*, 2016).

Finalement, vu leur efficacité à traiter la dépendance au maillage causée par la localisation de la déformation et le verrouillage volumique, on fait le choix d'utiliser les éléments à 5 champs : $(\underline{u}, a, l, P, \theta)$, afin de modéliser le clivage dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile. Ils seront également employés pour simuler des éprouvettes axisymétriques entaillées dans le domaine ductile.

3 Etude expérimentale

Dans ce chapitre on s'intéressera tout d'abord à la composition chimique et à la microstructure de l'acier ferritique de nuance 18MND5 (A533). Ensuite, un bilan global des essais expérimentaux sur ce matériau sera présenté ainsi que les nouveaux essais réalisés dans le cadre de la présente thèse. On détaillera la procédure expérimentale des essais mécaniques effectués qui comporte : la description, les conditions expérimentales et les mesures dépouillées de chaque essai. Finalement on terminera sur l'analyse des résultats expérimentaux en séparant nos conclusions par type d'éprouvette en distinguant entre les éprouvettes fissurées et les éprouvettes non fissurées.

3.1 Le matériau

Le matériau de l'étude est un acier ferritique faiblement allié proche en termes de composition chimique à l'acier 16MND5 (A508) qui est l'acier type pour la fabrication des cuves des réacteurs à eau pressurisée. Il ne diffère de l'acier 16MND5 que par la teneur en carbone.

Cet acier est issu d'une tôle élaborée avec la coulée Creusot Loire n°3856 en 1995 selon les spécifications du (RCC-M, 2007) dans le cadre d'une collaboration entre EDF et l'institut MPA de *Stuttgart* sur l'effet de préchargement à chaud (Lefèvre and Barbier, 2000). Cette tôle de dimensions 2000 x 2000 x 200 mm^3 (en épaisseur) est laminée à chaud et est traitée thermiquement en trois étapes :

- Austénisation à 900°C pendant 6h, suivie par une trempe par immersion dans l'eau,
- Revenu à 635°C pendant 6h puis refroidissement à l'air libre,
- Détente à 615 °C pendant 16h puis refroidissement à l'air libre.

La composition chimique de cet acier est déterminée par Creusot Loire et par l'institut MPA (Lefèvre and Barbier, 2000) :

	C	Mn	Si	Ni	Cr	Mo	Cu	S	P	Al	V
Min	0.175	1.470	0.219	0.652	0.177	0.492	0.084	0.003	0.006	0.017	<0.005
Max	0.189	1.510	0.225	0.659	0.179	0.507	0.085	0.003	0.006	0.016	<0.005
Average	0.182	1.490	0.222	0.655	0.178	0.499	0.084	0.003	0.006	0.016	<0.005

Tableau 1 : Composition chimique (% massique) de l'acier 18MND5 déterminée par Creusot Loire

	C	Mn	Si	Ni	Cr	Mo	Cu	S	P	Al	V
Average	0.19	1.5	0.23	0.66	0.17	0.485	0.084	<0.001	0.004	0.011	0.004

Tableau 2 : Composition chimique de l'acier 18MND5 déterminée par l'institut MPA moyennée sur 5 analyses.

Certains de ces éléments ont pour rôle d'assurer la stabilité de la microstructure de l'acier, améliorer sa résistance. D'autres éléments cependant peuvent affecter le mode de rupture dans cet acier. Par exemple, la ségrégation du phosphore dans les joints de grains peut favoriser dans certains cas, une propagation intergranulaire d'une fissure (Naudin *et al.*, 1999). Le soufre est un élément indésirable classique de l'aciérie qu'on associe au manganèse par l'injection des carbures de manganèse (le procédé de désulfuration) et les inclusions MnS sont alors formées. La teneur en soufre S et en manganèse Mn permet d'avoir une première estimation de la fraction volumique des inclusions MnS. Le sulfure de manganèse représente la population d'inclusions conduisant à la formation des sites de germination (une porosité initiale) à de faibles niveaux de déformations.

A l'aide de la formule de (Franklin, 1969) et les données du Tableau 1, on peut estimer la fraction volumique initiale des vides par :

$$f_0 \approx f_{\mathbf{MnS}} \approx 0{,}054\left(\%\mathbf{S} - \frac{0{,}001}{\%\mathbf{Mn}}\right) + 0{,}005\%\mathbf{O} \approx 1{,}25\,.10^{-4} \qquad (3.1)$$

La microstructure de l'acier a été observée au microscope optique (Figure 18) sur un échantillon enrobé et poli et attaqué par un agent chimique (nital 2%). Ce matériau est également observé dans (Hajjaj, 2006) (Figure 19). La microstructure est de type bainite supérieure. Les phases sombres sont composées de lattes de bainite et de cémentite tandis que les phases claires représentent la matrice ferritique $Fe(\alpha)$ (Figure 18).

On distingue la présence des inclusions de MnS en gris et de nitrure de titane TiN en jaune. Les zones ségrégées sombres sont les dernières zones à solidifier et on y trouve souvent des inclusions MnS de forme allongée ou sphérique (voir Figure 18).

Pendant de la phase d'austénisation à la température 900°C, la taille de grain austénitique primaire est estimée à 50µm (Figure 19). Après la fin du refroidissement, chaque grain austénitique, se transforme en un ensemble de paquets de grains allongés et parallèlement orientés : on parle de paquets bainitiques. Les paquets bainitiques sont séparés par des lattes de cémentite (Fe_3C) dures. La taille de paquet de bainite est estimée à 10µm. Certaines caractéristiques de la microstructure des aciers peuvent avoir un effet sur les mécanismes de rupture, dont par exemple la taille des grains d'austénite (Curry and Knott, 1978), la taille des paquets bainitiques et leurs orientations (Naylor and Krahe, 1974; Brozzo *et al.*, 1977; Bouyne *et al.*, 1998; Lambert-Perlade *et al.*, 2004)

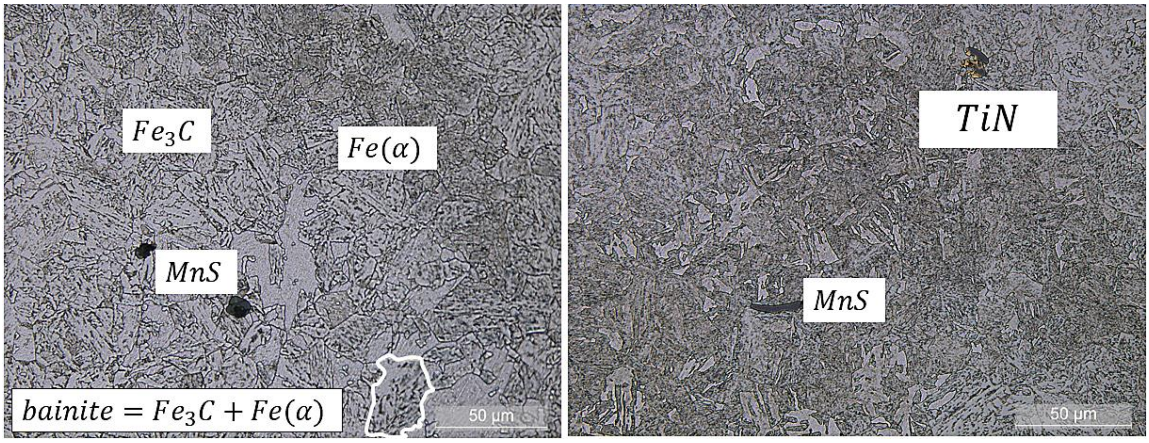


Figure 18 : Microstructure de l'acier 18MND5 observée dans le cadre du programme expérimental de la thèse. Présence MnS et de TiN.

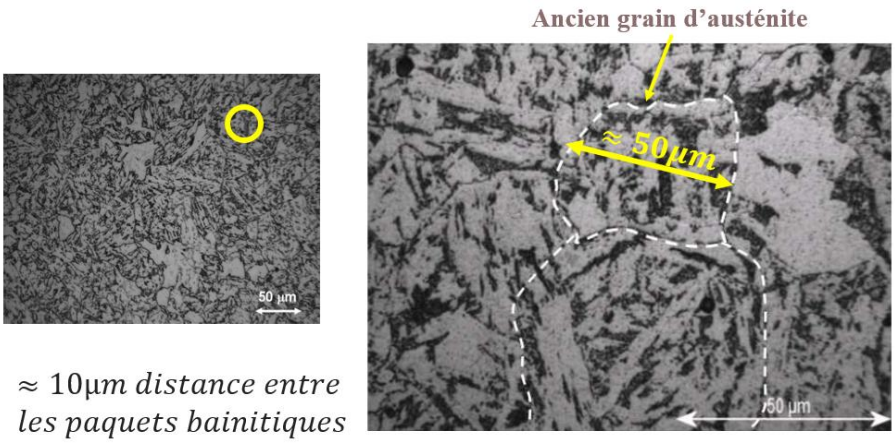


Figure 19 : Microstructure de l'acier 18MND5 observée au microscope optique (figue à gauche) et au *MEB* (figure à droite) après polissage et attaque chimique (nital 2%) (Hajjaj, 2006).

3.2 Présentation des essais

3.2.1 Constitution de la base de données

Un certain nombre de résultats expérimentaux, obtenus lors de programmes antérieurs (Sainte-Catherine, 1998), (Dahl and Masson, 2003), (Dahl, 2017), étaient déjà disponibles sur ce matériau notamment dans le bas de la transition (CT à des températures inférieures ou égales à -100°C). L'objectif du programme expérimental de la thèse est de compléter cette base existante afin de constituer une base de données plus large, couvrant notamment le haut de la transition, et contenant d'autres géométries d'éprouvettes ($SENT, DP$) (voir détails dans §3.2.2).

A l'issue de la thèse, la base de données contient au total 165 essais (voir Tableau 3) dont 73 essais provenant des programmes expérimentaux antérieurs et 92 nouveaux essais réalisés pendant la thèse (données en rouge dans le Tableau 3)

Dans la suite du manuscrit, les labels ci-dessus seront utilisés pour faire référence à chacun des essais de cette base :

- Programmes expérimentaux précédents (voir §B.4) :
  - CEA : (Sainte-Catherine, 1998)
  - PEX 1987 *:* Programme expérimentale d'une étude interne EDF (Dahl, 2017)
- Programme expérimental de la thèse :
  - PEX 2141 : Programme expérimental de la thèse qui comporte les essais qui ont été effectués en première année de la thèse entre le laboratoire mécanique d'EDF R&D et le centre des matériaux à Evry.

3.2.2 Objectif des essais

L'objectif est de comprendre l'effet de la température et de la géométrie sur la rupture dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile. Cette compréhension nécessite une description de la nature des mécanismes de rupture dans cette zone à partir d'une base expérimentale de tests et la description de ces mécanismes à partir des modèles existants.

Deux paramètres intéressants sont historiquement considérés dans la littérature pour quantifier l'effet de la géométrie sur la rupture : la triaxialité τ et le paramètre de *Lode* $\mathcal{L}$ (Nahshon and Hutchinson, 2008).

On rappelle leur définition :

$$\tau = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \; ; \; \mathcal{L} = \frac{\sigma_I + \sigma_{III} - 2\sigma_{II}}{\sigma_I - \sigma_{III}}$$

$\sigma_m = \sigma_{kk}/3$, $\sigma_{eq} = \sqrt{3 s_{ij} s_{ij}/2}$. $\boldsymbol{s}$ est le déviateur de la contrainte $\boldsymbol{\sigma}$.

La base expérimentale existante a été complétée par les nouveaux essais suivants (Tableau 3). On présente dans Figure 20, les différentes géométries d'éprouvettes testées. Les nouveaux essais sont :

- Essai de traction sur des éprouvettes de tractions lisses TC_6 à $+20°C, -20°C, -50°C, -100°C, -150°C$. Ces essais permettent d'avoir les courbes de tractions uni-axiales, et les données de traction à savoir la limite d'écoulement $R_{p0.2}$ et la limite à la rupture R_m.
- Essai de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées (AE) : AE_2, AE_4, AE_{10} et AE_{20} à $-20°C, -50°C, -100°C$ et uniquement à $-150°C$ pour les seules éprouvettes AE_{20}. Ces essais permettent d'étudier l'effet de différentes triaxialités sur l'endommagement et la rupture. Ces éprouvettes ont un paramètre de Lode $\mathcal{L} = 1$.
- Essai sur des éprouvettes de déformations planes DP, DP_6 et DP_1 à $-20°C, -50°C$ et $-100°C$. En complément des essais sur les éprouvettes AE_χ, ces essais permettent d'étudier l'effet de $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile (Xue, 2007). En effet, ces éprouvettes ont des triaxialités comparables aux éprouvettes AE_χ mais un paramètre de Lode $\mathcal{L} = 0$ différent.
- Essai de traction sur des éprouvettes fissurées CT_B (*Compact Tension*) à deux épaisseurs : $B = 12.5mm$ et $B = 25mm$ avec la présence des entailles latérales. Ces essais ont été conduits à $-20°C$ et $-50°C$ et représentent la catégorie d'éprouvettes qui ont la plus grande triaxialité de la base de données.
- Essai de traction sur des éprouvettes fissurées $SENT_{a_0/W}$ (*Single Edge Notched Tensile*) pour trois ratios : (a_0/W = 0.30, 0.5 et 0.7). Ces essais ont été conduits à $-100°C, -50°C$ et $-20°$ et permettent en plus des essais sur les éprouvettes CT_B, d'étudier l'effet d'une triaxialité modérée sur l'endommagement et la rupture.

Toutes les éprouvettes ont été prélevées aux alentours de ¼ et ¾ de l'épaisseur de la tôle est suivant la direction LT (Figure 21) pour les éprouvettes $CT, SENT$ et suivant la direction L pour les éprouvettes $TC, AE, DP - DP_{\eta=1;6}$. La direction du laminage L coïncide avec la direction de traction et T coïncide avec la direction de propagation de la fissure. L'usinage des éprouvettes se fait hors de la zone d'hétérogénéité située dans une épaisseur de $40mm$ centrée au milieu de l'épaisseur de la tôle. On évite également une épaisseur de $20mm$ des peaux supérieures et inférieures, qui sont deux zones très écrouies. On présentera en annexes les différentes découpes effectuées et le repérage des endroits de prélèvement de la tôle (§B.1)

Les nouveaux essais présentés couvrent l'ensemble de la zone de transition car l'ambition initiale de la thèse était de pouvoir modéliser le couplage entre la rupture ductile et fragile dans cette zone. Or, pour des contraintes de temps, cet objectif n'a pu être atteint. Le travail de modélisation de la thèse a essentiellement été centré sur le clivage dans le bas de la transition (voir chapitre §6). Néanmoins, les essais du haut de la transition ont été exploités afin de fournir une modélisation préliminaire de la rupture ductile (voir chapitre §1).

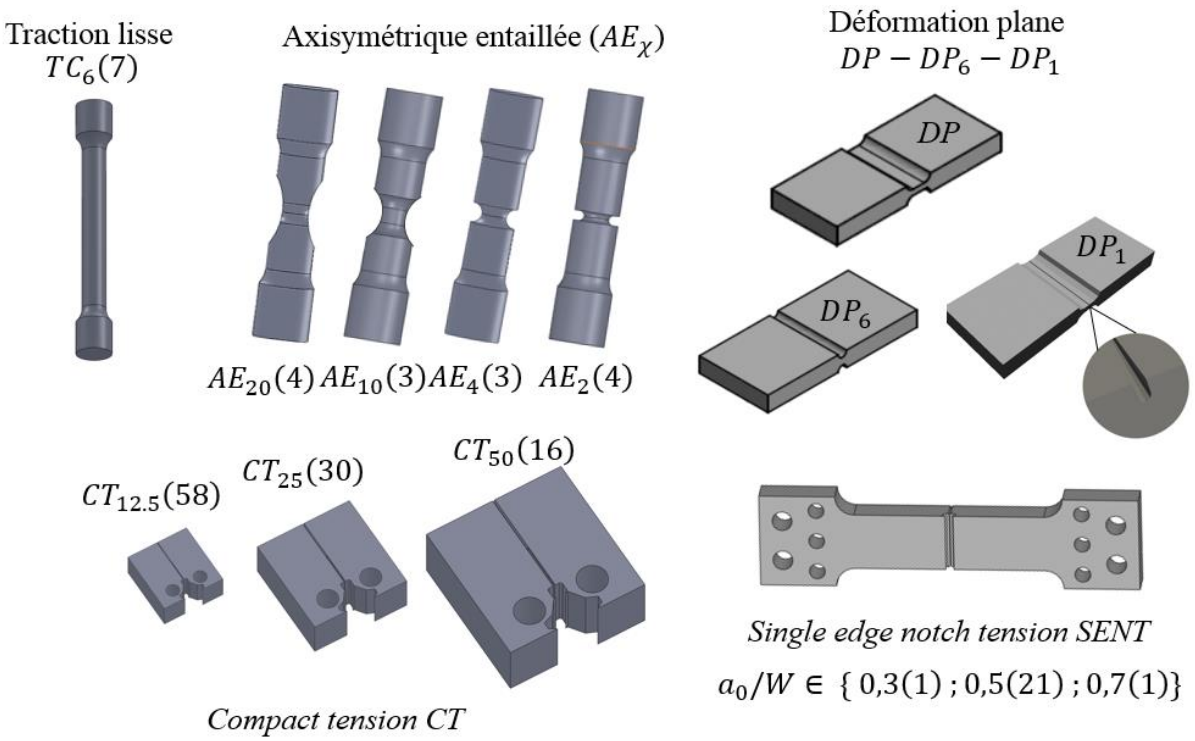


Figure 20 : Géométries des éprouvettes d'essais. Vue de près de l'entaille des éprouvettes DP_1. Les échelles sont fournies dans les plans en annexes (§B.2.1, B.2.2, B.2.3)

Dans le paragraphe suivant on s'intéressera à la présentation des essais effectués pendant la première année de thèse entre le laboratoire mécanique d'EDF R&D Les Renardières et le laboratoire du centre des matériaux à Evry. Cette présentation comportera le montage et les mesures effectuées sur chaque éprouvette et la description brève du déroulement de chaque essai.

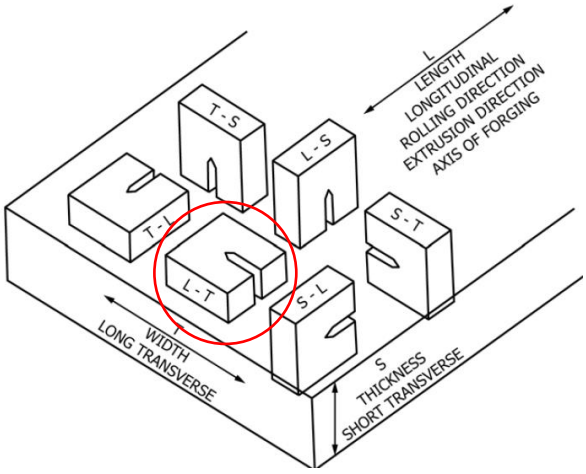


Figure 21 : Schéma des directions principales de la tôle. Le cercle rouge indique le prélèvement suivant la direction LT (ASTM-E1820, 2001)

***PEX* 2141 + 1987**										
¼ de la tôle sens : LT Traction sens L		Paramètres		Température °C						$TOTAL$
Eprouvettes		$B(mm)$	a_0/W	-150	-100	-75	-50	-20	$+20$	
	$CT_{12.5}$	12.5	0.5	12	20	-	21*	5*	-	26+32
	CT_{25}	25	0.5	-	16	-	14*	-	-	14+16
	CT_{50}	50	0.5	-	8	-	8	-	-	16
$\boldsymbol{TC}$	TC_6	-	-	2	1	-	1	1	2	7
$\boldsymbol{AE_\chi}$	AE_2	-	-	-	2	-	1	1	-	4
	AE_4	-	-	-	1	-	1	1	-	3
	AE_{10}	-	-	-	1	-	1	1	-	3
	AE_{20}	-	-	1	1	-	1	1	-	4
$\boldsymbol{SENT_{a_0/W}}$	$SENT_{0.3}$	30	0.3	-	-	-	-	1**	-	1
	$SENT_{0.7}$	30	0.7	-	-	-	-	1**	-	1
	$SENT_{0.5}$	30	0.5	-	10**		10**	1**	-	21
$\boldsymbol{DP_\eta}$	DP	-	-	-	1	-	1	1	-	3
	DP_6	-	-	-	1	-	1	1	-	3
	DP_1	-	-	-	-	-	-	2	-	2
* : $B_n = 0.8B$ et ** : $B_n = 0.9B$ (avec entailles latérales)										

CEA												
Traction sens L		Température °C										
Eprouvettes		-196	-170	-150	-136	-120	-100	-75	-50	-20	-15	20
$\boldsymbol{TC}$	TC_{10}	1	1	1	1	1	-	1	1	1	1	

Tableau 3 : Tableau sommaire détaillé des essais existants.

3.3 Procédures expérimentales

3.3.1 Essai de traction : TC

On teste les éprouvettes TC_6 pour avoir les courbes de tractions uni-axiales ainsi que les données matériaux : les limites d'élasticité et de rupture ($R_{p0.2}, R_m$).

- Montage et mesures

L'essai de traction consiste à appliquer un chargement axial sous forme d'un déplacement longitudinal du vérin avec une certaine vitesse qui caractérisera la vitesse de déformation de l'éprouvette. On mesure la force directement de la cellule de force fixée sur la machine et on l'associe à l'allongement mesuré par un extensomètre centré sur l'éprouvette (*Figure 22)*. Le dépouillement de l'essai permet d'avoir les courbes de traction : contrainte vraie en fonction de la déformation vraie, en plus de l'allongement à la rupture A% et de la striction à la rupture Z%. Ces essais ont été effectués dans le laboratoire d'Essais Mécaniques au centre EDF R&D Les Renardières.

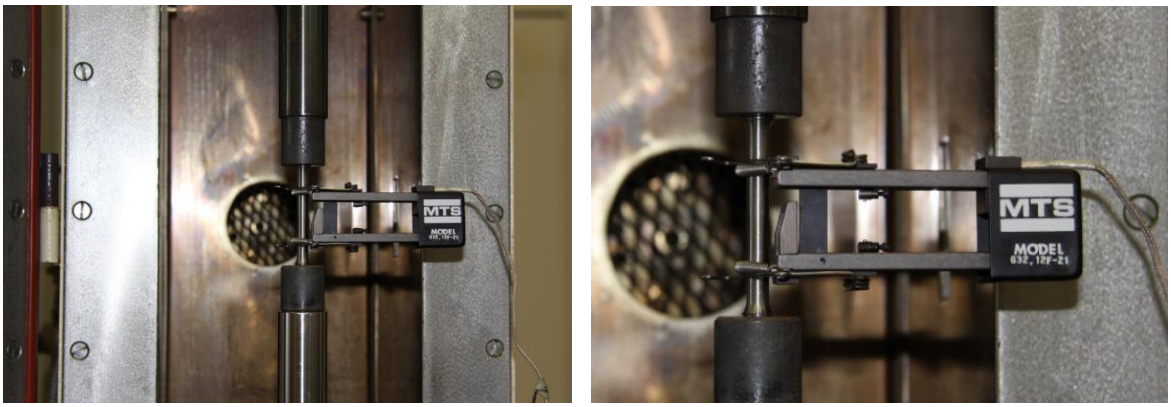


Figure 22 : Montage de l'éprouvette de traction et fixation de l'extensomètre axial

Pour avoir les courbes de traction, on utilise les relations classiques données dans l'équation (3.2) qui permettent de déterminer la contrainte vraie σ et la déformation vraie ϵ à partir de la force F et d'allongement ΔL :

$$\sigma = \frac{\mathrm{F}}{S_0}\left(1 + \frac{\Delta L}{L_0}\right) \quad \epsilon = \ln\left(1 + \frac{\Delta L}{L_0}\right) \tag{3.2}$$

$\Delta L(mm)$ est mesuré par l'extensomètre axial et L_0 est la base de mesure de l'extensomètre.

- Déroulement de l'essai

Les éprouvettes de traction lisses ont une longueur utile L_u égale à au moins 5 fois le diamètre d_0 avec $d_0 = 6mm$ (voir les plans en annexe §B.2). On choisit un extensomètre axial de base de mesure $L_b = 25mm$. L'éprouvette est marquée par un pointage tous les $5mm$ pour repérer la position de la striction après la rupture aussi bien que pour mesurer l'allongement à la rupture $\%A$. L'essai est piloté en déplacement sur une machine de traction servo-hydraulique de capacité $100kN$ (10 tonnes) en imposant une vitesse de déformation de $2.10^{-4}\,s^{-1}$. Chaque éprouvette est équipée au moment du montage de trois thermocouples collés dans trois endroits différents : au centre, en haut et en bas de la zone utile de l'éprouvette et le bas également. L'éprouvette est enfermée dans une enceinte étanche et est refroidie par l'injection d'azote liquide. Un microcontrôleur régule la température à l'intérieur de cette enceinte. Les températures de l'essai sont $+20°C, -20°C, -50°C, -100°C, -150°C$. Les essais à $-150°C$ ont été effectués dans le laboratoire de mécanique du centre des matériaux à Evry avec un suivi caméra de l'éprouvette pendant l'essai (Voir §3.3.2)

3.3.2 Essai de traction : AE

- Montage et mesures

L'essai sur les éprouvettes AE est un essai de traction qui permet d'étudier l'effet des triaxialité différentes sur l'amorçage et sur la rupture. On teste quatre rayons d'entailles différents $R_0 = 20, 10, 4, 2\,mm$ (voir les plans en annexes §B.2.1). Ces éprouvettes sont respectivement notées $AE_{20}, AE_{10}, AE_4, AE_2$. L'indice χ dans la notation AE_χ est un paramètre géométrique définit par :

$$AE_\chi \ ; \ \chi = 10\, R_0/\Phi_0 \qquad (3.3)$$

R_0, $\Phi_0 = 10mm$ sont respectivement le rayon de l'entaille et le diamètre de la section minimale. χ est un paramètre géométrique calculé à partir de l'équation (3.3). χ affecte la triaxialité τ de l'éprouvette. En effet, la triaxialité est plus élevée pour une entaille plus aigüe i.e. χ plus faible. On peut écrire : $\tau_{AE_{20}} < \tau_{AE_{10}} < \tau_{AE_4} < \tau_{AE_2}$.

Les éprouvettes sont montées par filetage et sont enfermées à l'intérieur d'une enceinte étanche (munie d'une vitre) pour la totalité de la durée du refroidissement et de l'essai. La température est mesurée par deux thermocouples soudés sur l'éprouvette. Au fur et à mesure que la sollicitation en traction augmente, le diamètre de base de l'éprouvette Φ se réduit jusqu'à la rupture. Le dépouillement de l'essai nous permet d'avoir la variation de la force mesurée directement par la cellule de force de la machine en fonction de la réduction diamétrale et en fonction de l'allongement qui sont deux mesures de la ductilité. Ces essais ont été effectués dans le laboratoire de mécanique du centre des Matériaux à Evry.

- Déroulement de l'essai

L'éprouvette est filmée à partir du début de l'essai par une caméra couleur qui prend une image toute les 2s. En effet, l'éprouvette est montée devant un fond d'une couleur distinct de la couleur de l'éprouvette et est illuminée à travers l'ouverture de l'enceinte de refroidissement par un éclairage frontal placé perpendiculairement à la vitre (*Figure 23*). De cette manière, on peut ultérieurement soustraire les contours de l'éprouvette du fond à tout instant de l'essai. Ceci est effectué par un traitement d'image qui permet de récupérer les contours de l'éprouvette pour mesurer la réduction diamétrale à laquelle on associe le niveau de force. L'allongement noté par ΔL est mesuré directement au cours de l'essai à l'aide d'un extensomètre axial d'une base $L_b = 27mm$ monté sur l'éprouvette et centré autour de l'entaille. L'acquisition automatique des images est assurée à l'aide d'un signal numérique sous forme d'un Trigger que la machine d'essai envoie à la caméra chaque deux secondes : le *Trigger* =1 veut dire 'une prise de photo', le *Trigger* = 0 veut dire 'pas de prise de photo'. L'enceinte est chauffée à une température de 60°C systématiquement avant de refroidir afin de sécher la chambre pour éviter le givrage pendant l'essai, qui peut fortement perturber la qualité des images.

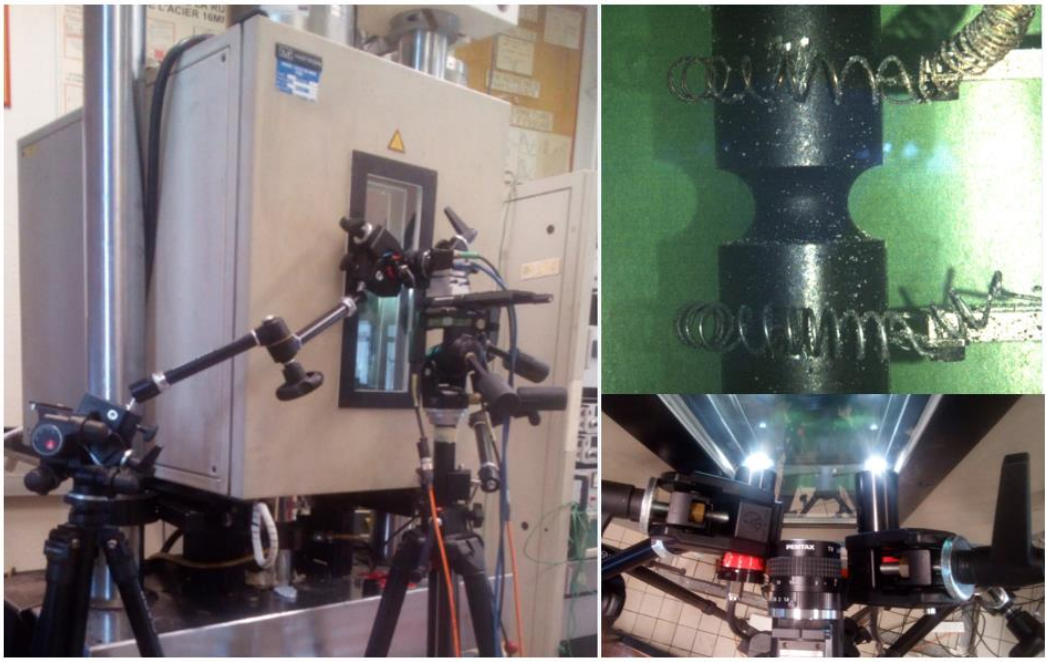


Figure 23 : Montage d'une éprouvette AE_4 à l'intérieur d'une enceinte de refroidissement. L'illumination est assurée par deux projecteurs placés frontalement contre la vitre et la prise des images est assurée par la caméra.

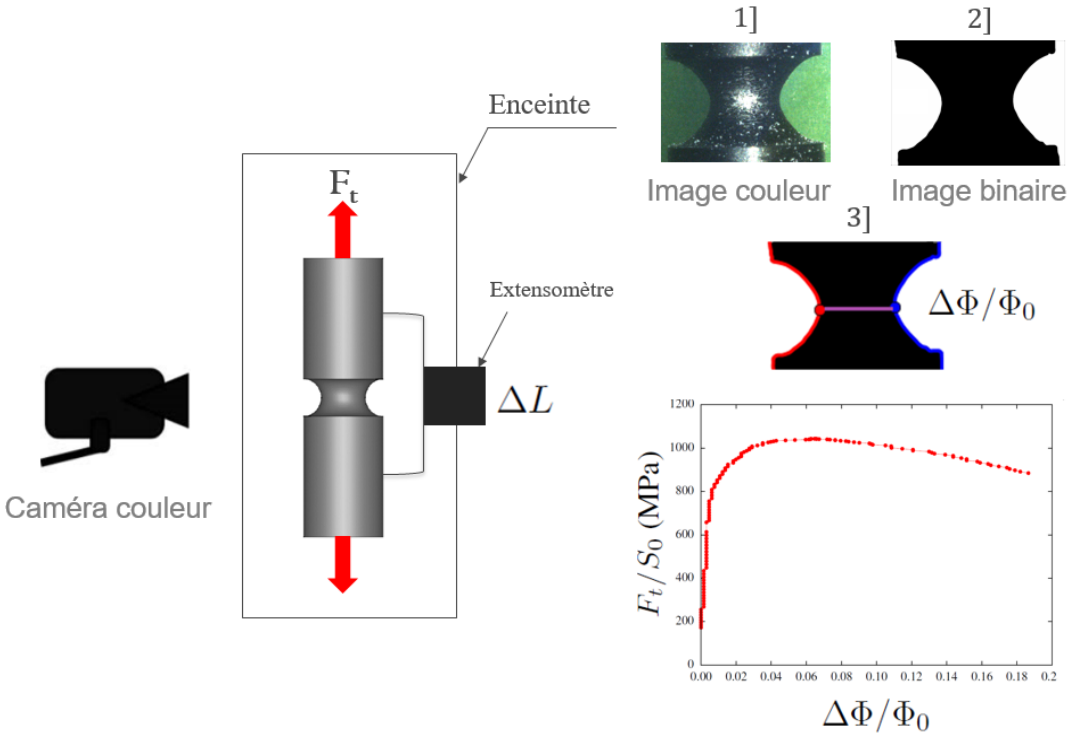


Figure 24 : Les étapes de Traitement des images d'essai

L'essai est contrôlé en déplacement du vérin avec une vitesse de 0.5mm/min. L'éprouvette est enfermée dans une enceinte étanche et est refroidie par l'injection de l'azote liquide jusqu'à ce que la température ciblée soit atteinte. Le refroidissement est maintenu entre 15 à 30min avant de lancer l'essai afin de s'assurer que la température de l'éprouvette est homogène. Un microcontrôleur régule la température à l'intérieur de cette enceinte. Les températures des essais sont $-20°C, -50°C, -100°C$ pour toutes les AE et -150°C uniquement pour l'éprouvette AE_{20}.

Les images enregistrées des essais AE ont été prétraitées dans une première étape par le logiciel libre-service *G'MIC* pour les transformer en images binaires en noir et blanc (Figure 24). Ensuite la détermination des contours et du diamètre de la section minimale Φ (définie comme la distance minimale entre les deux contours de l'éprouvette) est faite à l'aide d'un programme Python et à partir des images noir-blanc précédentes. On associe à chaque niveau de force F, un allongement ΔL et une réduction diamétrale $\Delta\Phi/\Phi_0 = 1 - (\Phi/\Phi_0)$. Dans la partie (§3.4) on s'intéresse à l'analyse des graphes : $F/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ et $F/S_0 - \Delta L$.

3.3.3 Essai de traction : DP (Déformation plane)

- Montage et mesures

L'essai de traction sur les éprouvettes DP permet d'étudier l'effet du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile. On teste trois types d'éprouvettes de déformation plane : DP, DP_6 et DP_1 (voir les plans en §B.2.1.3).

Les trois éprouvettes ont des triaxialités proches à celles des éprouvettes AE mais un paramètre de *Lode* différent $\mathcal{L} = 0$. Les éprouvettes $DP_6 - DP_1$ sont entaillées tandis que les éprouvettes DP ont une zone plane centrée de largeur $6.6mm$. Les rayons d'entailles des éprouvettes $DP_6 - DP_1$ sont respectivement $R_{DP_6} = 1.8mm$ et $R_{DP_1} = 0.2mm$. L'épaisseur minimale au niveau du centre des éprouvettes DP, DP_6 et DP_1 sont respectivement $e_0 = 3.3mm, 3mm, 2.1mm$ (voir les plans dans les annexes §B.2.1). Comme pour les éprouvettes AE_χ, l'indice η (équation (3.4)) dans la notation des éprouvettes de déformations planes entaillées DP_η est donné par :

$$DP_\eta \ ; \ \eta = 10\frac{R}{e_0} \tag{3.4}$$

η est un paramètre géométrique qui influence la triaxialité τ de l'éprouvette. En effet, la triaxialité augmente lorsque l'entaille devient plus aigüe i.e. η plus faible On a donc : $\tau_{DP} < \tau_{DP_6} < \tau_{DP_1}$. La géométrie de ces éprouvettes permet de satisfaire les conditions de déformations planes au centre. Les éprouvettes sont alignées par deux faisceaux de laser frontaux au début de l'essai. L'allongement est mesuré par deux extensomètres axiaux fixés de part et d'autre de chaque éprouvette. On usine quatre rainures supplémentaires (deux de chaque côté de l'éprouvette) pour fixer les extensomètres. La distance entre les deux rainures est notée L_0 avec $L_0 = 25mm$. Les couteaux des extensomètres sont montés sur ces rainures (Figure 25).

Avant de lancer chaque essai, on effectue systématiquement un test sur la mesure de $F - \Delta L$ enregistrée par les deux extensomètres. Ce test consiste en une charge/décharge dans le domaine élastique. Une différence des mesures entre les deux extensomètres signifie qu'un des deux extensomètres n'est pas bien fixé sur l'éprouvette et/ou l'éprouvette est inclinée par rapport à l'axe de chargement du vérin. La vitesse de déformation est $\boldsymbol{V}_{extenso} = 0.4mm/min$. On teste les deux éprouvettes $DP - DP_6$ aux températures $-20°C, -50°C, -100°C$ et l'éprouvette DP_1 uniquement à $-20°C$ (Tableau 4). On maintien le refroidissement 30min après l'atteinte de la température de l'essai pour s'assurer que la température de l'éprouvette soit homogène. Ces essais ont été effectués dans le laboratoire mécanique du centre des Matériaux à Evry.

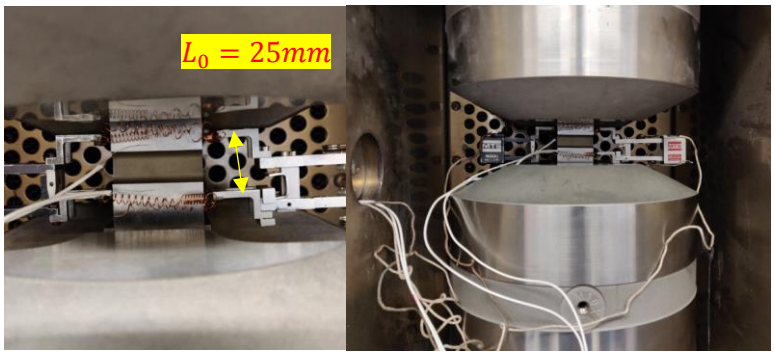


Figure 25 : Image d'une éprouvette DP montée dans la machine de traction à entre deux mords hydrauliques. Les extensomètres sont montés de part et d'autre de l'éprouvette.

	DP	DP_1	DP_6
$-20°C$	✓	✓	✓
$-50°C$	✓	✗	✓
$-100°C$	✓	✗	✓

Tableau 4 : Bilan des essais DP, DP_η effectués pour chaque température

3.3.4 Essai de rupture : CT (*Compact Tension*)

- Montage et mesures

L'essai sur les éprouvettes CT est un essai de propagation de fissure par l'application d'une sollicitation en traction uni-axiale. On teste 2 types d'épaisseurs : les éprouvettes $CT_{12.5}$ qui ont une épaisseur de $B = 12.5mm$ et les éprouvettes CT_{25} qui ont l'épaisseur $B = 25mm$. Ces deux éprouvettes sont homothétiques pour les autres dimensions et sont préfissurées. En effet, la préfissuration est une étape de préparation qui a pour but de créer une fissure initiale droite avec une certaine profondeur. Généralement on doit s'assurer que le ratio a_0/W où W est la largeur de l'éprouvette (voir les plans en annexes §B.2.2) est compris entre 0.45 et 0.55 (ASTM-E1820, 2001). La préfissuration permet également de supprimer la zone endommagée créée par l'entaille usinée par électroérosion. Plusieurs phénomènes ont été documentés dans la littérature en ce qui concerne la propagation d'une fissure dans un essai de rupture. Pour les éprouvettes avec une grande épaisseur, il a été observé que la fissure se propage plus rapidement au centre de l'éprouvette qu'au bord ou ce qu'on appelle le *Crack tunneling* (James and Newman, 2003) Dans le but d'avoir une fissure plane et un front de fissure droit on usine des entailles latérales sur nos éprouvettes avec $B_n = 0.8B$.

Les éprouvettes sont montées à l'intérieur d'une enceinte et sont refroidies suivant les préconisations de la norme (ASTM-E1820, 2001). On teste les éprouvettes $CT_{12.5}$ à $-50°C$ et à $-20°C$ et les éprouvettes CT_{25} à $-50°C$. La force est mesurée directement à travers la cellule de force tandis que l'ouverture est mesurée par l'extensomètre fixé sur les becs de l'éprouvette situés dans la ligne de charge. Ces deux mesures, en plus de la taille de fissure initiale, permettent de calculer le paramètre J_t en fonction de l'avancée ductile de la fissure qu'on note Δa. Afin de pouvoir mesurer la taille de la fissure a pour une ouverture donnée, on effectue des décharges partielles. La méthode des complaisances permet de déduire la taille a à partir de la pente de décharge. Ces essais ont été effectués au laboratoire Essais Mécaniques du centre EDF R&D les Renardières. L'ensemble des courbes forces-ouvertures et leur dépouillement en termes de $J_t - \Delta a$ sont fournies dans (§B.3,§B.5).

- Déroulement de l'essai

Les deux types d'éprouvettes ont été préfissurées à température ambiante. Il faut s'assurer que la préfissuration par fatigue s'effectue dans le régime élastique linéaire de rupture (*Linear Elastic Fracture*) ce qui signifie que la zone plastique en amont de la fissure reste très limitée en taille par rapport aux autres dimensions de l'éprouvette. Il faut donc fixer une limite sur le maximum de la charge tolérée pendant la préfissuration en fonction de $K_{JC_{pref}}$ finale qu'on ne devrait pas dépasser. La charge limite tolérable est notée P_m. Le rapport entre la charge minimale et la charge maximale pendant la préfissuration est notée par R et vaut 0.1. On cycle avec une fréquence de $20Hz$. Des entailles latérales de profondeur $0.05B$ sont usinées dans le plan de la fissure avant la préfissuration. Ces entailles sont reprises après la préfissuration pour atteindre une profondeur supplémentaire de $0.05B$ chacune. L'épaisseur réduite du ligament ainsi obtenue est donc de $0.8B$.

Lors des tests, les éprouvettes sont montées en liaison pivot avec le bras du vérin à l'aide de deux goupilles suffisamment rigides pour ne pas se déformer. On colle 4 thermocouples sur les 4 faces de l'éprouvette, ce qui signifie 4 signaux de mesures de température pour s'assurer de l'homogénéité de la température de l'éprouvette avant le début de l'essai. On maintient une durée de 20min de refroidissement après l'atteinte de la température ciblée. L'essai est conduit sur une machine servo hydraulique équipée d'une cellule de force de capacité $100kN$ (équivalent à 10 tonnes) pour les éprouvettes $CT_{12.5}$ et $250kN$ (équivalant à 25 tonnes) pour les éprouvettes CT_{25}.

Les éprouvettes $CT_{12.5}$ et CT_{25}(voir les plans en annexe §B.2.2.) ont été équipées d'extensomètre axial de base $L_b = 3.2mm$ pour les $CT_{12.5}$ et $L_b = 4.3mm$ pour les CT_{25}. L'extensomètre est fixé sur les becs internes de l'éprouvette au même niveau de l'axe de chargement ce qui permet de mesurer l'ouverture : *Crack Mouth Opening Displacement* (*CMOD*). Une fois la mise en place terminée, on précharge l'éprouvette à un niveau de force de traction $F_0 = 0.3kN$ pour les $CT_{12.5}$ et $F_0 = 1kN$ pour les CT_{25} et on le maintien pendant le refroidissement. On pilote l'essai en déplacement en respectant une vitesse d'ouverture de l'extensomètre de $\boldsymbol{V}_{extenso} = 0.2mm/min$ et on vérifie la taille initiale de la fissure a_0 en appliquant 3 rampes initiales à 60%, 80%, 100% de la charge finale de préfissuration.

Au cours de l'essai, les décharges sont effectuées systématiquement chaque $\Delta CMOD = 0.1mm$ ou chaque $\Delta Force = 3kN$ et on décharge de 20% de la force atteinte. On effectue trois cycles charge/décharge par décharge partielle. Finalement on suit la procédure décrite dans la norme (ASTM-E1820, 2001) pour le dépouillement de ces essais.

3.3.5 Essai de rupture : *SENT* (*Single Edge Notched Tension*)

- Montage et mesures

On teste les éprouvettes *SENT* (*Single Edge Notched Tension*) en traction axiale avec des décharges partielles. Les éprouvettes sont préfissurées pour avoir un $a_0 \in \{4.5; 7.5; 10.5\}\, mm$ ce qui nous permet d'avoir trois ratios a_0/W différents : i.e. $a_0/W = 0.3; 0.5\,; 0.7$. La température d'essai pour chaque profondeur de défaut est donnée ci-dessous (Tableau 5) :

a_0/W	-20°C	-50°C	-100°C
0.5	✓	✓	✓
0.3	✓	✗	✗
0.7	✓	✗	✗
Δ_{CMOD}	150µm	150µm	75µm

Tableau 5 : Bilan des essais *SENT* effectués pour chaque température. Δ_{CMOD} est l'écart de $CMOD$ entre deux décharges partielles consécutives.

Les éprouvettes sont montées sur la machine et fixées à l'aide des boulons (voir Figure 26). On usine des entailles latérales de $2 \times 5\%$ de l'épaisseur $B = 30mm$ de l'éprouvette i.e. $B_N = 27mm$ (voir les plans dans §B.2.3). On utilise un extensomètre axial de base $L_b = 4.3\ mm$ pour mesurer l'allongement. Des décharges partielles sont effectuées systématiquement quand Δ_{CMOD} atteint les valeurs précisées dans le Tableau 5 ou quand $\Delta F = 15kN$ et on décharge jusqu'à 20% de moins de la force maximale atteinte. L'essai est piloté en ouverture en respectant une vitesse d'ouverture de l'extensomètre de $\boldsymbol{V}extenso = 0.4mm/min$. On détaille la procédure de dépouillement en annexes (§B.5)

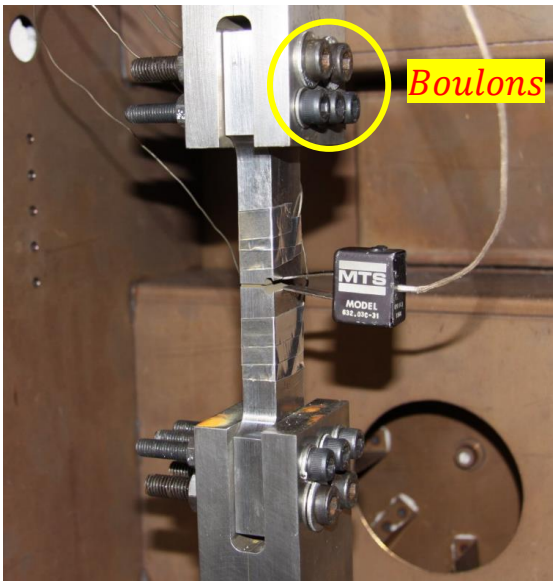


Figure 26 : Image du montage de l'éprouvette $SENT_{0.5}$

Le dépouillement des essais $CT, SENT$ nous permettra d'avoir les courbes de résistance à la propagation de fissure $J_t - \Delta a$ et les valeurs de ténacités des éprouvettes rompues dans le domaine fragile. On présentera une analyse de l'effet de température et de la géométrie sur les courbes $J_t - \Delta a$ et $K_{JC} - T$ dans le chapitre suivant (§3.4.3).

Après avoir présenté les hypothèses de chaque essai et les mesures effectuées sur chaque éprouvette, on propose dans le chapitre suivant d'analyser l'ensemble de ces mesures et de les comparer par type de géométrie et par température. On distingue dorénavant deux catégories d'éprouvettes : les éprouvettes non fissurées : TC, AE, DP et les éprouvettes fissurées : $CT, SENT$.

3.4 Résultats expérimentaux

3.4.1 Eprouvettes non fissurées : $TC_6, AE_\chi, DP, DP_\eta$

On présente les courbes de traction conventionnelles pour des températures allant de $+20°C$ jusqu'à $-150°C$ dans la Figure 27. On constate que ces courbes présentent un palier de *Piobert-Lüders* (zone où la force est constante). Ce palier traduit une forme d'hétérogénéité de déformation plastique à l'échelle macroscopique abondamment étudiée dans la littérature parmi d'autres type d'instabilités (Piobert *et al.*, 1842; Luders, 1860; Le Chatelier, 1909; Portevin and Le Chatelier, 1923; Baird, 1963; Lacombe, 1985). Le palier de Lüders est dû au vieillissement statique du matériau. Les dislocations sont initialement ancrées par une atmosphère d'atomes de carbone. Le palier de Lüders correspond au désencrage des dislocations et se traduit par une déformation hétérogène sous forme d'une ou plusieurs bandes de localisation qui se déplacent le long de l'éprouvette. On remarque que la largeur du palier de *Lüders* décroit en fonction de la température. L'écrouissage du matériau est dû aux mécanismes de durcissement classiques.

La force croit jusqu'à atteindre une valeur maximale. Une nouvelle instabilité qu'on désigne par *diffuse necking* ou striction prend place en créant une entaille dans l'éprouvette. La section portante réduit jusqu'à la rupture. A partir de ce moment les champs de déformations ne sont plus uniformes dans cette région de striction et un nouvel état triaxial des contraintes apparait. Plus loin, la force chute brutalement au moment de la rupture totale de l'éprouvette.

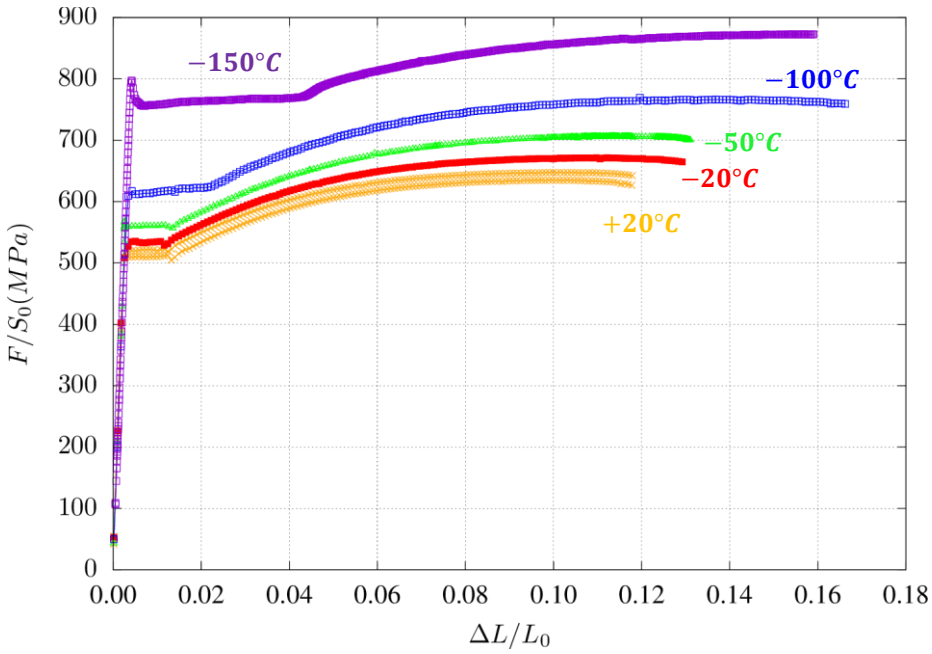


Figure 27 : Courbes de traction exprimées en termes des contraintes et déformations à $20°C, -20°C, -50°C, -100°C, -150°C$.

Après la striction, les déformations ne sont plus homogènes et l'état des contraintes est triaxial. La contrainte équivalente de von Mises peut être reliée à la contrainte nominale grâce à l'approximation de Bridgman (Bridgman, 1952). Dans notre cas, on se servira des essais AE_χ pour identifier le comportement au-delà de la striction.

On compare également les limites d'écoulement $R_{p0.2}$ à 0.2% de la déformation plastique et les limites de rupture R_m en fonction de la température (Figure 28). Les données de traction dépouillées de nos essais (*PEX* 2141) sont en bon accord avec les résultats obtenus par le *CEA*. Les essais *CEA* ont été conduits sur des éprouvettes TC_{10} prélevées dans la même tôle mais dans un sens *L* à la mi-épaisseur de la tôle (½ de l'épaisseur) (voir les annexes §B.1). Ces éprouvettes ont été testées avec une vitesse $0.5mm/min$ légèrement différente de la nôtre $0.6mm/min$.

Les essais de traction réalisés étant peu adaptés à la mesure du module de Young, nous utiliserons par la suite les modules élastiques par température extraits de la note des essais du CEA (§3.2.1)(voir le Tableau 7).

Au regard de la cohérence des comparaisons (Figure 28), on conclut que le lieu de prélèvement des éprouvettes de traction n'a pas d'effet considérable sur les résultats de traction (même remarque dans (Hajjaj, 2006)). On résume dans le Tableau 6 et Tableau 7 les données de tractions dépouillées.

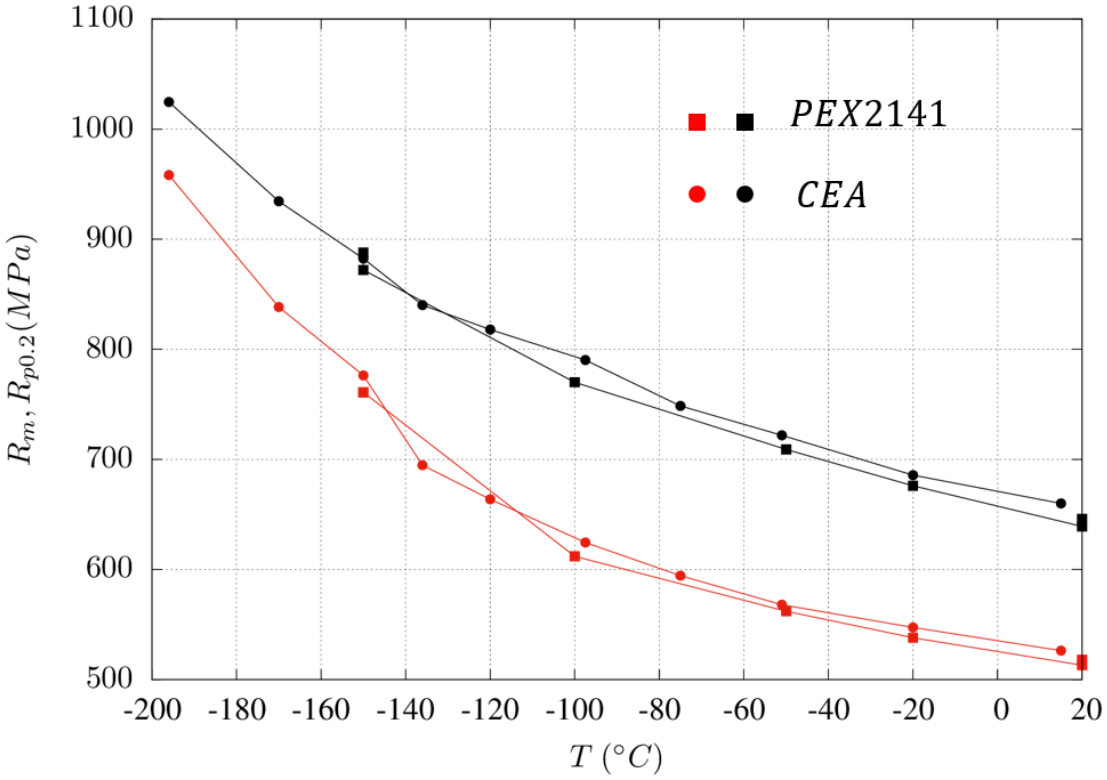


Figure 28 : la limite d'élasticité $R_{p0.2}$ et la limite de rupture R_m comparés à différentes températures

	15°C	-20°C	-51°C	-75°C	-97.5°C	-120°C	-136°C	-150°C
$R_{p0.2}\ (MPa)$	526.2	547.3	567.9	594.3	624.5	663.8	694.7	776.2
$R_m\ (MPa)$	660.0	685.7	721.19	748.5	790.3	817.9	840.2	882.5
$\sigma_Y = (R_m + R_{p0.2})/2$	593.1	616.5	644.54	671.4	707.4	740.85	767.45	829.35
$E(GPa)$	205.3	206.2	207.1	207.9	208.9	209.7	210.5	211.1

Tableau 6 : Paramètres de traction des essais conduits à CEA (§3.2.1)

	20°C	20°C	-20°C	-50°C	-100°C	-150°C	-150°C
$R_{p0.2}\ (MPa)$	518	513	538	562	612	761	-
$R_m\ (MPa)$	646	639	676	709	770	872	888
$\sigma_Y = (R_m + R_{p0.2})/2$	582	576	607	635.5	691.0	816.5	-

Tableau 7 : Paramètres de traction des essais du programme expérimental de la thèse

Dans la *Figure 29*, on présente les graphes $\mathrm{F/S_0} - \Delta\mathrm{L}$ et $\mathrm{F/S_0} - \Delta\Phi/\Phi_0$ des éprouvettes AE_χ testées. Ces courbes montrent que la force décroit en fonction de χ et donc augmente en fonction de la triaxialité. On peut vérifier cette tendance dans la formule de Bridgman (Bridgman, 1952) suivante :

$$\frac{F}{S_0} = \beta\left(1 - \frac{4R}{\Phi_0}\right)\log\left(1 + \frac{\Phi_0}{4R}\right) \qquad (3.5)$$

R est le rayon de l'entaille déformée. Cette formule suppose que les déformations sont homogènes et que les contraintes ont le même ordre de grandeur dans la section minimale (loin des bords).

A température donnée, la force croit avec la triaxialité de l'éprouvette tandis que les mesures finales $\Delta\Phi_\mathrm{f}/\Phi_0\,, \Delta L_f$ décroissent (Figure 29). Autrement dit, la ductilité (mesure de $\Delta\Phi_\mathrm{f}/\Phi_0\,, \Delta L_f$) décroit lorsque la triaxialité augmente.

Pour les éprouvettes $AE_{2,4,10}$ testées entre $-100°C$ et $-20°C$, les mesures finales $\Delta\Phi_\mathrm{f}/\Phi_0\,, \Delta L_f$ sont peu sensibles à la température (voir illustration Figure 30). Pour les éprouvettes AE_{20}, le constat est identique pour l'allongement à rupture ΔL_f mais pas pour la réduction diamétrale $\Delta\Phi_\mathrm{f}/\Phi_0$ (éprouvetes AE_{20} dans la Figure 31). On met en doute les mesures $\Delta\Phi_\mathrm{f}/\Phi_0$ de l'éprouvette AE_{20} et on chosit de ne pas les considérer par la suite[1]. La ductilité ne dépend donc pas de la température dans l'intervalle $T \in [-100°C, -20°C]$.

Finalement, le refroidissement conduit à l'augmentation de la limite d'écoulement du matériau et donc à l'augmentation du niveau de force (Figure 30).

La normalisation des courbes (Figure 29) par la donnée $\sigma_Y S_0$ (S_0 est la section initiale) pour chaque température permet de définir une courbe maitresse pour chaque géométrie AE (Figure 31) c.à.d. que toutes les courbes se ramènent à une seule courbe indépendante de la température. On peut voir que la normalisation des courbes DP et DP_6 permet de définir une courbe maîtresse également (Figure 32). Cette courbe maîtresse ne dépend donc que de la géométrie. L'existence de cette courbe maîtresse signifie que la surface d'écrouissage à une température donnée T est proportionnelle à $\sigma_Y(T)$. Par conséquent, il suffit d'identifier les paramètres d'écrouissage à $-20°C$ pour déduire les paramètres à $-50°C$, $-100°C$ et à $-150°C$.

Les contraintes calculées étant proportionnelles à σ_Y la contrainte hydrostatique $\frac{1}{3}\sigma_{kk}$ et la contrainte équivalente σ_{eq} le sont aussi. La triaxialité définie comme le rapport de ces deux grandeurs éliminera la contribution de σ_Y et donc éliminera la dépendance à la température. La triaxialité ne dépend que de la géométrie de l'éprouvette.

[1] Ces essais sont réalisés dans les conditions dégradées liées à la situation sanitaire (Covid)

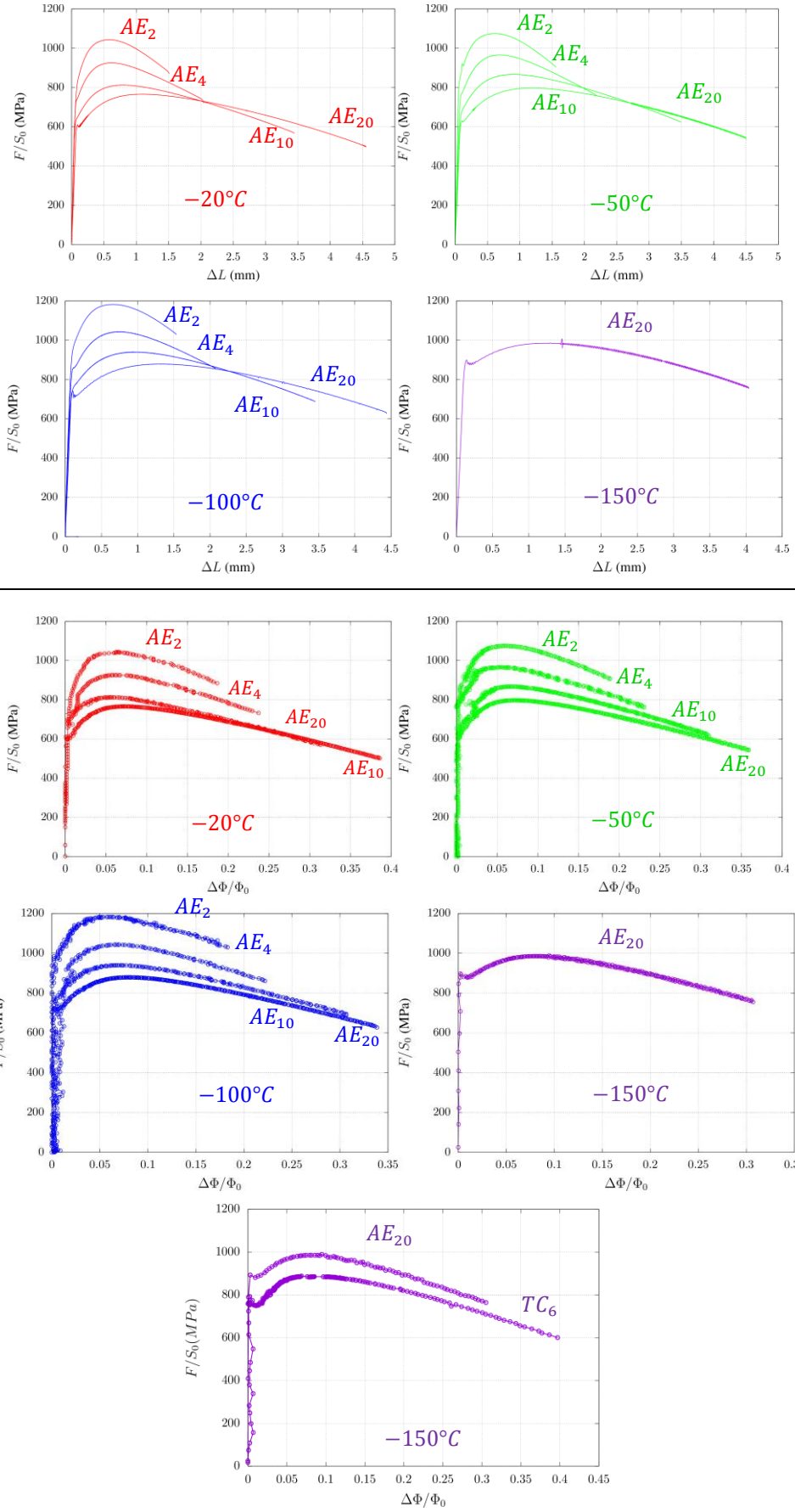


Figure 29 : La force mesurée en fonction de la réduction diamétrale et de l'allongement aux températures $T = -20°C$, $T = -50°C$, $T = -100°C$, $T = -150°C$.

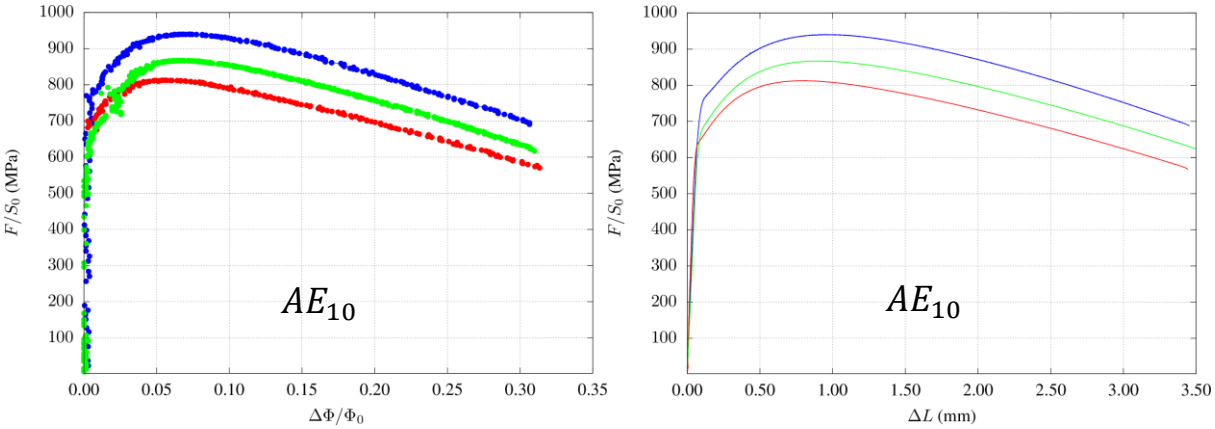


Figure 30 : Comparaison à $-20°C, -50°C, -100°C$ de la force mesurée sur l'éprouvette AE_{10} en fonction de $\Delta\Phi/\Phi_0$ et de ΔL

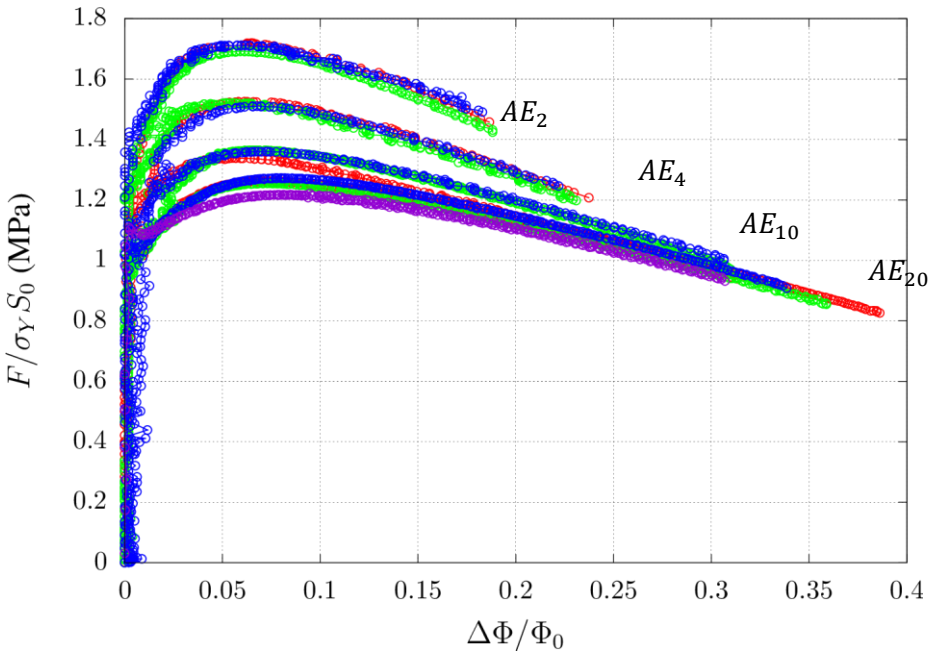


Figure 31 : la force normalisée par $\sigma_Y S_0$ en fonction de la réduction diamétrale à $-20°C$, $-50°C$, $-100°C, -150°C$.

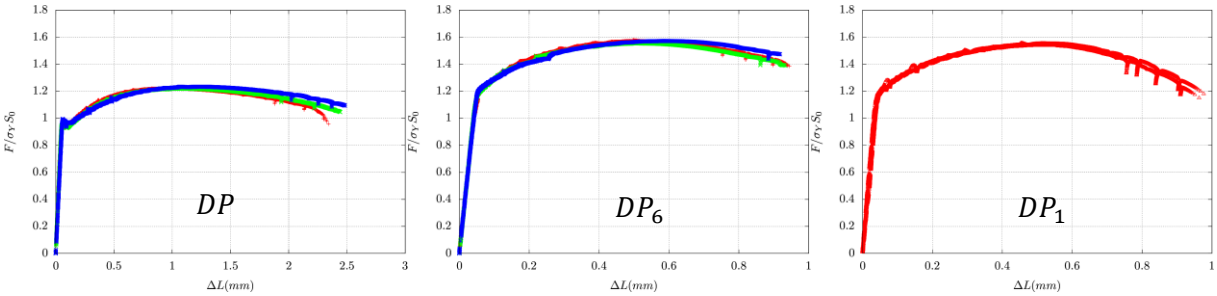


Figure 32 : La force normalisée par $\sigma_Y S_0$ en fonction de l'allongement ΔL pour les éprouvettes DP, DP_6 et DP_1 à $-20°C$, $-50°C$, $-100°C$

On présente dans la Figure 33, l'évolution de $A\%$ (Allongement à rupture) et $Z\%$ (Striction à rupture) en fonction de la température des essais de traction, qu'on compare avec les données de traction du CEA (§3.2.2). On remarque qu'au niveau de la mesure Z% une légère différence est observée entre les deux campagnes d'essais, pourtant ce n'est pas le cas pour l'allongement à la rupture. En général, on observe que les valeurs sont constantes dans l'intervalle $[-150°C, +20°C]$.

On remarque que l'éprouvette DP est plus ductile que l'éprouvette DP_6 qui est à son tour plus ductile que l'éprouvette DP_1 (au regard des ΔL_{final} dans Figure 32). Comme $\tau_{DP} < \tau_{DP_6} < \tau_{DP_1}$ à cause de la présence de l'entaille dans l'éprouvette DP_6 et dans l'éprouvette DP_1 (entaille plus aigüe que celle de DP_6), on conclut que la ductilité diminue quand la triaxialité augmente ce qui est en accord avec les observations sur les éprouvettes AE_χ.

Toutes les éprouvettes AE_χ ont rompu brutalement un moment donné de l'essai ce qui signifie que la caméra n'a réellement capté que $\Delta\Phi/\Phi_0$ d'amorçage qui est différent de la mesure finale après la rupture de l'éprouvette. La mesure $\Delta\Phi/\Phi_0$ à l'amorçage dépend de l'éprouvette et pas de la température (remarque précédente : Figure 34, Figure 30). Cette remarque signifie que l'amorçage se produit lorsqu'on atteint un certain niveau de déformation. L'amorçage est donc contrôlé en déformation ce qui suggère un amorçage ductile. Cette dernière hypothèse sera confirmée par les observations au *MEB* des faciès de rupture (§4). La réduction diamétrale à rupture (mesurée sur les faciès de rupture : symboles vides dans la Figure 34) est légèrement différente de celle d'amorçage.

L'éprouvette AE_4 présente une mesure $\Delta\Phi/\Phi_0$ à rupture plus élevée à $-50°C$ par rapport à $-20°C$ contrairement à l'éprouvette AE_2. Cette différence peut être expliquée à partir de l'observation du mécanisme conduisant à la rupture de ces deux éprouvettes à $-20°C$ et à $-50°C$ (voir les observations *MEB* au §4). Les données de ces graphes (Figure 32, Figure 34) sont présentées en annexe (§B.3).

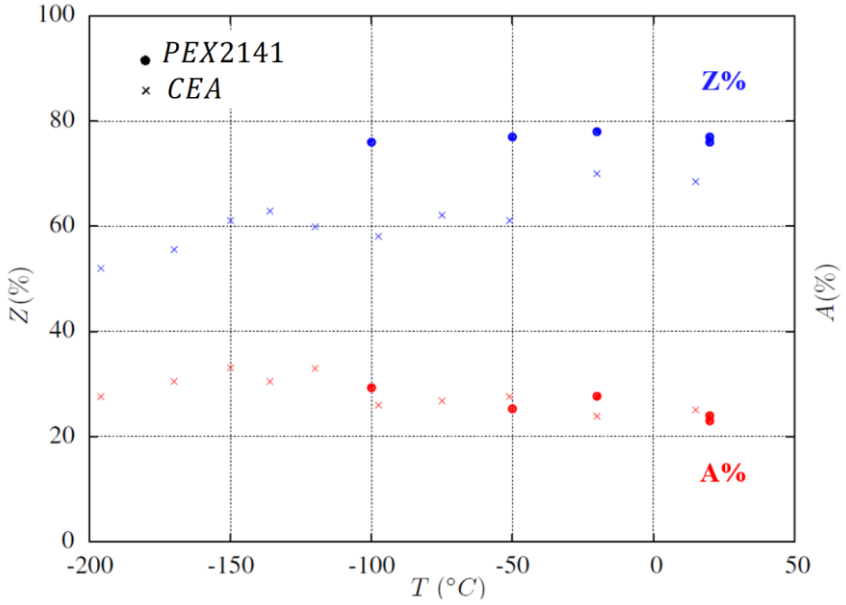


Figure 33 : la variation de l'allongement et la striction à la rupture en fonction de la température

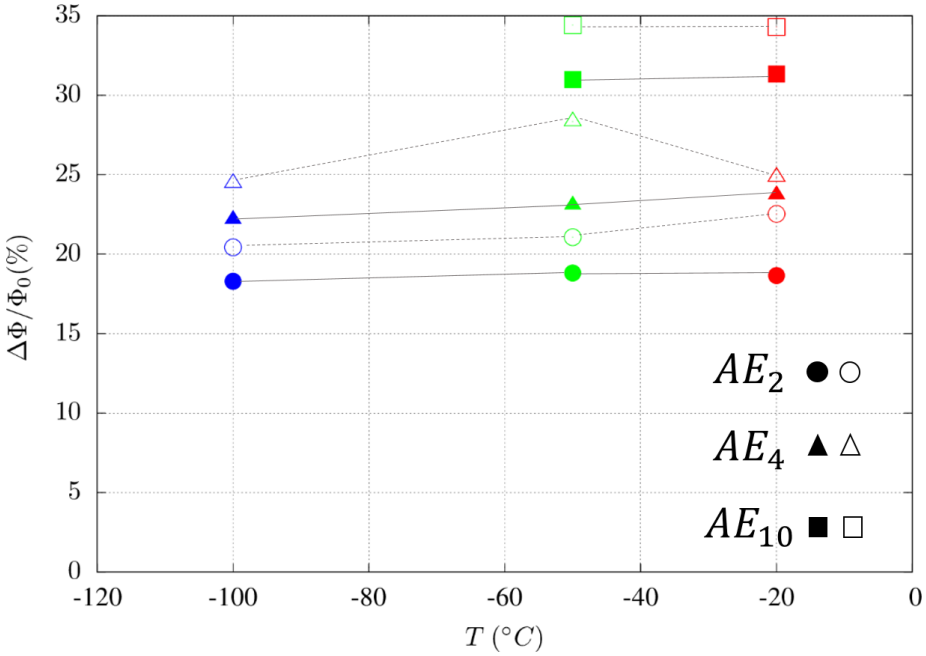


Figure 34 : la réduction diamétrale relative $\Delta\Phi/\Phi_0$ en fonction des températures : $-20°C$, $-50°C$, $-100°C$. Les symboles pleins sont les dernières mesures des courbes $F/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$ (Figure 29). Les symboles vides représentent les mesures prises directement sur les faciès des éprouvettes rompues. L'éprouvette AE_{10} à $-100°C$ présente un cas particulier de délaminage (cas unique). La ductilité correspondante à cette éprouvette n'est pas présentée dans ce graphe (voir image du faciès en annexe §B.3)

Remarque

La chute lente de la force à un moment donné de l'essai ne traduit pas le début de l'endommagement. En effet, la force chute parce que la section diminue assez rapidement et l'écrouissage ne permet pas de compenser cette réduction. On peut s'en convaincre en traçant non pas la force ramenée à la section initiale mais à la section à un instant t notée S_t. S_t peut être déduite de $\Delta\Phi$. Figure 35 nous permet de voir que la contrainte nominale $\bar{\sigma} = F/S_t$ croit à cause de l'écrouissage du matériau. La saturation de l'écrouissage ne permet pas de maintenir un niveau de force croissant lorsque S_t diminue rapidement. La force chute en conséquence.

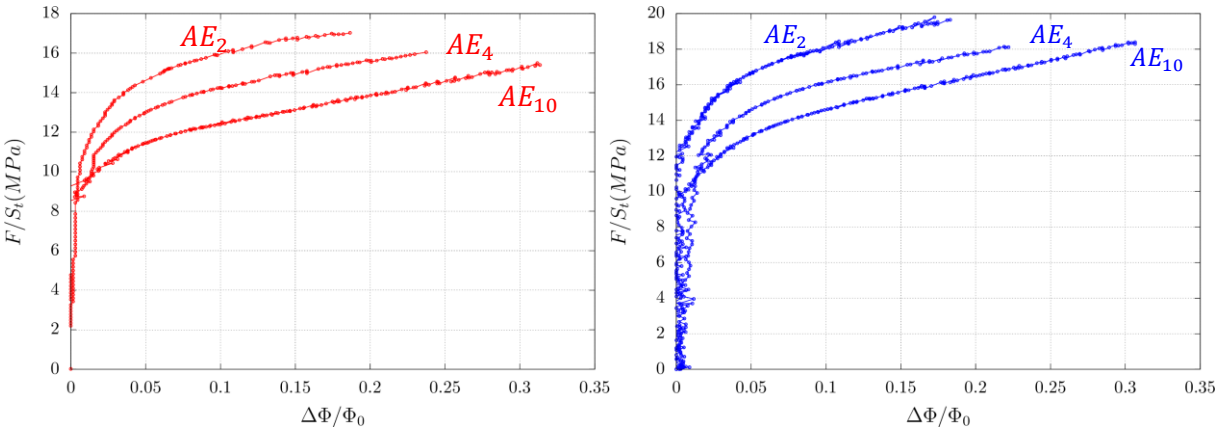


Figure 35 : La force ramenée à la section actuelle S_t en fonction de la réduction diamétrale à $T = -100°C$ et à $T = -20°C$

3.4.2 Conclusion partielle sur les éprouvettes non fissurées

Dans ce paragraphe une première analyse des essais sur les éprouvettes non-fissurées a été présentée. Les courbes de traction conventionnelles et les données matériaux sont dépouillées. Les données de tractions $R_{m,}R_{p0.2}$ sont en bon accord avec les résultats des essais du CEA. On a montré que la ductilité suit une tendance décroissante en fonction de la triaxialité dans l'intervalle de température $[-100°C, -20°C]$. On a également noté que la ductilité de ces éprouvettes aussi bien que celle des éprouvettes $DP - DP_\eta$ est indépendante de la température. Cette remarque nous permet d'émettre l'hypothèse d'un amorçage de nature ductile à toutes les températures, hypothèse qui sera confirmée par des observations fractographiques dans le chapitre (§4).

Ensuite, la normalisation de la force par la mesure $\sigma_Y = 0.5(R_{p0.2} + R_m)$ permet de mettre en évidence l'existence d'une courbe maîtresse indépendante de la température. Ceci signifie que la surface d'écrouissage à température $T \in [-100°C, -20°C]$ donnée est proportionnelle à $\sigma_Y(T)$. Ce résultat nous permettra d'identifier les paramètres de la loi de plasticité (voir le paragraphe §5.1) à $-20°C$ uniquement et de pouvoir déduire les paramètres aux autres températures à partir de cette identification.

Finalement, une conséquence immédiate de l'existence d'une courbe maîtresse est l'indépendance de la triaxialité à la température au même titre que la ductilité. La triaxialité est donc une grandeur physique qui caractérise la géométrie.

3.4.3 Eprouvettes fissurées : $CT_B, SENT_{a_0/W}$

On présentera dans cette partie les résultats expérimentaux des éprouvettes $CT_{12.5}, CT_{25}, CT_{50}$ et $SENT_{0.3}, SENT_{0.5}, SENT_{0.7}$ testées à $-20°C$, $-50°C$, $-100°C$ et $-150°C$ (voir §3.2.1, §3.3.4 et §3.3.5). On s'intéresse à l'effet de température et de géométrie sur les courbes $J_t - \Delta a$ des éprouvettes pour lesquelles on observe une déchirure ductile et ensuite, on regardera l'effet de ces deux paramètres (température et géométrie) sur les ténacités des éprouvettes rompues en mode fragile.

3.4.3.1 Effet de la température et de la géométrie sur les courbes $J_t - \Delta a$

- Analyse de l'effet de température

Dans cette partie on analyse les résultats d'essais des éprouvettes CT et $SENT$. On présentera les courbes force-ouverture et $J_t - \Delta a$ ainsi que les valeurs des ténacités dépouillées en fonction de la température pour toutes les éprouvettes.

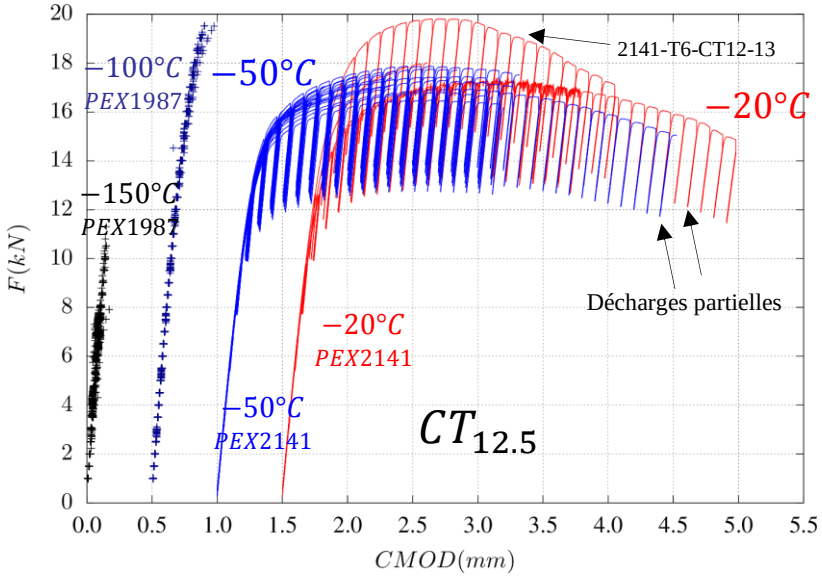


Figure 36 : les courbes force-ouverture de l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-50°C, -20°C$ comparées avec les essais à $-100°C$ et à $-150°C$ disponible dans la base expérimentale. Les courbes sont décalées pour faciliter la lecture. L'éprouvette « 2141-T6-CT12-13 » est rompue dans le domaine fragile.

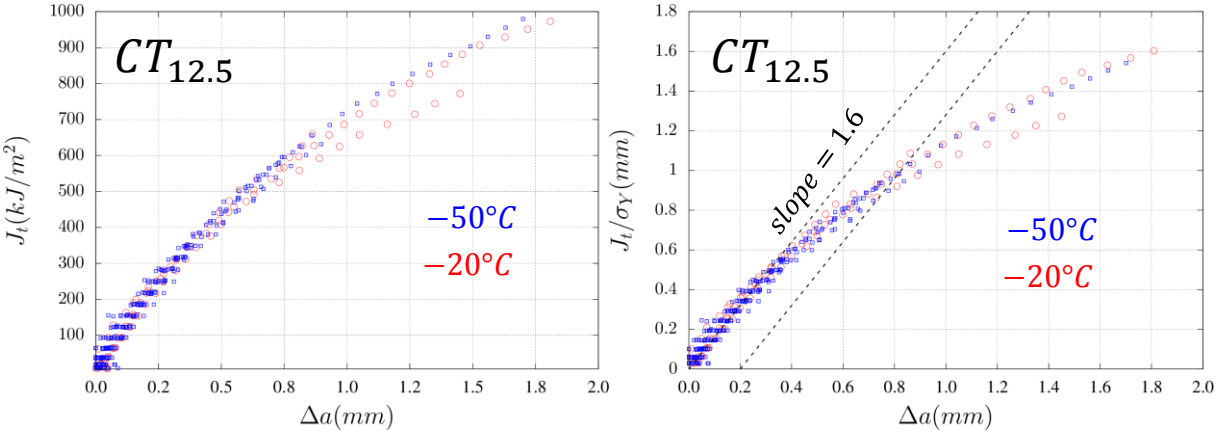


Figure 37 : Courbes $J_t, J_t/\sigma_Y - \Delta a$ des éprouvettes $CT_{12.5}$ à $-20°C$ et à $-50°C$. Les droites en pointillées sont respectivement la tangente initiale des courbes (la droite d'émoussement) et le décalage de cette droite à $\Delta a = 0.2mm$. la droite décalée nous permet de calculer le paramètre $J_{0.2}/\sigma_Y \approx 0.8mm$. La pente de la tangente est 1.6 et est peu sensible à la température.

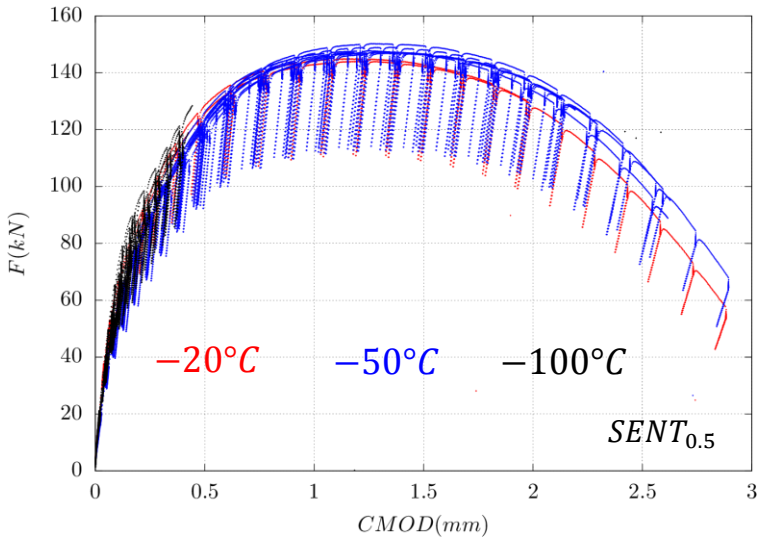


Figure 38 : Les courbes force-ouvertures des essais $SENT_{0.5}$ qui a 50% de profondeur de défaut.

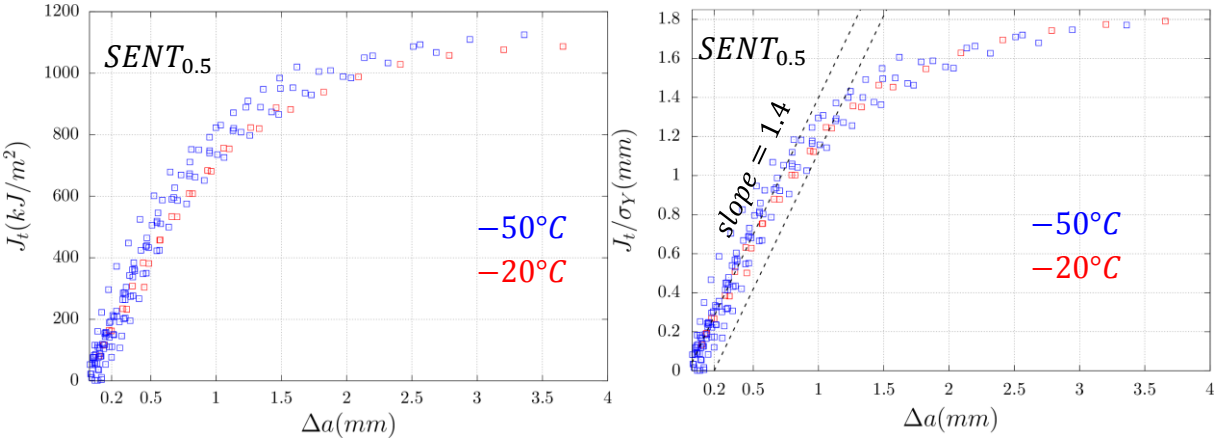


Figure 39 : Courbes $J_t, J_t/\sigma_Y - \Delta a$ des éprouvettes $SENT_{0.5}$ à $-20°C$ et à $-50°C$. Les droites en pointillées sont la tangente initiale et le décalage de cette droite à $\Delta a = 0.2mm$. la droite décalée nous permet de calculer le paramètre $J_{0.2}/\sigma_Y = 1.2mm$. La pente de la tangente est 1.4 et peu sensible à la température.

On remarque que le refroidissement a un effet limité sur le niveau de force (comparaison entre $-20°C$ et $-50°C$ dans Figure 36, Figure 38). En revanche le régime de rupture est considérablement affecté par la température. À $-150°C$, la rupture a eu lieu dans la partie linéaire de la courbe (*Linear elastic fracture*) tandis qu'à $-100°C$ la rupture a eu lieu au début de la non linéarité de la courbe (La plasticité est confinée : S*mall scale yielding*). En revanche, aux deux températures $-50°C$ et $-20°C$, la rupture a eu lieu dans la partie non linéaire de la courbe $F - CMOD$ (*Large scale yielding*). La température favorise donc naturellement la déchirure ductile.

Les valeurs de J_t sont légèrement plus grandes à $-50°C$ qu'à $-20°C$. La pente de la droite d'émoussement et le paramètre $J_{0.2}$ sont proportionnels à σ_Y et suivent la même tendance (courbes $J_t - \Delta a$ des Figure 37, Figure 39). La normalisation de J_t par σ_Y ne montre pas un changement notable par rapport aux courbes $J_t - \Delta a$ vue que les valeurs $\sigma_Y(-50°C), \sigma_Y(-20°C)$ sont assez proches (Tableau 7). Néanmoins, compte tenu de la dispersion présente dans ces essais, on peut considérer que la grandeur normalisée J_t/σ_Y est peu sensible à la température. Il a été montré que cette gradeur est proportionnelle au $CTOD$ (*Crack Tip Opening Displacement*) (Shih, 1981). Le fait que J_t/σ_Y est très peu sensible à la température signifie que le $CTOD$ associé l'est également. Par conséquence, la ductilité (la dernière mesure du $CTOD$ avant chaque déchirure) ne dépend pas de la température. Cette remarque est en accord avec les résultats des essais AE_χ(§3.4.1). On en conclut que le processus de la déchirure ductile est

indépendant de la température ce qui nous permettra de simplifier la modélisation de l'endommagement dans le chapitre (§5.3) en adoptant des paramètres indépendants de la température. La même conclusion est relevée dans les travaux de (Rossoll, 1998; Hausïld, 2002) sur les éprouvettes *Charpy*. Il a été constaté dans (Hausïld, 2002) que l'évolution de longueur de la déchirure ductile Δa_{max} en fonction du déplacement à rupture semble être la même pour toutes les températures. L'auteur conclut que la température n'a pas d'effet sur la propagation ductile.

Finalement on note que la pente de la droite d'émoussement des éprouvettes CT est légèrement différente de la valeur de 2 préconisée par la norme *ASTM* (ASTM-E1820, 2001). Par ailleurs, les pentes des éprouvettes CT et $SENT$ (Figure 37, Figure 39) sont en accord avec les résultats de la modélisation (§6) :

$$\frac{J}{\sigma_Y} = \frac{CTOD}{d_\infty} \tag{3.6}$$

Pendant l'émoussement, le $CTOD$ peut-être approchée au Δa. La pente d'émoussement est représentée par le terme $1/d_\infty$. Suite aux résultats de modélisation (voir Figure 91 dans §6.2.1.1), $d_\infty^{CT} = 0.56$ et $d_\infty^{SENT} = 0.71$ soit une pente de 1.78 pour les CT et une pente de 1.4 pour les $SENT$. Ces valeurs sont proches des pentes mesurées expérimentalement sur les courbes $J_t - \Delta a$: 1.6 pour les CT et 1.4 pour les $SENT$ (voir Figure 37, Figure 39).

- Analyse de l'effet de géométrie

Dans cette partie on regardera l'effet de l'épaisseur B sur les résultats des éprouvettes CT et l'effet de longueur de fissure a_0/W sur les résultats des éprouvettes $SENT$.

La comparaison des éprouvettes : $CT_{12.5}, CT_{25}$ et CT_{50} montre que la force croit en fonction de l'épaisseur tandis que l'ouverture finale décroit en fonction de celle-ci. Le moment de rupture dépend également de l'épaisseur : les éprouvettes CT_{50} rompent dans le domaine linéaire de la courbe et à une faible ouverture (~1mm) contrairement aux $CT_{12.5}$ et CT_{25} (Figure 40).

Le classement des courbes $F - CMOD$ des éprouvettes CT (CT_{50} puis CT_{25} puis $CT_{12.5}$) est liée à l'épaisseur B. Une épaisseur plus grande conduit à une force plus élevée. L'augmentation de l'épaisseur produit donc les mêmes effets que le refroidissement (voir 3.4.3.1). Toutefois, l'épaisseur a un effet limité sur les valeurs de J_t comme le montre la comparaison des courbes $J_t - \Delta a$ obtenues à $-50°C$ (Figure 42) : les éprouvettes $CT_{12.5}$ sont légèrement plus tenaces que les CT_{25} et ont une pente initiale légèrement plus grande ($1.6\sigma_Y$ pour $CT_{12.5}$ et $1.2\sigma_Y$ pour CT_{25}). A cette température, les $SENT_{0.5}$ sont légèrement plus tenaces que les CT_B.

Quant aux éprouvettes $SENT_{a_0/W}$ à $-20°C$, le niveau de force décroit en fonction de la profondeur du défaut a_0/W (Figure 41), et a_0/W a un effet remarquable sur la ténacité. D'une part, on constate que plus a_0/W est grand moins tenace est l'éprouvette ($SENT_{0.7}$ a des valeurs faibles de J_t en comparaison avec $SENT_{0.5}$ et $SENT_{0.3}$ dans Figure 42,(a)). D'autre part, la pente d'émoussement est significativement plus grande pour $SENT_{0.7}$ en comparaison avec $SENT_{0.3}$ et $SENT_{0.5}$. Puisque cette pente traduit une capacité d'émoussement, on peut dire qu'un défaut profond favorise un émoussement plus important.

Globalement, la comparaison des éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ montrent un léger effet de géométrie sur les courbes de $J_t - \Delta a$ en général. On déduit également que l'épaisseur de l'éprouvette a peu d'effet sur les courbes de $J_t - \Delta a$ contrairement à la profondeur du défaut qui joue un rôle important.

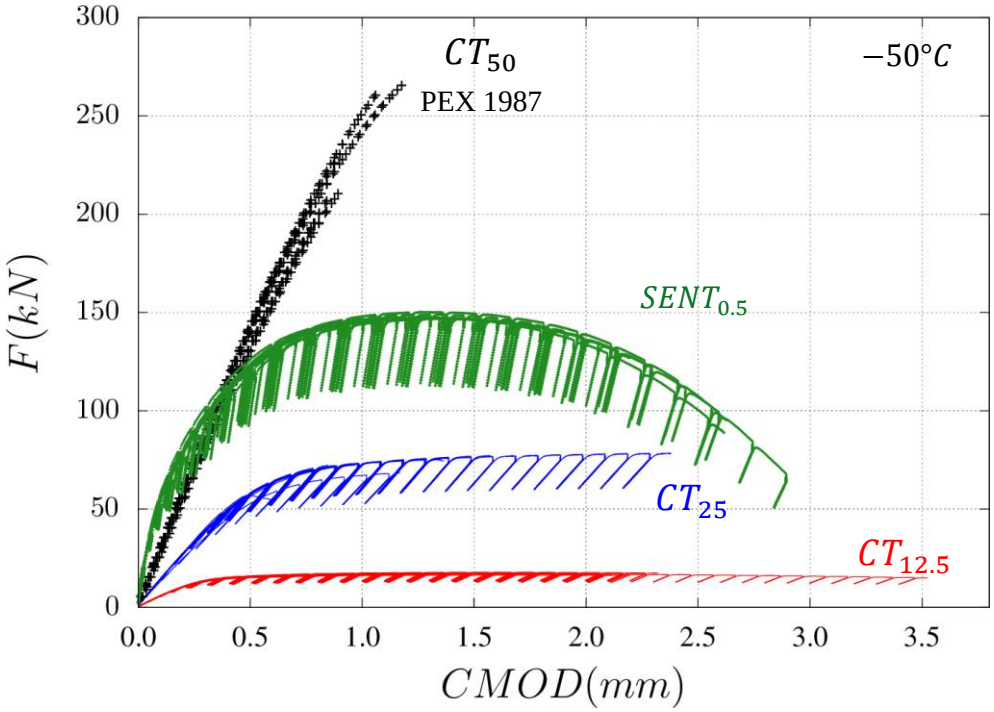


Figure 40 : Courbes Force-ouverture à $-50°C$ des éprouvettes $CT_{12.5}, CT_{25}, CT_{50}$ et $SENT_{0.5}$

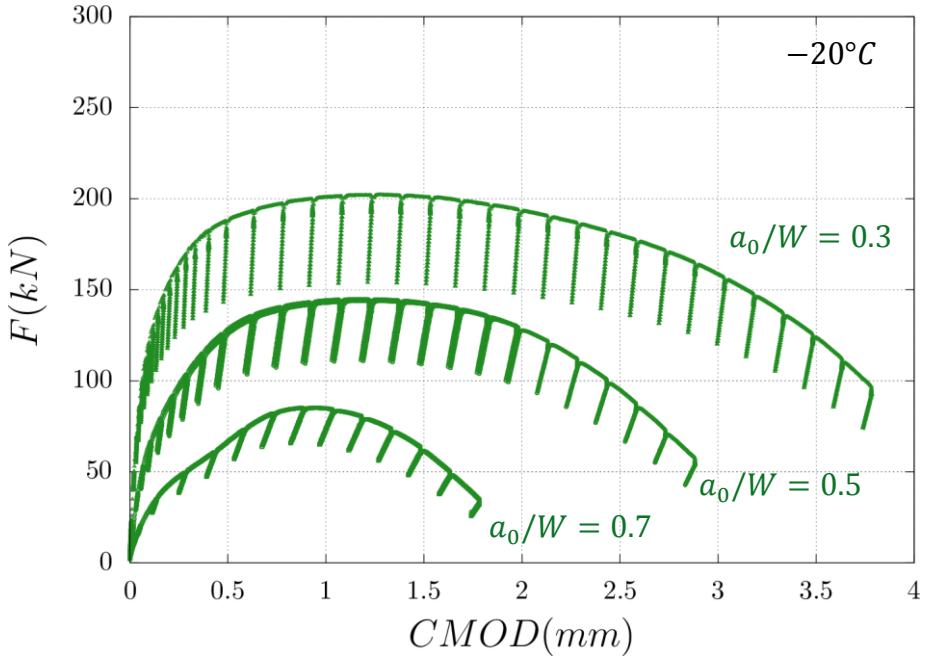


Figure 41 : Courbes Force-ouverture à -20°C des $SENT_{0.3}, SENT_{0.5}, SENT_{0.7}$.

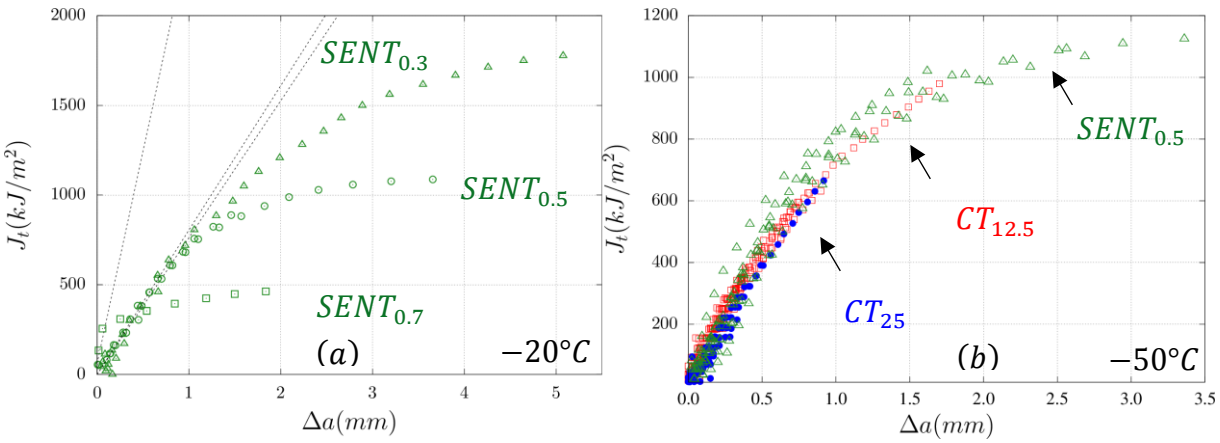


Figure 42 : (a) Comparaison des courbes $J_t - \Delta a$ des éprouvettes $SENT_{0.3}, SENT_{0.5}, SENT_{0.7}$ à-20°C. Les tangentes initiales des courbes $SENT$ sont présentées par les lignes pointillées. (b) Comparaison des courbes $J_t - \Delta a$ des éprouvettes $CT_{12.5}, CT_{25}, SENT_{0.5}$ à -50°C. Les pentes initiales des courbes sont respectivement : $1.2\sigma_Y(-50°C)$ pour CT_{25}, $1.4\sigma_Y(-50°C)$ pour $SENT_{0.5}$ et $1.6\sigma_Y(-50°C)$ pour $CT_{12.5}$.

3.4.3.2 Effet de température et de géométrie sur la ténacité

Globalement, la ténacité et la dispersion (sauf l'éprouvette CT_{50}) suivent une tendance croissante en fonction de la température pour une géométrie donnée (Figure 43 et Tableau 8).

L'augmentation de la température favorise la déchirure ductile avant le clivage : toutes les éprouvettes sont rompues en fragile à $-100°C$ tandis que certaines éprouvettes : $CT_{12.5}, CT_{25}$ et $SENT_{0.5}$ présentent de la déchirure ductile à $-50°C$ (voir le chapitre §4.4). Dans la Figure 43, les données représentées par une croix sont des données non valides au sens de la norme (ASTM-E1921, 2013) car elles ont une ténacité qui dépasse une limite K_{limit} et/ou une avancée de ductile de la fissure supérieure à Δa_{limit} avec :

$$K_{limit} = \sqrt{\frac{E^* b_0 \sigma_Y}{30}} \; ; \; \Delta a_{limit} = \min\{0.05 b_0 \; ; 1mm\} \tag{3.7}$$

$E^* = E/(1-\nu^2)$ et $b_0 = W - a_0$ la taille du ligament restant.

La Figure 43 montre qu'à une température donnée, les éprouvettes $SENT_{0.5}$ sont plus tenaces que les éprouvettes CT et que les éprouvettes CT_{50} sont moins tenaces que la $CT_{12.5}$ et CT_{25}. En effet, les éprouvettes $SENT_{0.5}$ présentent moins de capacité de confinement de plasticité (*Constraint effect*) par rapport aux éprouvettes CT. Ceci se traduit par une triaxialité moins élevée et conduit donc à des ténacités plus élevées de ces éprouvettes. En revanche, la triaxialité est de même ordre entre les éprouvettes $CT_{12.5}, CT_{25}, CT_{50}$ et la différence entre les ténacités moyennes est principalement liée à l'effet de volume (*Scale effect*)

Les données $K_{JC}, \Delta a$ aussi bien que la validité de chaque essai sont résumées dans le Tableau 25 en annexe (§B.6). Ces données constitueront le point de départ pour la modélisation de la rupture fragile par clivage (§6)

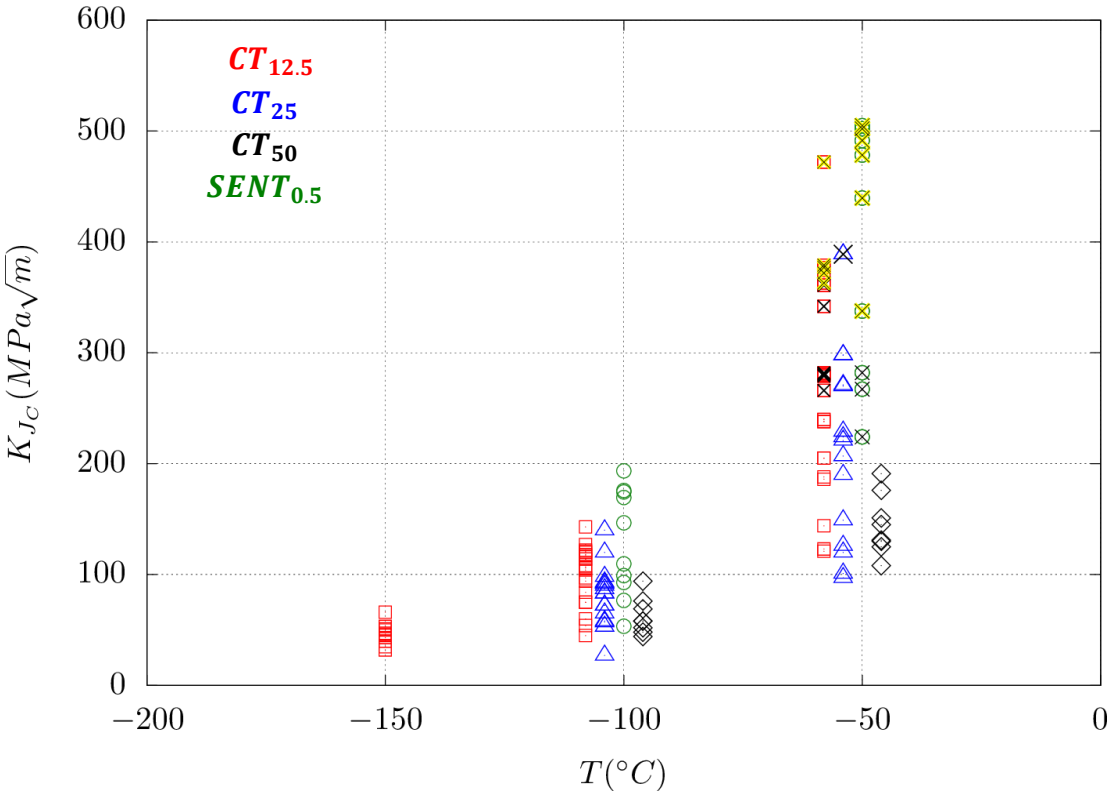


Figure 43 : Les valeurs de ténacités en fonction de la température et de type d'éprouvette. Le décalage des données en température a été fait artificiellement pour faciliter la lecture. Les points représentés par une croix noire ont un $K_{JC} \geq K_{limit}$ tandis que ceux représentés par une croix jaune ont un $\Delta a \geq \Delta a_{limit}$. $K_{limit}, \Delta a_{limit}$ sont donnés par la norme $ASTM - E1921$ (ASTM-E1921, 2013).

$\boldsymbol{CT}$	T(°C)	Épaisseur (mm)	Entaille latérale	Nombre d'éprouvette	Ecart type/moyenne	$K_{limit}(MPa\sqrt{m})$	$\Delta a_{limit}(mm)$
$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$-150°C$	12.5	Non	12	0.185	280	0.625
	$-100°C$	12.5	Non	20	0.258	257	0.625
	$-50°C$	10	$0.8B$	21	0.342	245	0.625
$\boldsymbol{CT_{25}}$	$-100°C$	25	Non	16	0.323	363	1.0
	$-50°C$	20	$0.8B$	14	0.391	347	1.0
$\boldsymbol{CT_{50}}$	$-100°C$	50	Non	8	0.248	514	1.0
	$-50°C$	50	Non	8	0.178	491	1.0
$\boldsymbol{SENT}$							
$\boldsymbol{a_0/W = 0.5}$	$-100°C$	27	$0.9B$	10	0.358	199	0.375
	$-50°C$	27	$0.9B$	8	0.283	190	0.375

Tableau 8 : Tableau qui résume le nombre d'éprouvettes testées et la dispersion relative liée à la ténacité. La dispersion relative est définie comme le rapport entre l'écart type et la valeur moyenne. K_{limit} Désigne la limite donnée par la norme (ASTM-E1921, 2013)

3.4.4 Conclusion partielle sur éprouvettes fissurées

Dans cette première analyse expérimentale des éprouvettes CT et $SENT$, les effets de la température et de la géométrie sur les courbes $J_t - \Delta a$ et sur les ténacités ont été étudiés.

On a montré un effet limité de la géométrie sur les courbes $J_t - \Delta a$ des éprouvettes CT et $SENT$ ayant un ratio a_0/W fixe. En revanche, l'effet du paramètre a_0/W est notable sur les éprouvettes $SENT$, et on a pu constater que l'éprouvette est plus tenace lorsque le ratio a_0/W est moins élevé.

On a montré également que la ductilité exprimée par la grandeur J_t/σ_Y est peu sensible à la température ce qui est en accord avec nos résultats précédents sur les éprouvettes non fissurées. Ceci signifie que le processus de déchirure ductile de la fissure est peu sensible à la température. Cette remarque nous permettra de décrire l'endommagement ductile à l'aide des paramètres indépendants de la température (voir chapitre §1).

Finalement, les résultats des ténacités en fonction de la température montrent globalement une dispersion croissante et une augmentation de la ténacité moyenne en fonction de la température ce qui est typique dans la zone de transition ductile-fragile. On a également constaté deux effets classiques dans cette zone : l'effet de volume (*Scale effect*) et l'effet de l'état de confinement (*Constraint effect*). D'une part, la ténacité moyenne d'un échantillon réduit en fonction de son épaisseur ce qui se traduit par un effet de volume sur la rupture et d'une autre part, les éprouvettes $SENT_{0.5}$ sont plus tenaces que les éprouvettes CT à cause de leur état de confinement relativement moins élevé (Low *Constraint effect*). On présentera plus de détails sur ces deux effets dans la partie de modélisation du clivage (Chapitre §6)

3.5 Conclusion Globale

Dans cette étude expérimentale notre matériau d'étude, l'acier 18MND5, a tout d'abord été présenté. La base de données, constituée d'essais issus de programmes expérimentaux antérieurs et de nouveaux essais effectués dans le cadre de la thèse, a ensuite été détaillée. Les nouveaux essais sont classés en deux catégories : les éprouvettes non fissurées $TC_6, AE_\chi, DP - DP_\eta$ et les éprouvettes fissurées $CT_B, SENT_{a_0/W}$.

L'analyse des résultats expérimentaux a permis d'étudier l'effet de la température et de la géométrie sur le comportement et sur la rupture. Pour les éprouvettes non fissurées, l'existence d'une courbe maîtresse indépendante de la température est mise en évidence permettant de simplifier considérablement la modélisation de la loi élastoplastique dans la suite (voir partie §5.1 du chapitre §1). Ensuite on a montré sur les éprouvettes non fissurées aussi bien que sur les éprouvettes fissurées que la ductilité est indépendante de la température ce qui permettra de simplifier par la suite la modélisation de l'endommagement ductile en utilisant des paramètres indépendants de la température (voir partie §5.3 du chapitre §1). Enfin, un effet de volume (*Scale Effect*) et un effet de l'état de confinement (*Constraint effect*) sont constatés sur les valeurs de ténacités qui seront étudiés en détails dans le chapitre modélisation du clivage (§6).

Dans le chapitre suivant, on présentera une étude fractographique des faciès de rupture ayant pour objectif d'une part d'évaluer les effets de la température et de la géométrie sur l'endommagement ductile, et d'une autre part, de distinguer les éprouvettes rompues uniquement en clivage qui serviront de base à la modélisation du clivage dans la suite (voir chapitre §6).

4 Observation de l'endommagement

L'objectif de ce chapitre est tout d'abord de réaliser, à l'aide de l'observation des faciès de rupture, une étude qualitative de l'influence de la température et de la géométrie (ou triaxialité) sur les différents aspects qui caractérisent l'endommagement. On s'attachera notamment à valider l'hypothèse proposée dans le chapitre précédent (voir § 3.4.1) d'un endommagement ductile peu sensible à la température.

Dans un deuxième temps, les analyses fractographiques des faciès de rupture des éprouvettes $CT, SENT$ permettront la caractérisation de la nature de la rupture. En effet, pour étudier le clivage dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile, il est nécessaire de distinguer les éprouvettes rompues uniquement en clivage qui serviront de base à la modélisation (§6).

4.1 L'effet de température sur l'endommagement et la rupture

Afin d'évaluer l'influence de la température sur le mode de rupture l'ensemble des faciès des éprouvettes AE_χ ont été observés au microscope électronique à balayage (MEB).

La Figure 44 et Figure 45 présentent les comparaisons des observations réalisées sur les AE_2 et AE_4 à différentes températures et pour des différents niveaux de grossissement.

L'amorçage est ductile pour toutes les éprouvettes AE_χ testées entre $-100°C$ et $-20°C$. A $-100°C$ et $-50°C$, la déchirure ductile est suivie par une rupture en clivage. La taille de la zone ductile réduit de taille lorsqu'on diminue la température. A $-100°C$, la zone ductile à l'amorçage devient très petite et est localisée sur des inclusions MnS (Figure 44). On note également qu'après l'amorçage ductile, seule l'éprouvette AE_2 est rompue par clivage à $-20°C$ contrairement aux éprouvettes AE_4 et AE_{10} qui présentent une zone ductile centrée et une zone de cisaillement considérable aux bords.

Sur la Figure 45 on distingue des grandes cupules qui ont des tailles qui varient entre ~20µm (indiquées par des flèches bleues dans la Figure 45) et ~200µm (indiquées par des flèches jaunes dans la Figure 45) et de très petites cupules ~1µm (Cercles noirs de la Figure 46). Les grandes cupules se forment sur des inclusions MnS dont certaines sont allongées et significativement de grandes tailles. Les cupules plus petites se forment sur des carbures Fe_3C. Sur la Figure 45 et sur la Figure 46, on remarque que pour une géométrie AE_χ donnée, les cupules ont des tailles comparables entre $-20°C$ et $-50°C$. On en déduit que la température n'a pas d'effet remarquable sur la taille des cupules.

L'amorçage ductile est contrôlé par un niveau de déformation. Le fait que la ductilité des éprouvettes AE_χ ne dépende pas de la température (§3.4.1) signifie que ce niveau de déformation d'amorçage n'en dépend pas non plus. Du point de vue de la modélisation, cette remarque signifie que les paramètres du modèle d'endommagement à utiliser ne doivent pas dépendre de la température.

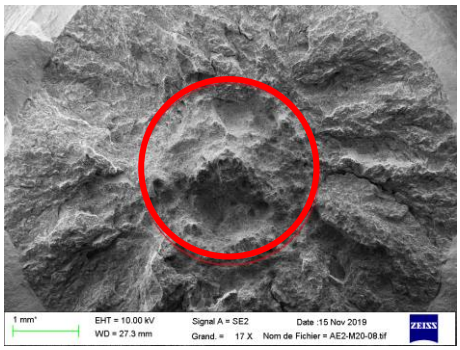
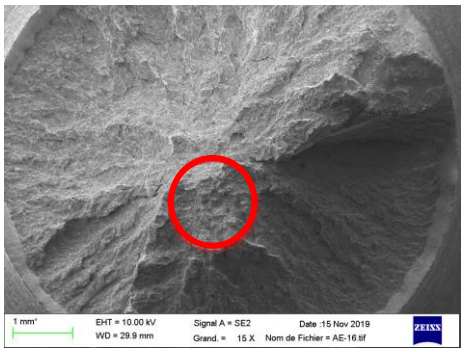
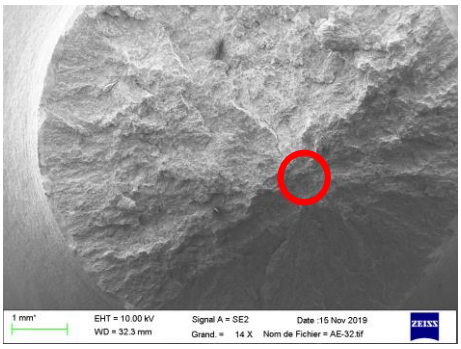
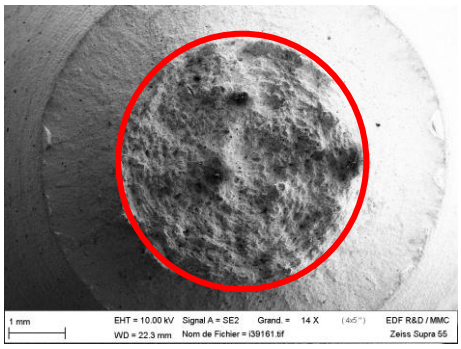
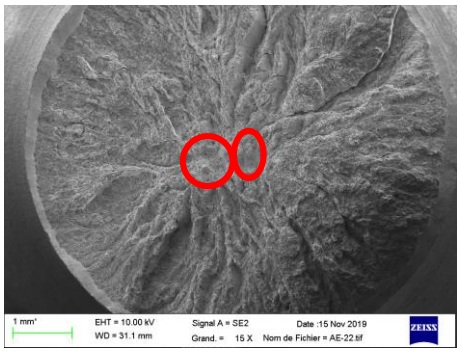
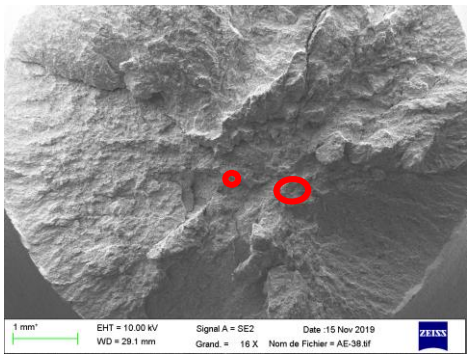
1987-BT1-AE(2)-1 à -20°C	1987-BT1-AE(2)-3 à -50°C	1987-BT1-AE(2)-4 à -100°C
		
Diamètre de la zone ductile ~2.7mm Le reste du faciès est fragile (clivage)	Diamètre de la zone ductile ~900µm Le reste du faciès est fragile (clivage)	Zone ductile : une seule inclusion Le reste du faciès est fragile (clivage)
1987-BT2-AE4-1 à -20°C	1987-BT2-AE4-2 à -50°C	1987-BT2-AE4-3 à -100°C
		
100% ductile. Zone ductile centrée. Le reste du faciès est ductile(cisaillement)	Diamètre de la zone ductile ~900µm Le reste du faciès est fragile (clivage)	Zone ductile : Deux petites inclusions Le reste du faciès est fragile (clivage)

Figure 44 : Taille de la zone ductile (en rouge) mesurée sur les éprouvettes AE_2 et AE_4. L'échelle des images est 1mm.

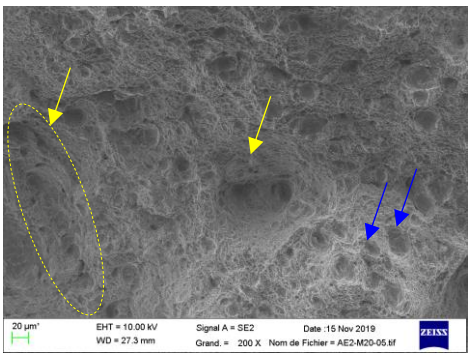
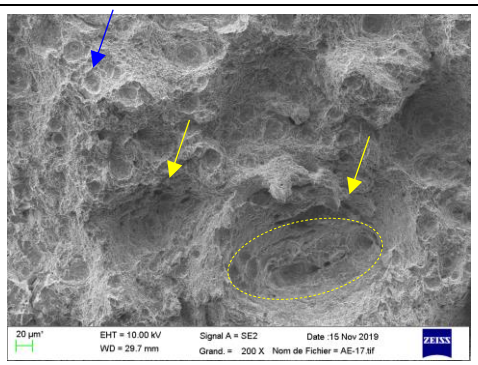
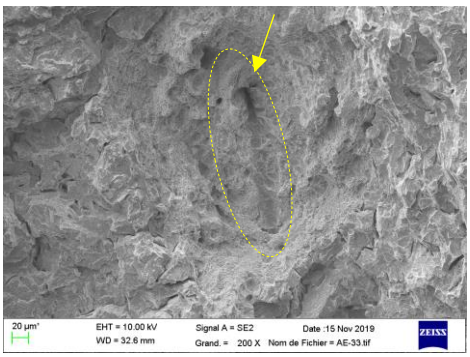
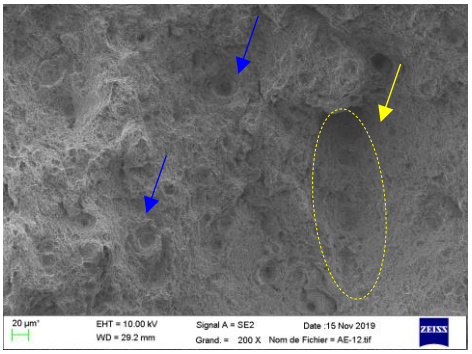
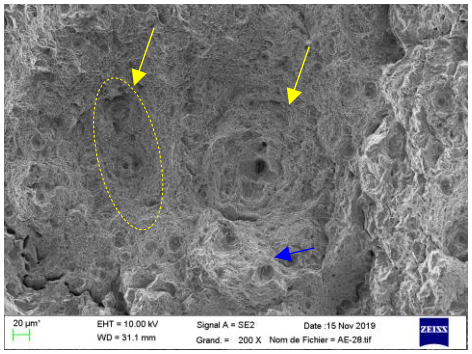
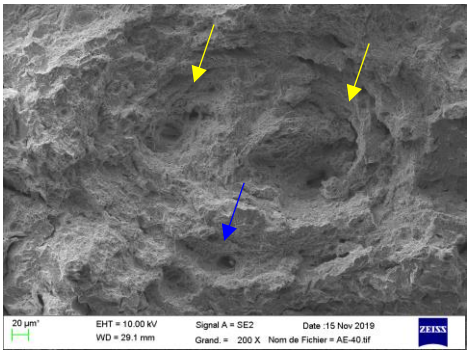
1987-BT1-AE (2) -1 à -20°C	1987-BT1-AE (2) -3 à -50°C	1987-BT1-AE (2) -4 à -100°C
Au centre de la zone ductile	Au centre de la zone ductile	Au centre de la zone ductile locale
		
1987-BT2-AE4-1 à -20°C	1987-BT2-AE4-2 à -50°C	1987-BT2-AE4-3 à -100°C
		

Figure 45 : Image au centre (échelle 20µm) des zones ductiles observées dans la figure précédente. Présence des cupules de grandes tailles initiées sur des inclusions MnS (très allongées et d'autres relativement de petites tailles)

4.2 L'effet de l'état de triaxialité sur l'endommagement et la rupture

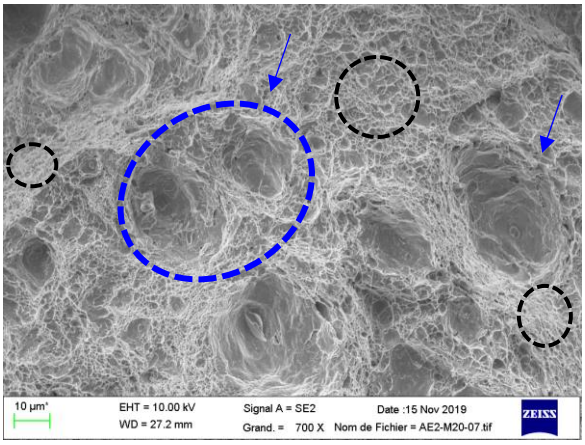
Pour évaluer l'effet de la triaxialité sur l'endommagement et la rupture, on propose d'observer toutes les géométries testées à $-20°C$. Puisque la triaxialité est différente d'une géométrie à l'autre, on peut par simple comparaison des faciès, déduire l'effet de ce paramètre sur l'endommagement et sur la rupture. On rappelle que : $\tau_{TC6} \approx \tau_{DP} < \tau_{AE10} < \tau_{DP6} < \tau_{AE4} < \tau_{AE2} < \tau_{SENT0.5} < \tau_{CT12.5}$. On choisit donc de regarder séparément l'effet d'une grande, moyenne et faible triaxialité sur la taille des cupules et sur le mécanisme de rupture.

4.2.1 Comparaison des éprouvettes AE (triaxialité modérée)

A partir des observations (Figure 46) on remarque que la taille des cupules croit en fonction de la triaxialité. L'éprouvette AE_4 a une triaxialité plus grande que la AE_{10} et donc présente des cupules plus grosses. En outre, on remarque que le pourcentage des grandes cupules par rapport aux petites, décroit en fonction de la triaxialité (comparaison des éprouvettes AE_2 et AE_4). La triaxialité de l'éprouvette AE_2 favorise la croissance des cupules jusqu'à ce qu'elles se rejoignent par striction sur un petit ligament et coalescent entre elles (Figure 46, Figure 47). Une grande triaxialité favorise alors la coalescence des cupules par striction interne (Stone *et al.*, 1985). On rappelle que l'AE_2 est la seule qui a présenté une rupture par clivage à -20°C ce qui n'est pas le cas pour AE_4 et AE_{10} qui ont une triaxialité relativement faible (Figure 47). Ceci confirme le fait qu'une grande triaxialité favorise le clivage (Figure 44) (Soboyejo, 2002).

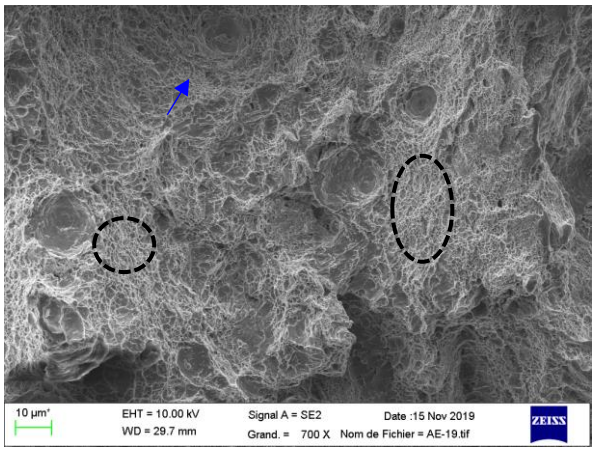
1987-BT1-AE (2) -1 à -20°C

Au centre de la zone ductile



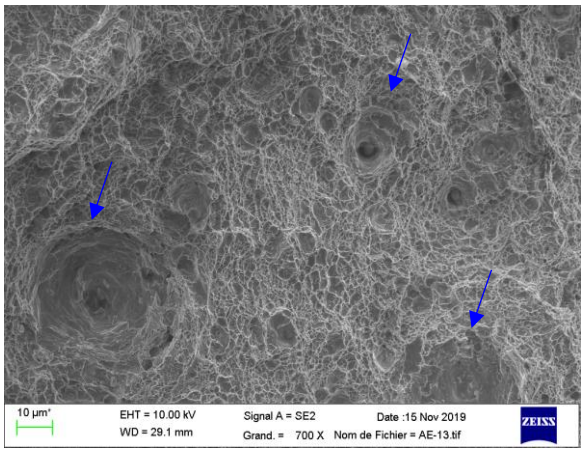
1987-BT1-AE (2) -3 à -50°C

Au centre de la zone ductile



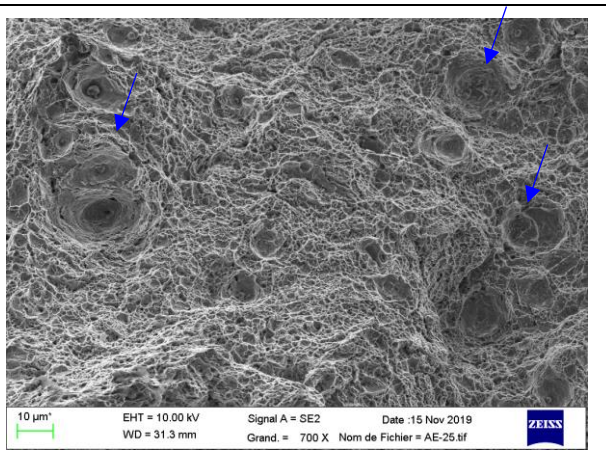
1987-BT2-AE4-1 à -20°C

Au centre de la zone ductile

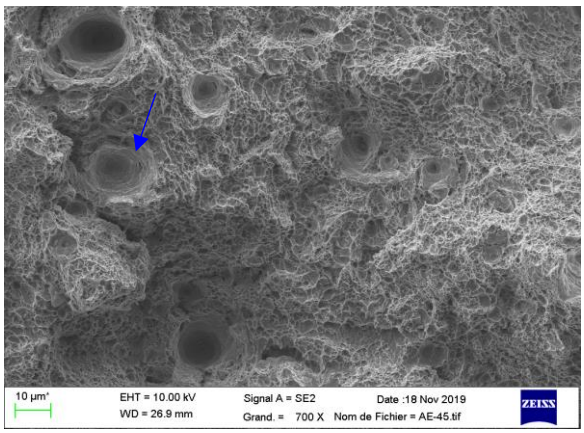


1987-BT2-AE4-2 à -50°C

Au centre de la zone ductile



1987-BT3-AE10-1 à -20°C observée au centre



1987-BT3-AE10-2 à -50°C observée au centre

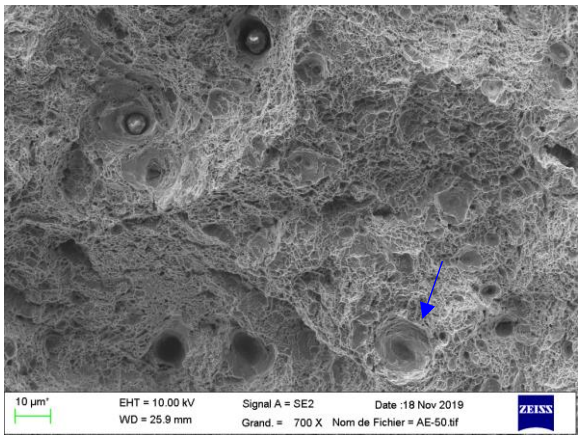


Figure 46 : Images (Echelle 10µm) illustrant des grandes et de **très petites cupules** (les cupules à l'intérieur des cercles noires par exemple) à deux températures : -20°C et -50°C. Les grandes cupules ~20µm sont entourées par des petites cupules qui font quelques µm en taille. Ces petites cupules sont germinées sur des carbures. Les cercles bleus en pointillés montrent l'exemple d'une striction interne des deux cupules.

(a) 1987-BT1-AE (2) -1 (b) 1987-BT2-AE4-1 (c) 1987-BT3-AE10-1

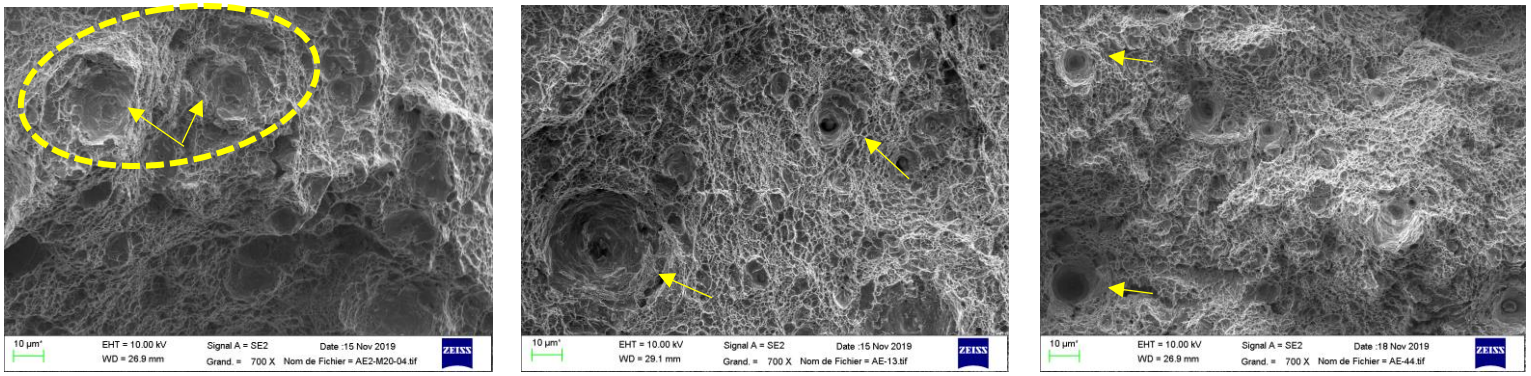


Figure 47 : Images au centre (échelle 10µm) des éprouvettes AE_{χ}. Les flèches jaunes désignent la plus grande cupule de l'image. Les cercles en pointillés montrent l'exemple d'une striction interne des deux cupules.

4.2.2 Comparaison des éprouvettes fissurées (triaxialité élevée)

On propose d'observer la zone de déchirure ductile des éprouvettes $CT_{12.5}$, $SENT_{0.3}$, $SENT_{0.5}$ et $SENT_{0.7}$ en trois positions différentes qu'on repère par rapport au front de la préfissure de fatigue (Figure 48).

Pour une éprouvette donnée ($CT_{12.5}$ ou $SENT_{a_0/W \in \{0.3\,;\,0.5\,;\,0.7\}}$), la comparaison à deux positions différentes montre que les cupules gardent une taille presque constante tout au long de la zone de déchirure ductile. Dans toutes les positions observées, la coalescence des cupules se fait par striction interne. La triaxialité élevé des éprouvettes $CT, SENT$ favorise la croissance des cupules et leur coalescence par striction interne. Ceci est en accord avec notre remarque précédentes sur l'effet de triaxialité sur les éprouvettes AE_{χ}.

Finalement, on constate que la profondeur initiale de la fissure dans les éprouvettes $SENT$ n'a pas d'effet remarquable sur la taille des grandes cupules observées (Figure 48 : $a_{1,2}, b_{1,2}, c_{1,2}$). La taille des cupules des éprouvettes $SENT_{a_0/W}$ est comparable aux tailles des cupules dans l'éprouvette $CT_{12.5}$.

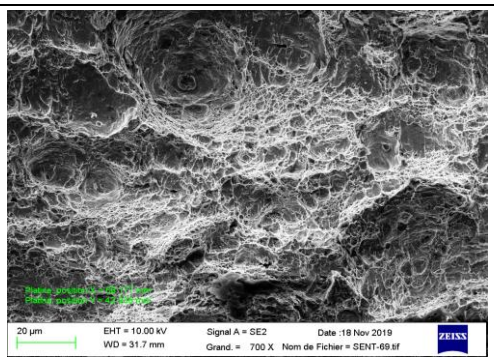
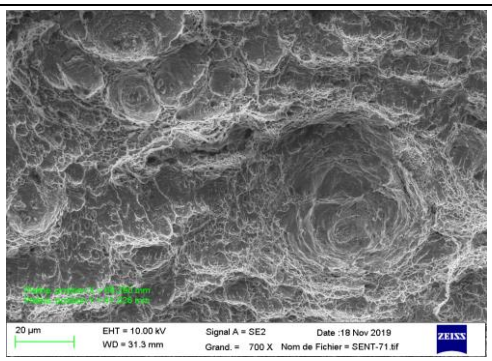
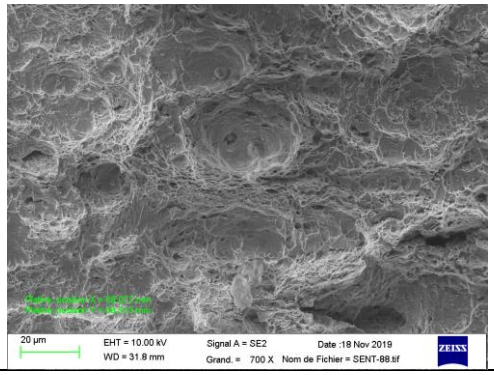
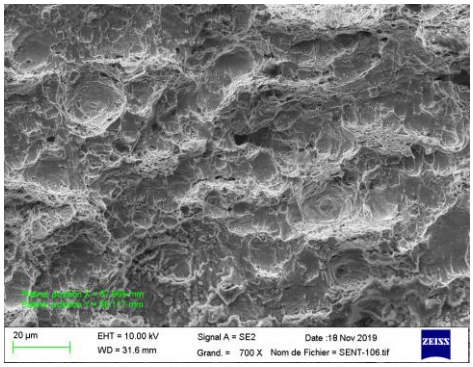
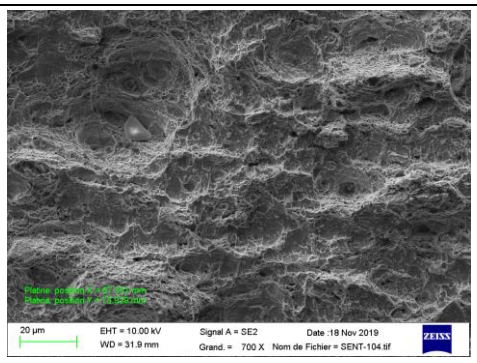
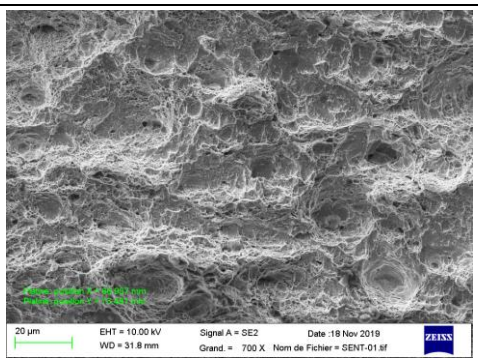
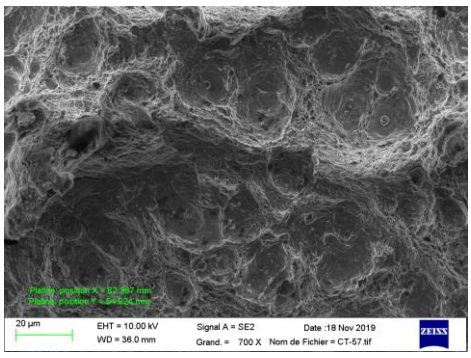
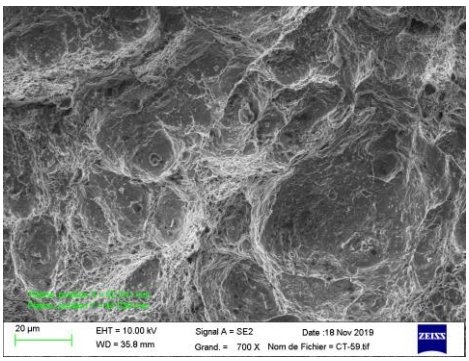
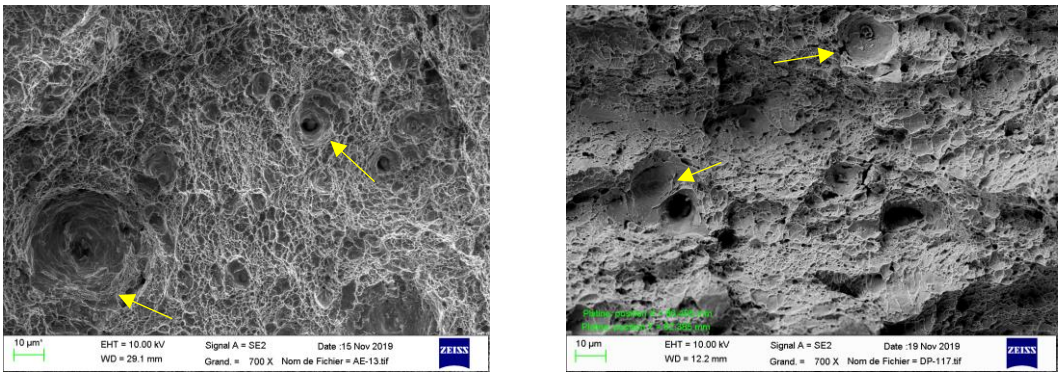
(a_1) 2141-SENT-24$(a_0/W = 0.3)$ à -20°C d = 1 mm du front de fatigue	(a_2) 2141-SENT-24$(a_0/W = 0.3)$ à -20°C d = 3 mm du front de fatigue
	
(b_1) 2141-SENT-21$(a_0/W = 0.5)$ à -20°C d = 1 mm du front de fatigue	(b_2) 2141-SENT-21$(a_0/W = 0.5)$ à -20°C d = 1.5 mm du front de fatigue
	
(c_1) 2141-SENT-24$(a_0/W = 0.7)$ à -20°C d = 1mm du front de fatigue	(c_2) 2141-SENT-24$(a_0/W = 0.7)$ à -20°C d = 1.5 mm du front de fatigue
	
(d_1) 2141-T6-CT12-13$(B = 12.5)$ à -20°C d ≈ 0.5 mm du front de fatigue	(d_2) 2141-T6-CT12-13$(B = 12.5)$ à -20°C d ≈ 1.5 mm du front de fatigue
	

Figure 48 : Comparaison par éprouvette du faciès observé dans deux positions différentes. Les positions sont repérées par la distance du front de la préfissure de fatigue notée d.

4.2.3 Comparaison $AE_\chi - DP_6$ (triaxialité modérée)

Pour les éprouvettes AE_4, DP_6, AE_{10} on remarque que les petites cupules sont les plus dominantes. Ces cupules sont germinées sur des inclusions de carbures dures et fortement attachées à la matrice ferritique ce qui nécessitent un niveau de déformation plus important pour leur germination. Deux grandes cupules se rejoignent (par cisaillement) à travers pleins de petites cupules intermédiaires. Autrement dit, une triaxialité modérée favorise la coalescence des micro-vides par localisation de la déformation (Figure 49) (Stone *et al.*, 1985).

(a) 1987-BT2-AE4-1 (b) 2141-T9-DP6-2



(c) 1987-BT3-AE10-1

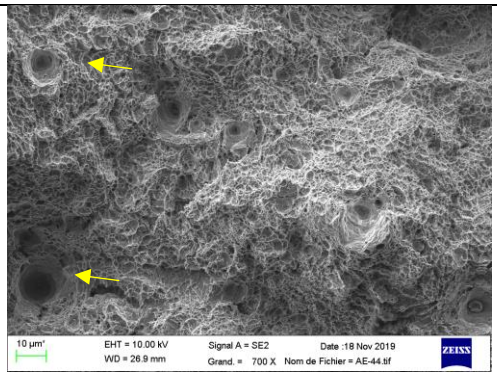


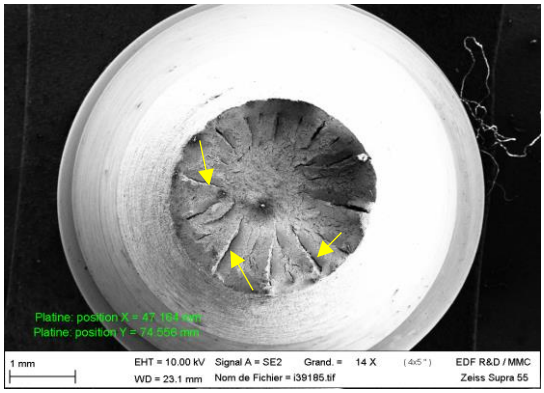
Figure 49 : Images au centre (échelle 10µm) des éprouvettes DP_6, AE_4, AE_{10}. Les flèches jaunes désignent la plus grande cupule de l'image.

4.2.4 Comparaison $TC_6 - DP$ (faible triaxialité)

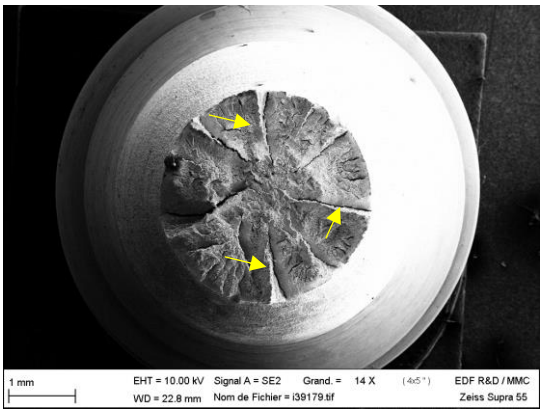
Les éprouvettes DP et TC_6 ont des triaxialités faibles. Cette faible triaxialité favorise une rupture par cisaillement internes des cupules germinées plutôt que leur croissance (voir l'exemple dans la Figure 50 : $b_{1,2}, c$). La Figure 50(d) montre que le faciès des éprouvettes AE_{10} au niveau des bords du *Cup-Cone* est semblable au faciès des éprouvettes TC_6 (Figure 50(b_1)). Ceci est expliqué par le fait que la triaxialité dans les bords du *Cup-Cone* des AE_χ est plus faible par rapport au centre.

Par ailleurs des fissures radiales sont observées au niveau des faciès des éprouvettes TC_6 à toutes les températures. Ce type de rupture est connu sous le nom de *Rosette fracture* et est liée à la décohésion des grains austénitiques suivant le chemin des joints des grains primaires. Cette décohésion est due à la rupture des carbures au niveau de ces joints de grains selon (Verma *et al.*, 2017).

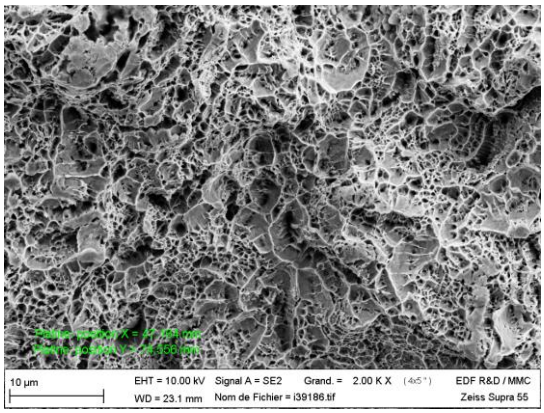
(a_1) 1987-BT1-TC6-1 à -20°C



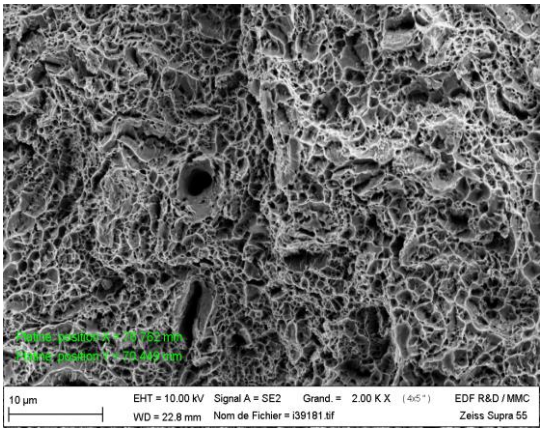
(a_2) 1987-BT2-TC6-1 à -100°C



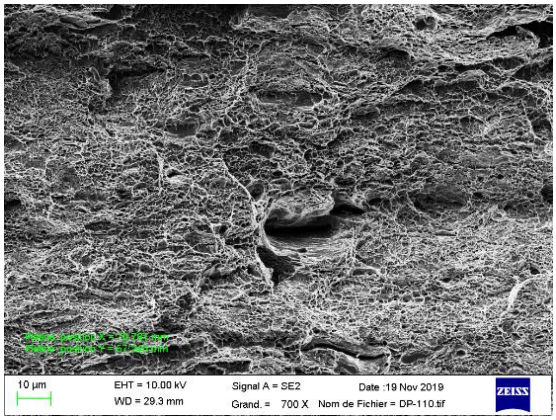
(b_1) 1987-BT1-TC6-1 à -20°C
au centre de l'éprouvette



(b_2) 1987-BT2-TC6-1 à -100°C
au centre de l'éprouvette



(c) 2141-T9-DP-2



(d) 1987-BT3-AE10-1 à -20°C
Au bord du *Cup-Cone*

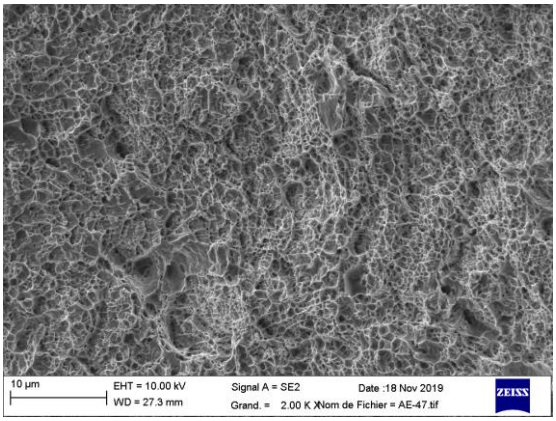


Figure 50 : Comparaison des cupules au centre de l'éprouvettes TC_6 à -20°C et à -100°C. Ces deux observations sont comparées avec la partie cisaillement du *Cup-Cone* de l'éprouvette AE_{10} à -20°C et avec le faciès de l'éprouvette DP à -20°C. les fissures radiales sont indiquées par des flèches jaunes.

4.3 Conclusion partielle

Dans cette première partie des observations fractographiques, la nature ductile de l'amorçage de la rupture des AE_χa été confirmée (voir une synthèse dans le Tableau 9). Ceci nous permettra d'utiliser ces éprouvettes pour avoir une première identification des paramètres lors de la modélisation préliminaire de l'endommagent (§5.3). On remarque que la taille de la zone d'amorçage ductile mise en évidence réduit lorsque la température diminue. A $-100°C$ l'amorçage devient presque localisé sur des inclusions *MnS*.

Une comparaison par température et par géométrie entre les faciès de rupture est présentée par la suite. Pour une géométrie donnée, la température n'a pas d'effet remarquable sur la taille des cupules observées. Qualitativement, la taille des cupules présentes dans le faciès ne semble dépendre que de la géométrie de l'éprouvette et donc de la triaxialité. D'une part, une grande triaxialité favorise des cupules de grandes tailles qui coalescent par striction interne. Dans ce cas, le faciès de rupture est dominé par des cupules de grande taille (~200µm). Et d'une autre part, une triaxialité modérée semble favoriser l'apparition de quelques cupules de grandes tailles qui se coalescent par cisaillement à des niveaux de déformations plus élevés probablement. Dans ce cas, le faciès est dominé par des cupules de petites tailles (~ quelques microns). Finalement, on a montré qu'une triaxialité faible favorise le cisaillement. Dans ce cas, le faciès semble être entièrement dominé par des cupules de petite taille comme on a pu le constater au niveau des bords des éprouvettes AE_χ qui est l'endroit où la triaxialité est la plus faible. Ces observations montent que l'endommagement de notre matériau semble dépendre uniquement de la triaxialité. La température n'influence pas l'endommagement ce qui confirme les résultats de l'analyse expérimentale du chapitre §3. Ces tendances, clairement visibles, pourraient être à l'avenir précisément quantifiées par une analyse quantitative basée sur un traitement d'image.

On résume dans Tableau 9 la nature de l'amorçage et de rupture des éprouvettes non fissurées :

Température	Eprouvette	Faciès global
-20°C	1987-BT1-AE(2)-1	Zone ductile centrée + clivage
	1987-BT2-AE4-1	Zone ductile centrée + cisaillement
	1987-BT3-AE10-1	Zone ductile centrée + cisaillement
	2141-T9-DP6-2	Faciès ductile
	2141-T9-DP-2	Faciès ductile
-50°C	1987-BT1-AE(2)-3	Zone ductile centrée + clivage
	1987-BT2-AE4-2	Zone ductile centrée + clivage
	1987-BT3-AE10-2	Faciès ductile + quelques zones très locales de clivage (~10µm)
-100°C	1987-BT1-AE(2)-4	Zone ductile locale + clivage
	1987-BT2-AE4-3	Zone ductile locale + clivage
	1987-BT3-AE10-3	Délaminage (cas unique)

Tableau 9 : Aspect global de rupture dans les faciès des éprouvettes AE, DP, DP_6. Le cas particulier de délaminage est observé sur une seule éprouvette AE_{10} à $-100°C$ (voir l'image du faciès en annexe §B.3)

4.4 La nature de rupture des éprouvettes fissurées : CT_B et $SENT_{0.5}$

Dans cette partie on s'intéressera à distinguer les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ du bas de la transition des éprouvettes du haut de la transition. Les éprouvettes du bas de la transition sont les éprouvettes qui sont rompues par clivage sans déchirure ductile tandis que les éprouvettes du bas de la transition sont les éprouvettes rompues après une propagation ductile de la fissure. Cette distinction est faite dans l'objectif de modéliser la partie basse de la transition dans le chapitre (§6).

Il est important de noter que la mesure Δa ne permet pas à elle seule cette distinction. En effet cette mesure inclut l'émoussement de la fissure qui est différent de la déchirure ductile. Un $\Delta a \neq 0$ ne signifie pas forcément une avancée ductile de la fissure, par contre $\Delta a = 0$ indique que l'amorçage de la rupture est fragile et la fissure n'est pas émoussée.

Lorsque la fissure est émoussée, on désigne par la zone d'étirement (*Stretch Zone : SZ*) (Pardoen and Delannay, 2000; Sivaprasad *et al.*, 2002) la zone parcourue par le front de la fissure de fatigue pendant l'émoussement. (Figure 51) :

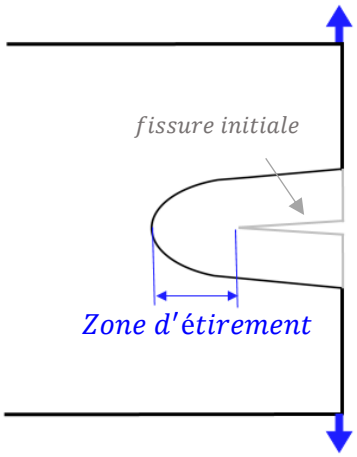


Figure 51 : Illustration de la zone d'étirement (*Stretch Zone*)

Pour choisir les éprouvettes à observer, on classe dans l'ordre croissant les données des ténacités de chaque éprouvette par température et on choisit quelques éprouvettes (5 maximum à chaque température) qui ont un $\Delta a \neq 0$. Afin de déduire la nature des autres éprouvettes non choisies à partir des celles observées, on suit la logique suivante : Si l'amorçage de l'éprouvette observée est avéré fragile alors toutes les éprouvettes qui ont des ténacités inférieures seront fragiles, et inversement, lorsque l'amorçage de l'éprouvette observée est ductile, toutes les éprouvettes qui ont des ténacités supérieures seront ductiles.

4.4.1 $\underline{T = -150°C}$

A cette température, on dispose uniquement des éprouvettes $CT_{12.5}$ qui sont fragiles avec $\Delta a = 0$ ce qui signifie que la fissure n'est pas émoussée (ou très peu). On confirme cette remarque dans Figure 52 où on peut voir que le clivage domine entièrement le faciès sans trace distincte de présence d'une *SZ*. A Cette température, la taille de la SZ est très limitée à cause de la valeur faible de la ténacité.

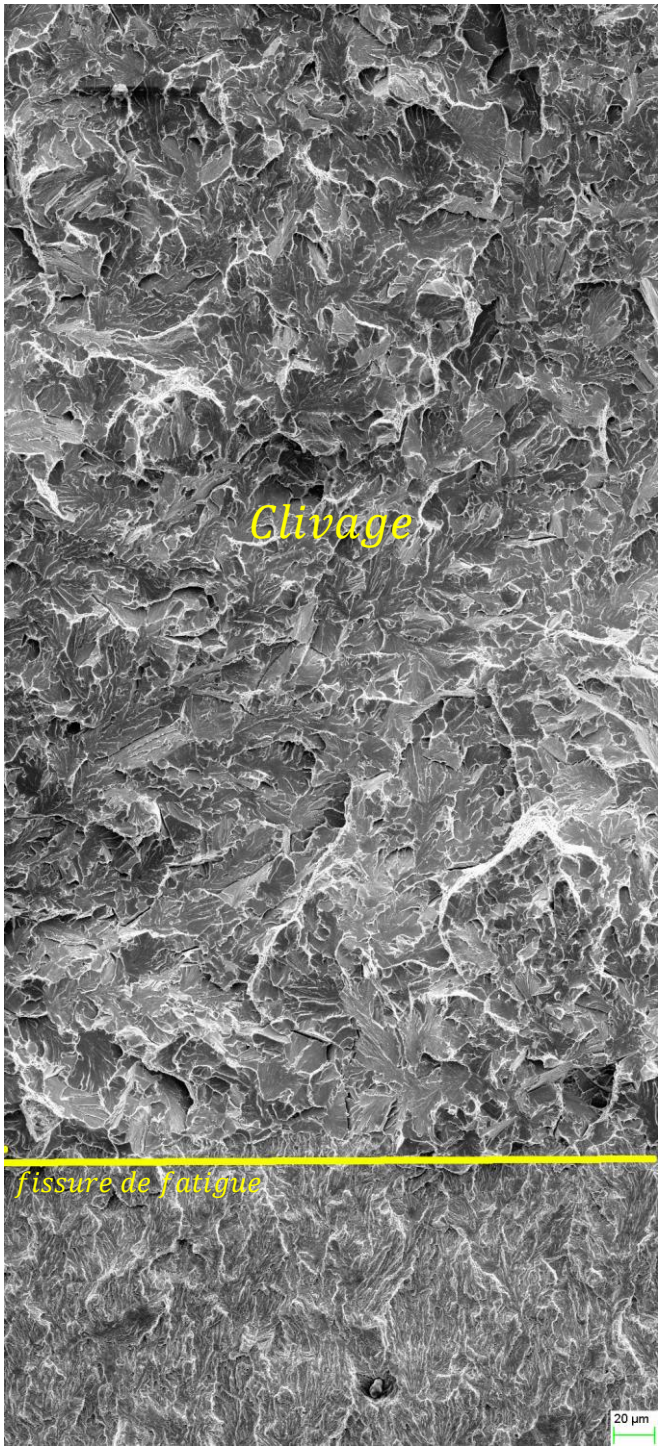


Figure 52 : Faciès de l'éprouvette 1987-T11-CT12-13 à -150°C. Le clivage domine le faciès du front de la fissure de fatigue. L'échelle en bas à droite est : $20\mu m$. $K_{JC} = 32MPa\sqrt{m}$

4.4.2 $\underline{T = -100°C}$

Les éprouvettes CT_B sont toutes fragiles. On observe uniquement les éprouvettes $SENT_{0.5}$ à cette température. On résume dans le Tableau 10 les données des éprouvettes $SENT_{0.5}$ observées :

$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	$\Delta a(mm)$	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$	$J(kJ/m^2)$
$2141 - SENT - 9$	0,061	175	133,41
$2141 - SENT - 3$	0,052	194	163,95

Tableau 10 : Résumées des données des éprouvettes $SENT_{0.5}$ observées.

La Figure 54 met en évidence la présence de trois zones distinctes : la première zone est la *SZ* tandis que la deuxième zone est une zone de cisaillement et une dernière zone de clivage qui domine le reste du faciès. En effet, la fissure de fatigue s'émousse jusqu'à une certaine limite où le clivage peut être initié. Celui-ci se déclenche dans la zone en avant de la *SZ* où les contraintes sont élevées ($\approx 1.5\ CTOD$). Le faciès est alors rompu par clivage à partir de cet amorçage fragile. Le ligament restant entre la fissure émoussée et le site d'amorçage est rompu par cisaillement comme l'indique la présence de petites cupules de carbures (voir Figure 53). On fait donc l'hypothèse que le ligament rompu en cisaillement après que l'amorçage fragile eu lieu et que donc l'amorçage s'est fait sans aucune avancée ductile de la fissure. On en déduit que la rupture s'amorce en clivage et qu'il n'y a pas d'avancée ductile préalable de la fissure. On observe les mêmes zones dans le faciès de l'éprouvette qui a la plus grande ténacité (Figure 54). Puisque cette éprouvette s'amorce en clivage on en déduit que toutes les éprouvettes $SENT_{0.5}$ à cette température s'amorcent en clivage.

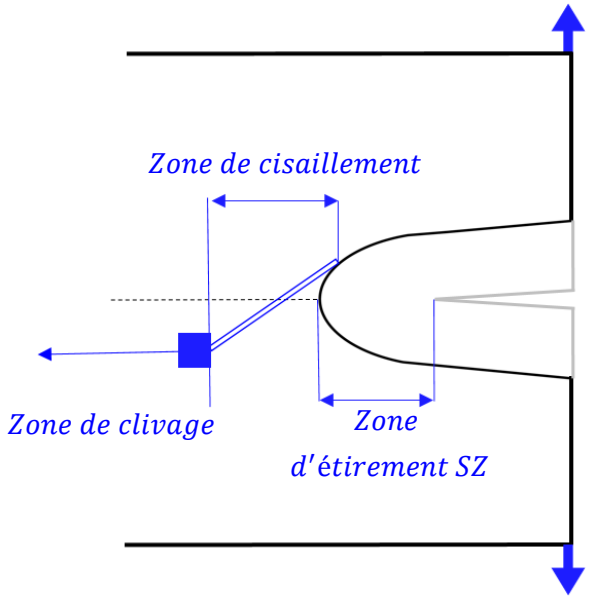


Figure 53 : Illustration des différentes zones présentes dans une éprouvette fragile

2141-SENT-9 à -100°C 2141-SENT-3 à -100°C

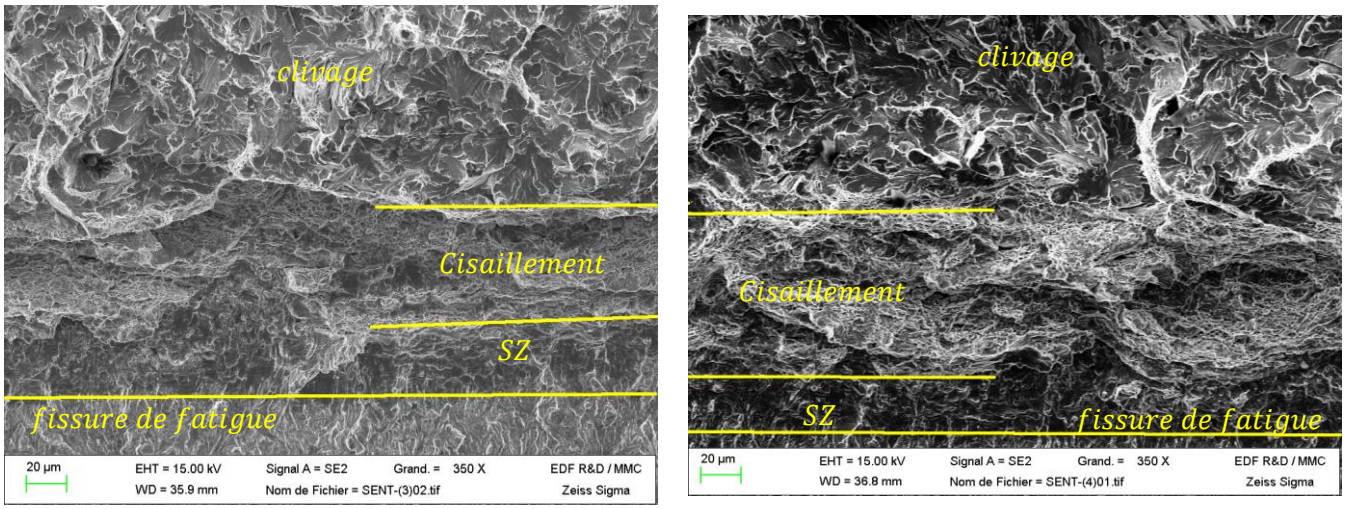


Figure 54 : Faciès des éprouvettes $2141 - SENT - 9/3$. Existence d'une SZ, d'une zone de cisaillement et du clivage. Ces deux éprouvettes sont fragiles. Echelle est : $20\mu m$.

4.4.3 $\underline{T = -50°C}$

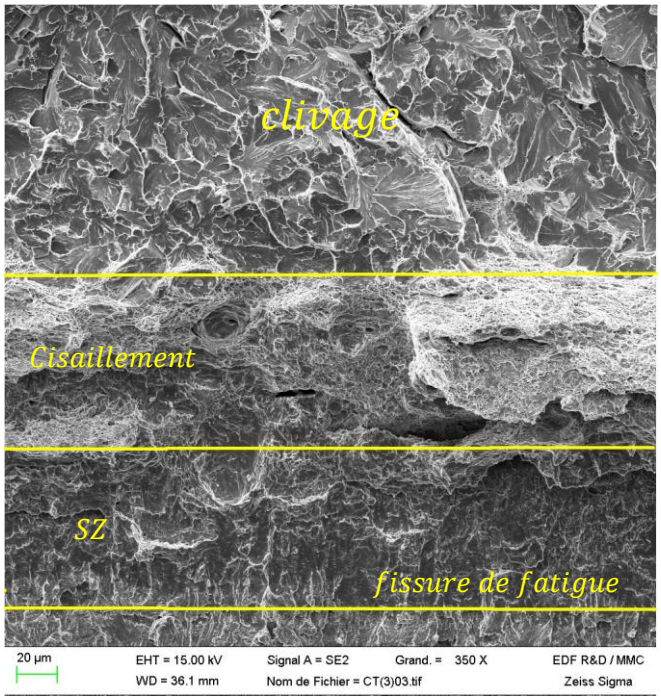
A cette température, les éprouvettes CT_{50} sont fragiles. On s'intéresse aux éprouvettes : $CT_{12.5}$, CT_{25} et $SENT_{0.5}$. Tableau 11 résume les éprouvettes choisies :

$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$\Delta a(mm)$	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$	$J(kJ/m^2)$
$2141 - T11 - CT12 - 11$	0,083	205	184,66
$2141 - T6 - CT12 - 9$	0,153	240	253,10
$\boldsymbol{CT_{25}}$	$\Delta a(mm)$	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$	$J(kJ/m^2)$
$2141 - T3 - CT25 - 3$	0,234	271	322,70
$2141 - T7 - CT25 - 2$	0,688	389	664,91
$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	$\Delta a(mm)$	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$	$J(kJ/m^2)$
$2141 - SENT - 18$	0,231	267	313,24

Tableau 11 : Les éprouvettes choisies pour observation

La Figure 55 met en évidence la présence de trois zones comme dans le cas de l'éprouvettes $SENT_{0.5}$ à $-100°C$, à savoir : une zone d'étirement suivie par une zone du cisaillement et une zone de clivage. Le mode d'amorçage de ces deux éprouvettes est bien le clivage. Par conséquence, toutes les éprouvettes qui ont des ténacités inférieures à $205\,MPa\sqrt{m}$ pour les $CT_{12.5}$ et $271\,MPa\sqrt{m}$ pour les CT_{25} s'amorcent en clivage.

2141-T11-CT12-11 à -50°C



2141-T3-CT25-3 à -50°C

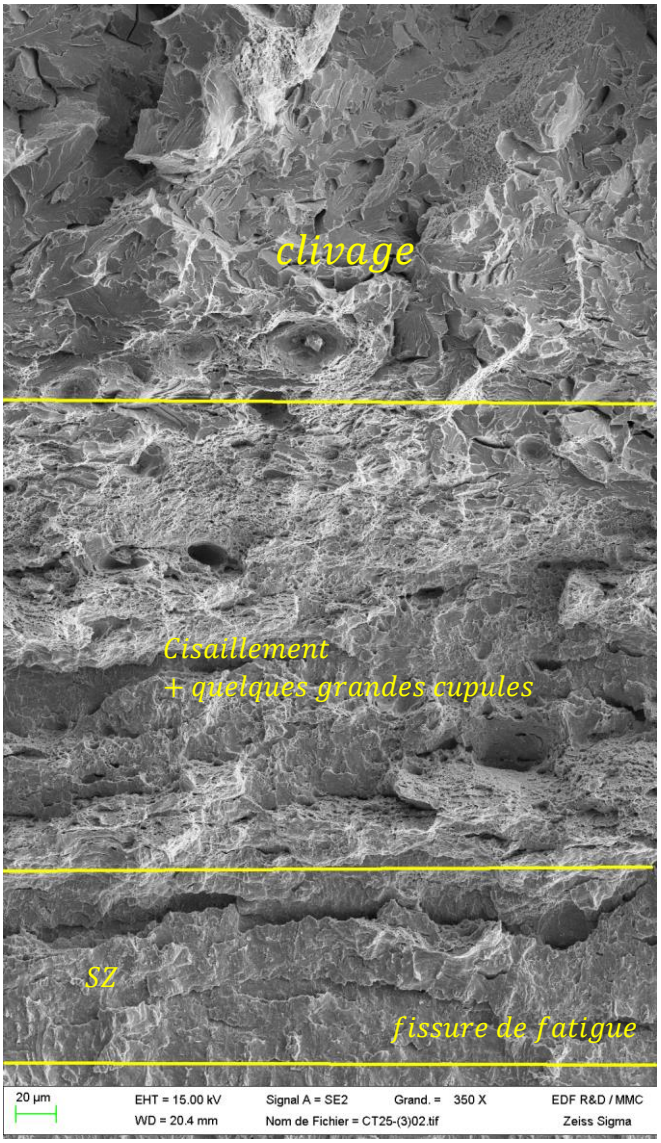
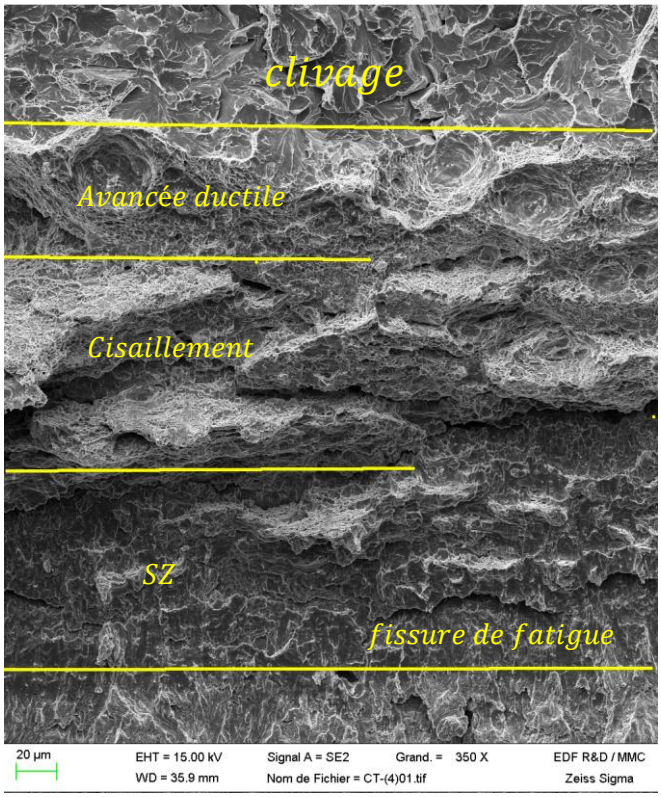


Figure 55 : Faciès des éprouvettes $CT_{12.5}$ et CT_{25}. Existence d'une SZ, d'une zone de cisaillement et du clivage. Ces deux éprouvettes sont fragiles (CT_{25} représente un cas limite). Echelle est : $20\mu m$.

En revanche, Figure 56 et Figure 57 montrent l'existence d'une nouvelle zone qui est la zone de déchirure ductile juste avant celle du clivage (dans le cas où l'éprouvette est rompue par clivage). Dans cette zone, des grosses cupules germinées sur des inclusions MnS sont observées. Ces éprouvettes ont alors une avancée ductile de la fissure. On en déduit que les éprouvettes $CT_{12.5}, CT_{25}, SENT_{0.5}$ qui ont des ténacités supérieures respectivement à $205\ MPa\sqrt{m}$; $389\ MPa\sqrt{m}$; $267\ MPa\sqrt{m}$ s'amorcent également en ductile.

2141-T6-CT12-9 à -50°C



2141-T7-CT25-2 à -50°C

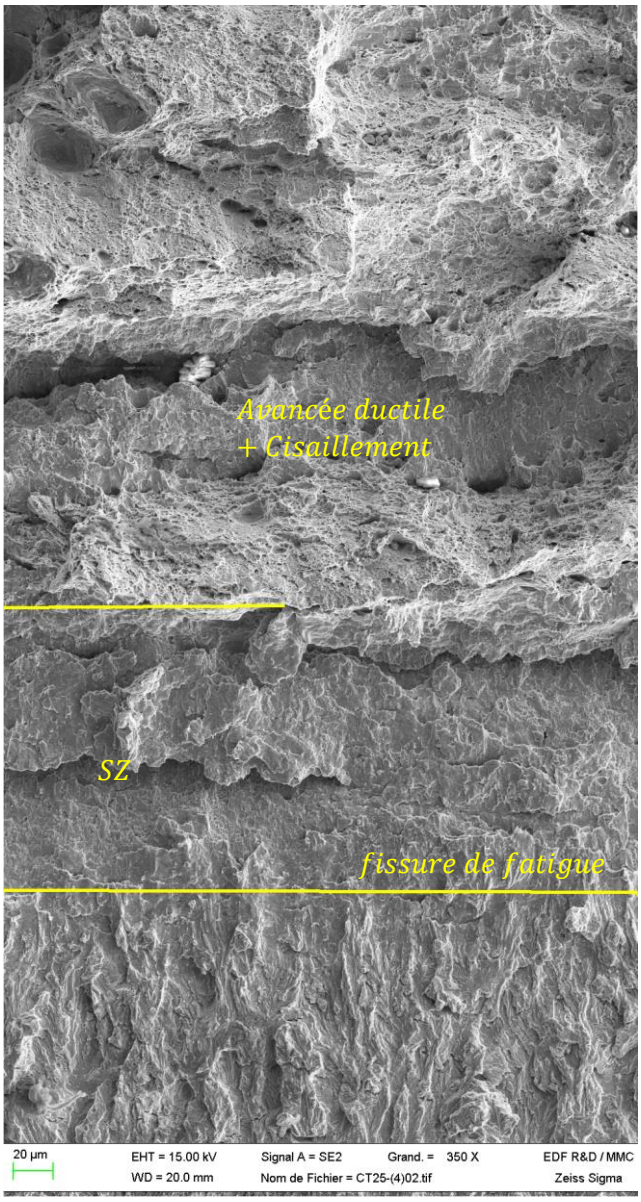


Figure 56 : Faciès des éprouvettes $CT_{12.5}$ et CT_{25}. Existence d'une SZ, d'une zone de déchirure ductile. Ces deux éprouvettes s'amorcent dans le domaine ductile. Echelle est : $20\mu m$.

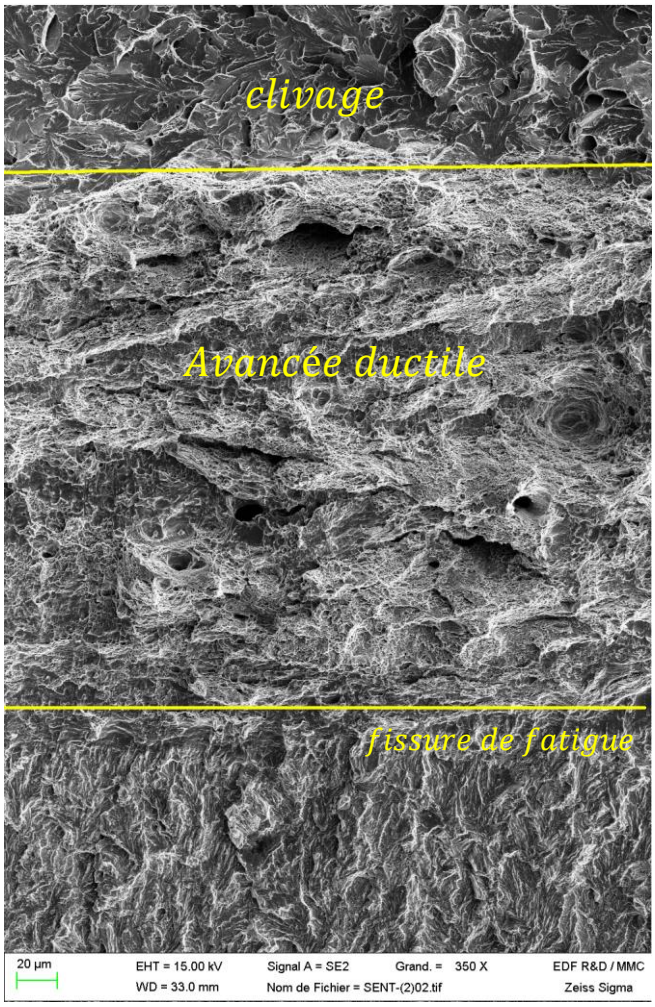


Figure 57 : Faciès de l'éprouvette $SENT_{0.5}$. Existence d'une zone d'avancée ductile de la fissure. On n'observe pas de SZ dans cette éprouvette. Echelle est : $20\mu m$.

La présence des petites cupules indique le cisaillement du ligament liant le front de la fissure émoussée avec les vides germinés sur des inclusions MnS (Figure 58). En effet, la triaxialité est maximale devant la fissure émoussée ce qui favorise la croissance des vides (triaxialité τ élevée) et ainsi, leur coalescence forme une fissure macroscopique. Cette fissure s'étend vers le front d'émoussement et créée une zone de cisaillement.

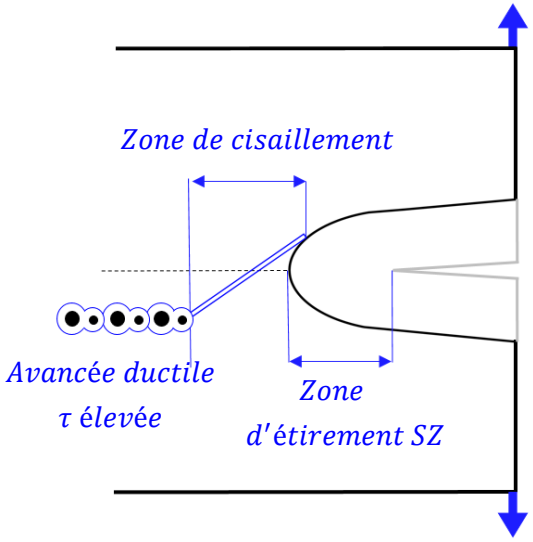


Figure 58 : Illustration des différentes zones présentes dans une éprouvette ductile

4.4.4 Discussion

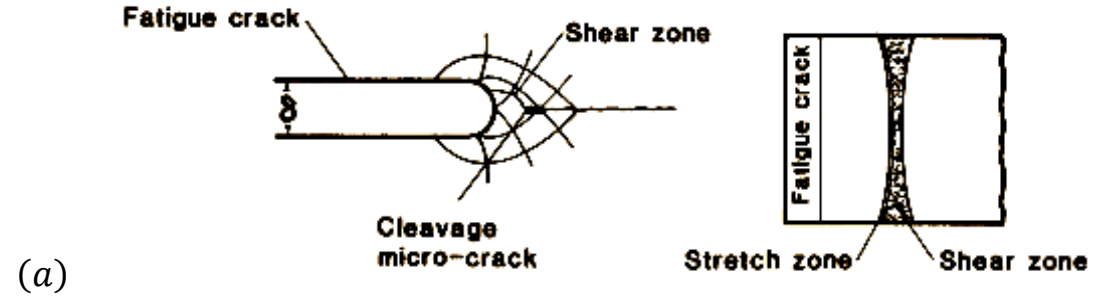
L'hypothèse d'un amorçage fragile suivi par un cisaillement à $-100°C$ et -50°C semble devoir être discutée. En effet à – 100 °C, les faciès observés ne présentent pas de trace d'un amorçage ductile sur une inclusion *MnS* de grande taille (un mécanisme possible dans la zone de transition ductile fragile comme évoqué dans le chapitre bibliographie §2.1.9) mais on a pu observer une zone de cisaillement immédiatement suivi par une zone de clivage. Ce type de faciès mixte a également été observé par (Zia-Ebrahimi, 1985) et (Ebrahimi and Seo, 1996). On trouve également une évidence de l'apparition du cisaillement au même temps que les cupules ductiles sur des éprouvettes de type Charpy *V-notch* à $-70°C$ dans (Tanguy *et al.*, 2005). Selon (Zia-Ebrahimi, 1985) le clivage peut arriver soit avant soit après la zone de cisaillement. Dans le premier cas, la zone devra être plus étroite au centre que proche des bords libres (Figure 59.(a)). Dans le second, elle devrait avoir la forme d'une lunule (Figure 59.(b)). Ces formes n'ont pas pu être observées dans le cadre de cette thèse de sorte qu'il est difficile d'utiliser cette interprétation.

Pour étayer nos observations et nos conclusions sur la zone de cisaillement, il serait intéressant de réaliser un essai permettant de solliciter une éprouvette CT en arrêtant la sollicitation juste avant l'amorçage puis de vérifier sur cette éprouvette s'il y a ou pas une zone de cisaillement.

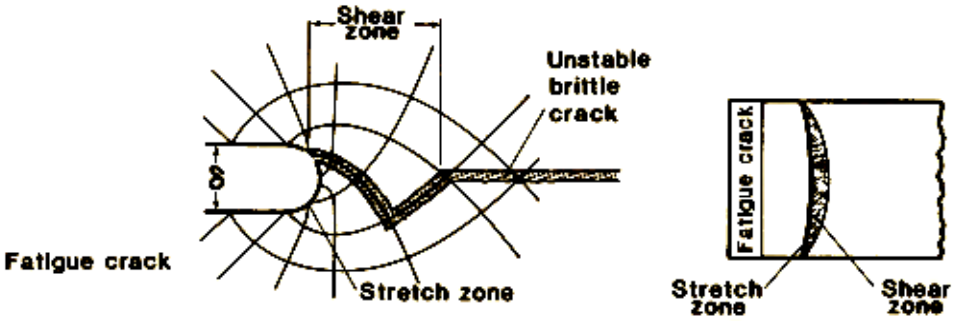
La démarche suivante pourrait être appliquée :

- Le niveau de chargement visé est déterminé à $-50\,°C$. Sur l'ensemble des essais à cette température, le niveau maximum de $CMOD$ à rupture obtenu pour les éprouvettes considérées de la partie basse de la zone de transition, est relevé.
- A -20°C, on charge une éprouvette de géométrie identique (au même a_0/W) et on stoppe l'essai pour le niveau de $CMOD$ obtenu ci-dessus. Ce chargement serait réalisé à $-20°C$ afin de diminuer le risque de rupture fragile tout en étant à $CTOD$ identique.

En effet, pour cet acier, le comportement peut être modélisé par une courbe maitresse normalisée par $\sigma_Y = (R_m + R_{p0,2})/2$ comme montré dans le chapitre (§3). A $CMOD$ identique, la grandeur J/σ_Y est identique entre $-50°C$ et $-20°C$. Or, l'amorçage en ductile étant indépendant de la température, il ne devrait pas y avoir d'amorçage ductile sur l'éprouvette à $-20°C$ (On considère le $CMOD$ le plus grand des éprouvettes du bas de la transition). Par conséquent si l'éprouvette à $-20°C$ ne montre pas de zone de cisaillement mais uniquement de l'émoussement, cela confirmera l'hypothèse.



(a)



(b)

Figure 59 : Illustration de la forme de la zone de cisaillement en fonction de la nature de l'amorçage. (a) Amorçage fragile (b) Amorçage ductile. Figures adaptées de (Zia-Ebrahimi, 1985)

4.5 Conclusion partielle

L'analyse des faciès de rupture des éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ nous permet de distinguer les éprouvettes qui relèvent du bas de la transition aux trois températures : $-150°C, -100°C$ et $-50°C$. A $-150°C$ le faciès est entièrement fragile. La zone d'étirement est très réduite à cause de la faible ténacité. A $-100°C$, on a distingué la présence de trois zones : la zone d'étirement *SZ*, la zone de cisaillement et la zone de clivage. On a émis l'hypothèse que le ligament liant la fissure émoussée et la zone d'amorçage fragile est entièrement rompue par cisaillement suite à l'action du clivage. Cette hypothèse nous a permis de caractériser les éprouvettes qui relèvent du bas de la transition et qui seront exploitées pour modéliser le clivage dans la suite. A $-50°C$ on a distingué en plus des trois zones observées à $-100°C$, une zone supplémentaire dans laquelle on a identifié des grandes cupules caractérisant une avancée ductile de la fissure à triaxialité élevée. Ces éprouvettes relèvent alors du haut de la transition (amorçage en ductile suivi de clivage) et ne seront pas considérées dans notre étude du clivage.

On résume dans la Figure 60 et le Tableau 12 la nature des éprouvettes de toute la base expérimentale. Le bilan global de toutes les éprouvettes de rupture et la nature de leur amorçage est présenté dans l'annexe (§B.6). La Figure 60 est en bon accord avec les prévisions de la norme présentées dans la Figure 43 car seuls 3 essais, valides au sens de la norme, sont exclus après l'observation fractographique des faciès de rupture (2 essais sur $CT_{12.5}$ et un essai sur CT_{25}).

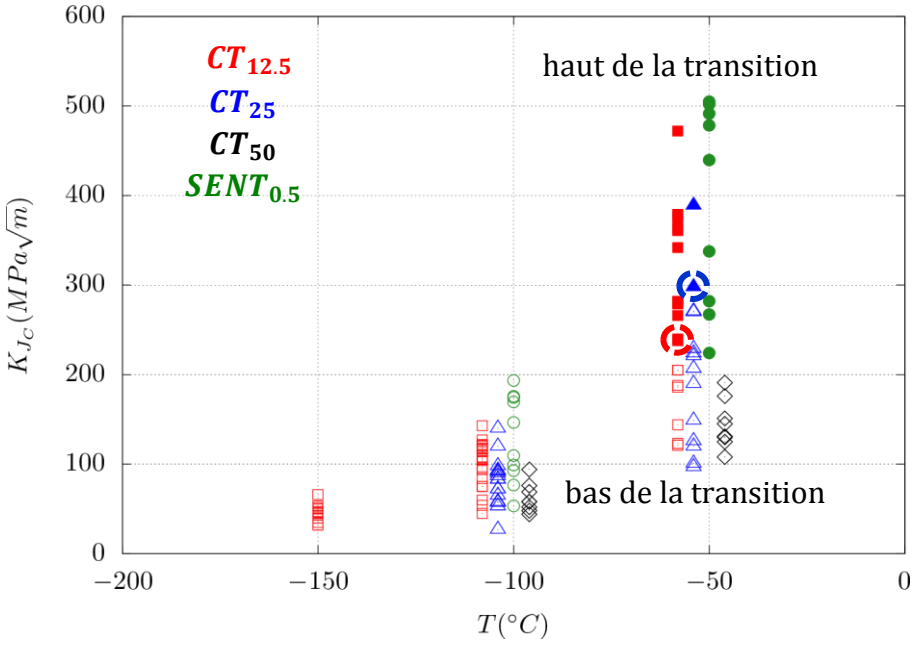


Figure 60 : Les valeurs de ténacités en fonction de la température et de type d'éprouvette. Les symboles creux désignent les éprouvettes du bas de la transition tandis que les symboles pleins indiquent les éprouvettes du haut de la transition. Le décalage des données en température a été fait artificiellement pour faciliter la lecture. Les points entourés correspondent aux essais valides au sens de la norme mais exclus suite à l'étude fractographique.

$T(°C)$	Eprouvettes	Eprouvettes fragiles (bas de la transition)	Total
$-50°C$	$CT_{12.5}$	7	21
	CT_{25}	12	14
	CT_{50}	8	8
	$SENT_{0.5}$	0	10
$-100°C$	$CT_{12.5}$	20	20
	CT_{25}	16	16
	CT_{50}	8	8
	$SENT_{0.5}$	10	10
$-150°C$	$CT_{12.5}$	12	12
	CT_{25} , CT_{50} , $SENT_{0.5}$	0	0

Tableau 12 : Tableau sommaire des éprouvettes du bas de la transition

4.6 Conclusion globale

Dans ce chapitre, une étude fractographique des éprouvettes testées dans le chapitre (§3) a été présentée. Cette étude permet dans un premier temps d'analyser l'effet de la température et de la géométrie sur l'endommagement ductile et dans un deuxième temps de distinguer les éprouvettes CT_B , $SENT_{0.5}$ fragiles qui relèvent du bas de la zone de transition pour les modéliser par la suite.

La comparaison qualitative des faciès de rupture montre que la température a un effet limité sur les faciès de rupture pour la même géométrie. Ceci confirme que l'endommagement ne dépend pas de la température comme conclut également dans le chapitre (§3). On a également confirmé que l'amorçage de la rupture est de nature ductile sur les éprouvettes AE_χ dans l'intervalle de température $[-100°C; -50°C]$. Ces éprouvettes seront alors utilisées lors de la modélisation préliminaire de l'endommagement qu'on présentera dans le chapitre (§4).

Ensuite, l'analyse des faciès de rupture a permis d'identifier, sur les éprouvettes $CT_B, SENT_{0.5}$, la nature de l'amorçage de la rupture. L'analyse fine des faciès de rupture permet de mettre en évidence une zone de cisaillement dont la formation est considérée comme postérieure à l'amorçage fragile. Néanmoins, cette interprétation devrait être étayée par des essais complémentaires dans le futur. Suite aux observations précédentes : 93 éprouvettes présentent un amorçage fragile dans un total de 119 éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$. L'ensemble des éprouvettes fragiles sera utilisé dans le chapitre (§6) afin de modéliser le clivage dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile.

La modélisation du clivage nécessite la description préalable du comportement élastoplastique de notre matériau. Dans le chapitre suivant, on s'intéresse à modéliser le comportement élastoplastique en proposant une formule d'écrouissage cohérente avec l'existence de la courbe maitresse qu'on a démontrée dans le chapitre (§3).

5 Modélisation de la plasticité et d'endommagement

Dans ce chapitre, on utilisera les résultats des deux derniers chapitres (§3, §4) pour modéliser le comportement élastoplastique et l'endommagement ductile de notre matériau. La modélisation de la plasticité nous sera indispensable dans la description du clivage (Chapitre §6) et puisqu'on ne s'intéresse dans cette étude qu'à la description de la partie basse de la transition ductile-fragile, la modélisation préliminaire de la rupture ductile qu'on présentera dans ce chapitre ne sera pas exploitée dans la suite. Néanmoins, cette modélisation fournira quelques résultats préliminaires pour les études futures dans la partie haute de la transition ductile-fragile. Dans un premier temps, une étude de l'effet du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile sur les éprouvettes non fissurées sera menée. Dans un deuxième temps on proposera de fournir une identification préliminaire des paramètres de notre modèle d'endommagement sur les éprouvettes AE_χ. Tous les calculs dans ce chapitre sont effectués à l'aide de *Code_Aster* en utilisant les éléments à 5 champs non locaux en formulation logarithmique présentés dans l'étude bibliographique (§2).

5.1 Modélisation de la plasticité

L'observation macroscopique des faciès de rupture des éprouvettes axisymétriques AE_χ et TC_6 (§4) montre que la section minimale conserve une forme circulaire après déformation. Le comportement du matériau est alors un comportement élastoplastique isotrope. La surface d'écrouissage $\mathcal{F}$ peut être exprimée par :

$$\mathcal{F}(\boldsymbol{\sigma}, p) = \sigma_{eq} - R(p) = 0 \qquad \sigma_{eq} = \sqrt{3.J_2(\boldsymbol{\sigma})} = \sqrt{\frac{3}{2}\boldsymbol{s} : \boldsymbol{s}} \tag{5.1}$$

Où σ_{eq} est la contrainte équivalente de von Mises, p est la déformation plastique cumulée associée, $\boldsymbol{s}$ est la partie déviatorique du tenseur de contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ et R la contrainte d'écoulement. On utilise une formule classique pour R sous la forme (Tanguy *et al.*, 2000) :

$$R(p) = R_0 + H.p + Q_1(1 - \exp(-b_1.p)) + Q_2\big(1 - exp(-b_2.p)\big) \tag{5.2}$$

Cette formule contient deux termes exponentiels qui saturent l'écrouissage et un terme linéaire. Les seuls paramètres à identifier sont donc : $R_0, H, Q_1, Q_2, b_1, b_2$. Ces paramètres dépendent de la température mais à priori pas de la géométrie. Le résultat d'existence d'une courbe maîtresse démontré dans (§3.4.1) se traduit par :

$$\frac{R(p)}{\sigma_Y(T)} = p.\bar{H} + \overline{R_0} + \overline{Q_1}(1 - \exp(-b_1.p)) + \overline{Q_2}\big(1 - exp(-b_2.p)\big) \tag{5.3}$$

$b_1$et b_2 sont alors constantes et $\overline{Q_{1,2}}$ $b_{1,2}$, $\overline{R_0}, \bar{H}$ sont des paramètres adimensionnels indépendants de la température qu'on identifie uniquement à $-20°C$. Les paramètres à $-50°C, -100°C$ et $-150°C$ sont déduits à partir de :

$$Q_{1,2}(T) = \overline{Q_{1,2}}.\sigma_Y(T)\ ;\ R_0(T) = \overline{R_0}.\sigma_Y(T)\ ;\ H(T) = \bar{H}.\sigma_Y(T); b_{1,2} = Const \tag{5.4}$$

A $-20°C$, on choisit une méthodologie d'identification qui consiste à minimiser la différence entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulations éléments finis. Cette méthodologie est appliquée sur toutes les éprouvettes AE_χ et TC_6 testées en comparant pour chaque itération de calcul, les courbes $F - \Delta L$ et $\Delta\Phi/\Phi_0$ issues de ce calcul avec les courbes expérimentales correspondantes. Cette méthodologie nécessite que les résultats de simulations soient indépendants des maillages utilisés pour chaque éprouvette.

Les paramètres sont identifiés sans tenir compte du palier de Lüders présent dans les courbes de traction (§3.4.1). Le paramètre R_0 est alors défini comme indiqué dans la figure ci-dessous (Figure 61).

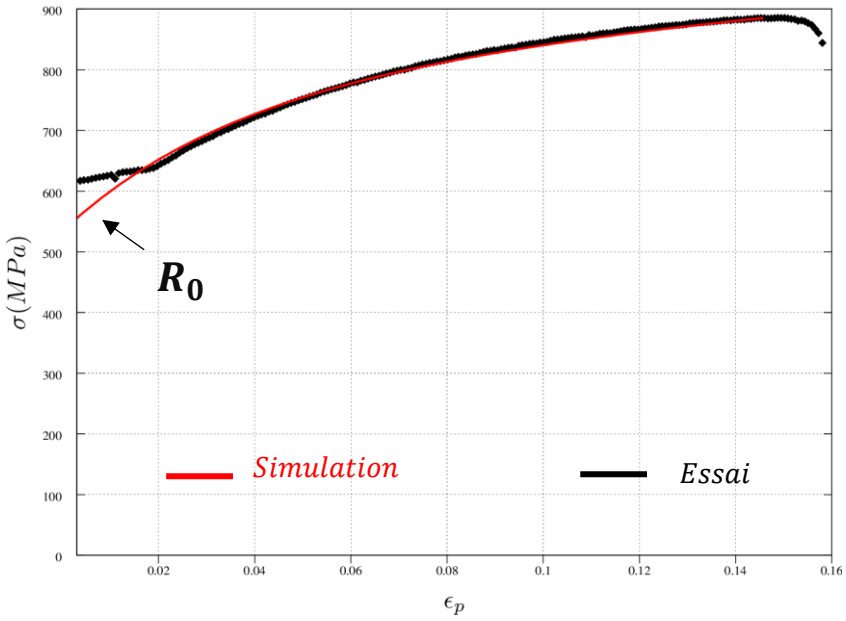


Figure 61 : Définition du paramètre R_0

On utilise l'outil *MAP* et le composant *c_solver_field_diff_multi* pour la procédure d'identification. On présente dans la Figure 62. Les maillages pour les éprouvettes AE_χ utilisées dans la procédure d'identification. Les maillages sont raffinés uniquement au niveau de l'entaille qui est la zone la plus sollicitée. Néanmoins, on note que ce degré de raffinement n'est pas indispensable pour assurer l'indépendance des résultats au maillage.

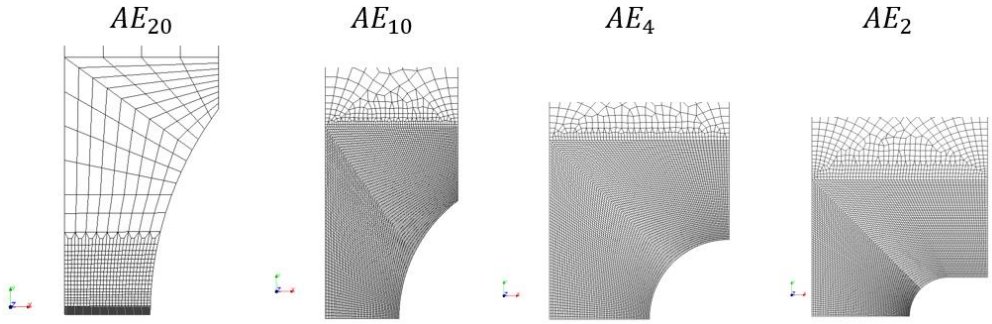


Figure 62 : Maillage des éprouvettes AE_χ utilisés dans la procédure d'identification. On retient une taille de maille d'environ 100µm dans la zone de raffinement.

Les résultats de cette identification à $-20°C$ sont présentés dans le Tableau 13. Pour les autres températures $-50°C, -100°C$ et $-150°C$ on utilise la formule (5.4):

$\overline{R_0}$	$\overline{H}$	$\overline{Q_1}$	$\overline{Q_2}$	b_1	b_2
0.772	0.	0.475	0.307	3.888	29.0

Tableau 13 : Les paramètres adimensionnels identifiés à -20°C mais valables dans $[-150°C, -20°C]$. Le paramètre H n'a aucune contribution dans la loi d'écrouissage.

$T(°C)$	$-20°C$	$-50°C$	$-100°C$	$-150°C$
$\sigma_Y(MPa)$	607.0	635.5	691.0	810.0

Tableau 14 : Les valeurs de σ_Y utilisées dans la procédure d'identification. Uniquement à $-150°C$, on re-identifie la valeur de $\sigma_Y(-150°C)$ qui est légèrement différente de σ_Y expérimentale (Tableau 6).

Les courbes simulées avec les paramètres donnés dans le tableau ci-dessus (Tableau 13) sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, aussi bien pour les éprouvettes AE_{χ}, TC_6 (Figure 63, Figure 64, Figure 65, Figure 66) que pour les éprouvettes $CT, SENT$ (Figure 67).

On note un très bon accord pour toutes les températures étudiées. Par ailleurs on constate que le palier de Lüders disparait pour les éprouvettes $AE_{10,4,2}$ et que le modèle de plasticité utilisé, qui ne tient pas compte du palier, est à même de reproduire ces essais. On constate donc qu'en présence d'une entaille assez sévère (au-delà de la AE_{20}), il n'est pas nécessaire de prendre en compte le palier de Lüders. La fissure étant un défaut encore plus sévère, on utilisera donc cette loi pour modéliser les essais avec fissure (§6.1).

Remarque :

Pour prendre en compte l'effet du palier de *Lüders* dans la loi d'écoulement proposée, l'équation (5.3) sera modifiée telle que :

$$R(p) = \max\{\sigma_{Lüders}\,;\, R_0 + Q_1(1 - \exp(-b_1.p)) + Q_2\big(1 - exp(-b_2.p)\big)\} \qquad (5.5)$$

avec $\sigma_{Lüders}$ la contrainte atteinte au niveau du palier. On utilisera cette formule pour étudier l'effet du Palier de *Lüders* sur la rupture au §6.3.2.

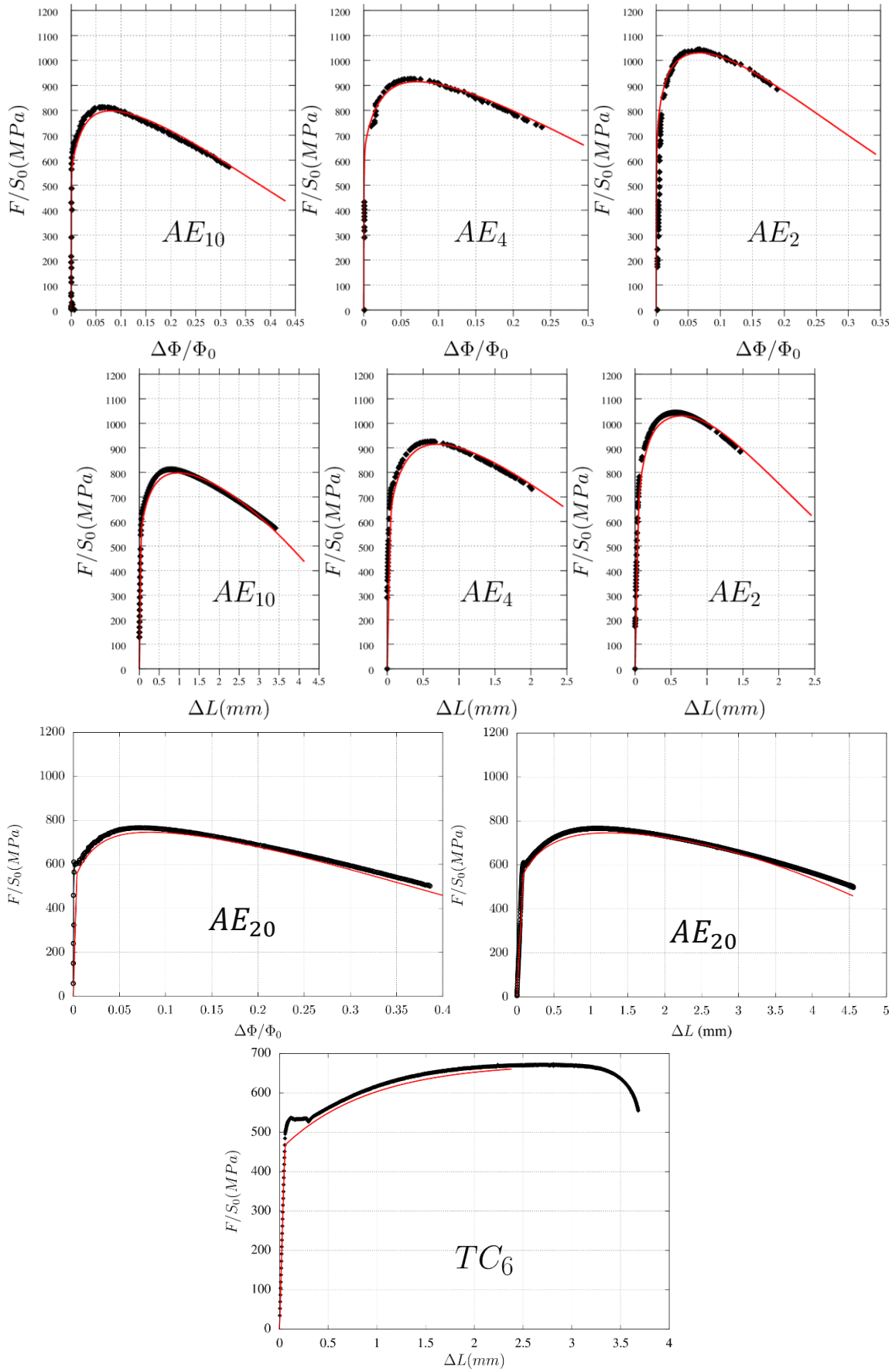


Figure 63 : Comparaison à $-20°C$ des courbes expérimentales (points **noirs**) avec les courbes du calcul éléments finis (en rouge).

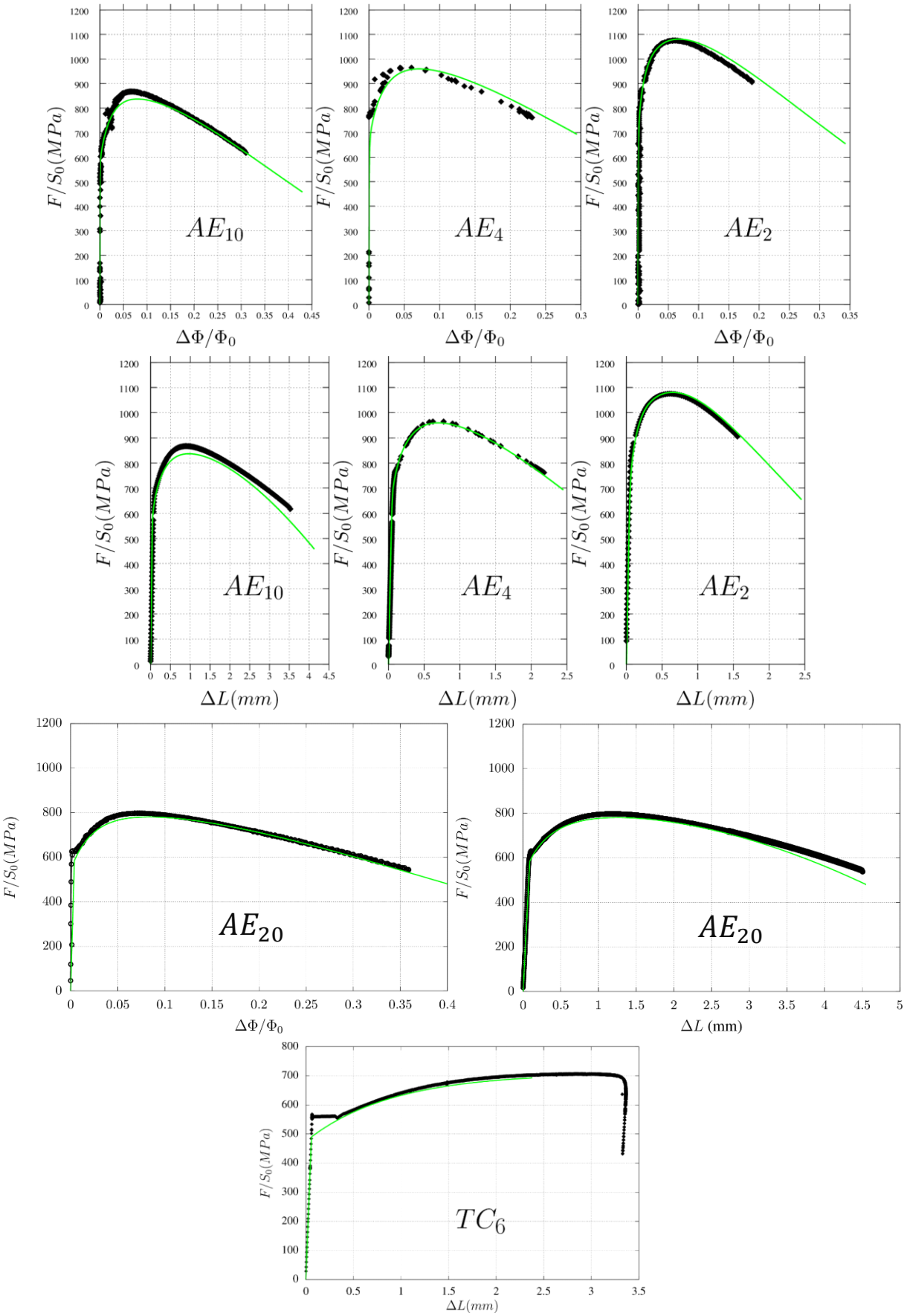


Figure 64 : Comparaison à $-50°C$ des courbes expérimentales (points **noirs**) avec les courbes du calcul éléments finis (en vert)

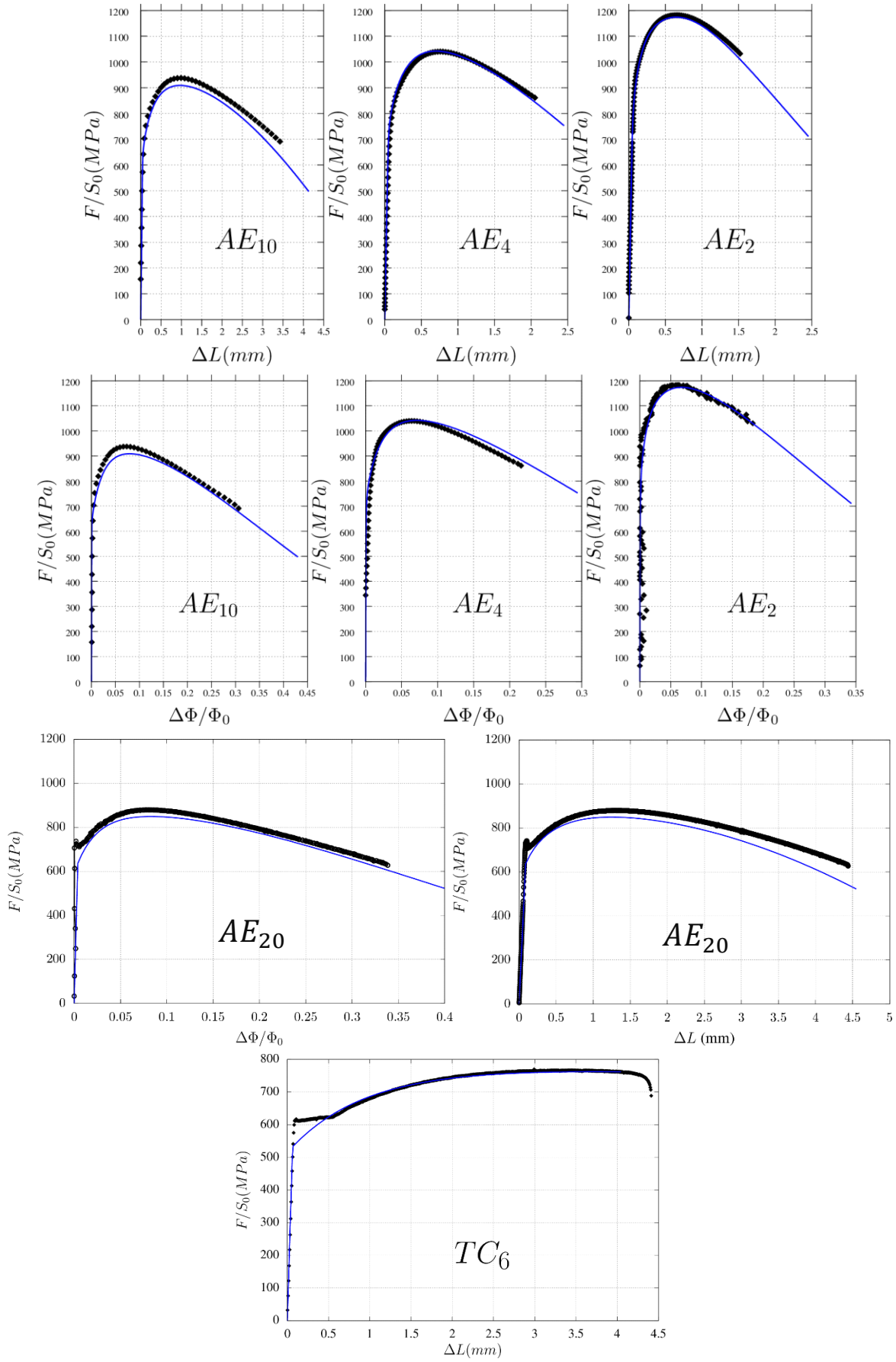


Figure 65 : Comparaison à $-100°C$ des courbes expérimentales (points **noirs**) avec les courbes du calcul éléments finis (en bleu).

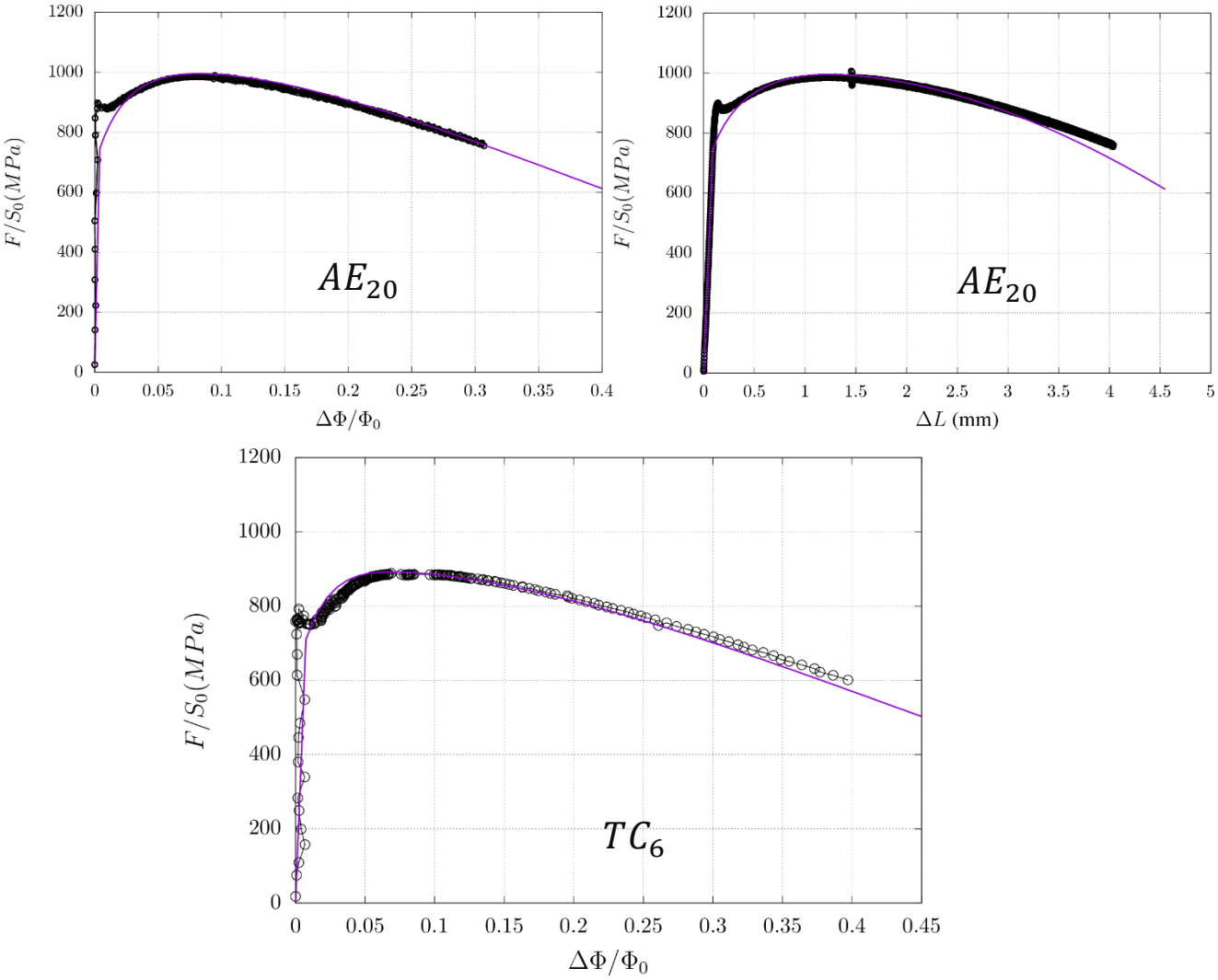


Figure 66 : Comparaison à $-150°C$ des courbes expérimentales (points **noirs**) avec les courbes du calcul éléments finis (en magenta).

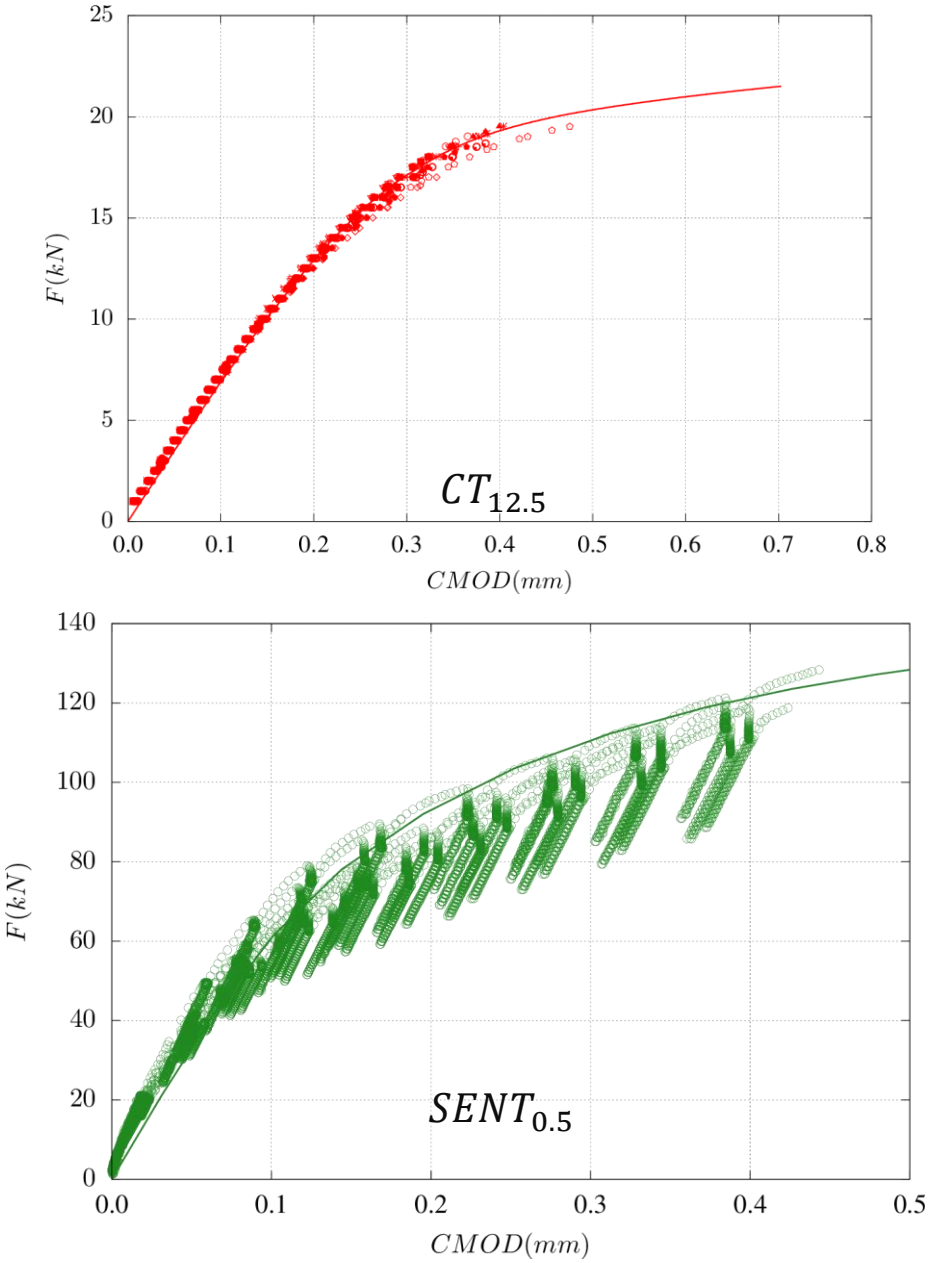


Figure 67 : Comparaison à -100°C des courbes expérimentales (points) avec les courbes du calcul éléments finis (en continus) pour (a) l'éprouvette $CT_{12.5}$ et (b) l'éprouvette $SENT_{0.5}$.

Note sur l'exposant d'écrouissage effectif

La formule proposée de la limite d'écoulement contient deux termes exprimés avec des fonctions exponentielles. On note par $R_1(p)$ et $R_2(p)$ les fonctions suivantes :

$$R_{1,2}(p) = R_0 + Q_{1,2}\left(1 - \exp\left(-b_{1,2}.p\right)\right) \tag{5.6}$$

Puisque $b_2 > b_1$, la fonction R_2 contribue avec un écrouissage rapide et sature à de faibles niveaux de déformation p tandis que la fonction R_1 contribue avec un écrouissage lent et sature lorsque p est plus élevé. On montre simplement que $Q(1 - \exp(-bp))$ atteint 95% de sa limite Q pour $p \approx 3/b$.

En effet, on peut montrer qu'uniquement la fonction R_2 domine l'évolution de l'écrouissage lorsque $p \to 0$. On peut s'en convaincre en proposant de calculer l'exposant de l'écrouissage effectif $N(p)$ des fonctions $R(p), R_1(p)$ et $R_2(p)$ à l'aide des formules ci-dessous (équations (5.7) et (5.8)) :

$$\forall p > 0\ , N(p) \overset{\text{def}}{=} \frac{d\log R(p)}{d\log p} = \frac{Q_1 b_1 \exp(-b_1 p) + Q_2 b_2 \exp(-b_2 p)}{R_0 + Q_1(1-\exp(-b_1 p)) + Q_2(1-\exp(-b_2 p))} p \qquad (5.7)$$

$$N_i(p) = \frac{d\log R_i(p)}{d\log p} = \frac{Q_i b_i \exp(-b_1 p)}{R_0 + Q_i(1-\exp(-b_i p))} p \ \ avec \ \ i \in \{1,2\} \qquad (5.8)$$

Il est à noter que cet exposant n'est rien d'autre que l'exposant d'écrouissage classique pour une loi d'écrouissage en exposant (5.9). $N \to 0$ correspond à la plasticité parfaite tandis que $N = 1$ correspond à un écrouissage linéaire.

$$R(p) = Kp^N \quad N(p) = N \qquad (5.9)$$

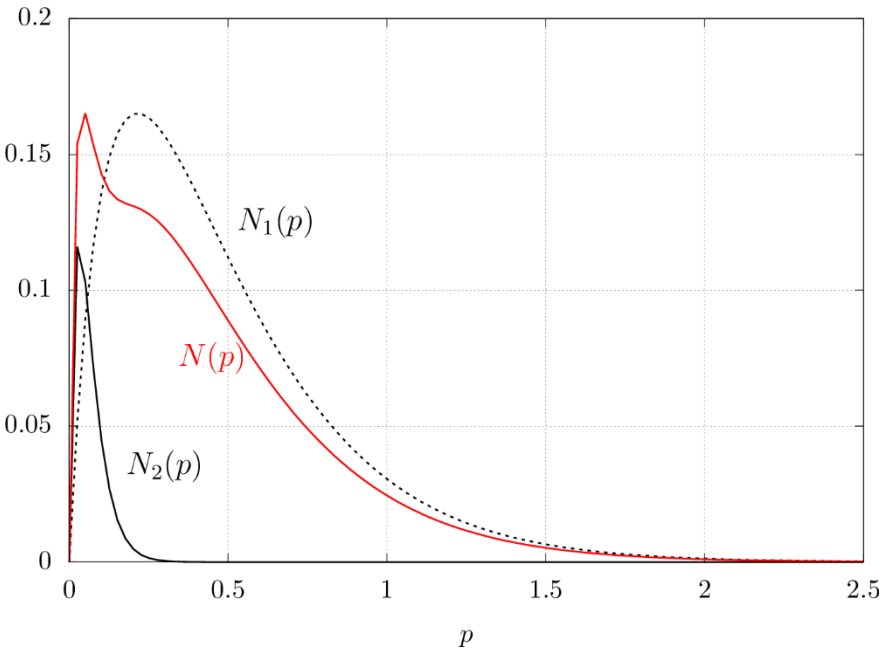


Figure 68 : Evolution du coefficient d'écrouissage instantané en fonction de la déformation plastique cumulée.

Lorsque $p \to 0^+$ on a $N(p) \approx N_2(p)$ et l'écrouissage est gouvernée par le terme R_2 (Figure 68). Ensuite l'écrouissage atteint un maximum puis il décroit jusqu'à saturation ($p \to \infty$). La décroissance de N traduit un écrouissage lent gouverné par le terme R_1 lorsque $p \to \infty$. Un écrouissage lent conduit à un niveau de contrainte qui croit très lentement (en fonction de p). La réduction de la section dans les essais AE_χ et la faible croissance de la contrainte pendant cet écrouissage lent conduisent à la chute de la force (§3.4.1). On fera usage des remarques sur les deux modes d'écrouissage illustrés dans (§6.2.1.1) afin d'expliquer les variations du $CTOD$ en fonction du chargement.

5.2 Conclusion partielle

Dans cette première partie, on a proposé une formule d'écrouissage isotrope exprimée à l'aide de deux fonctions exponentielles. On a constaté qu'en présence d'une entaille assez sévère (au-delà de la AE_{20}), il n'est pas nécessaire de prendre en compte le palier de Lüders. Puisque la fissure est un défaut encore plus sévère, la loi utilisée par la suite ne tiendra alors pas compte alors du palier de Lüders. Afin d'exploiter le résultat sur la courbe maîtresse du chapitre (§2) on a choisi d'exprimer cette loi dans sa forme normalisée par la contrainte σ_Y. Les paramètres de cette loi exprimée ainsi ne dépendent pas de la température :

$$\mathcal{F}(\boldsymbol{\sigma}, p) = \sigma_{eq} - R(p) = 0 \qquad \sigma_{eq} = \sqrt{3.J_2(\boldsymbol{\sigma})} = \sqrt{\frac{3}{2}\boldsymbol{s} : \boldsymbol{s}}$$

$$\frac{R(p)}{\sigma_Y(T)} = \overline{R_0} + \overline{Q_1}(1 - \exp(-b_1.p)) + \overline{Q_2}\left(1 - exp(-b_2.p)\right)$$

Avec :

$$\overline{R_0} = 0.772\,;\overline{Q_1} = 0.475\,;\ \overline{Q_1}{=}0.307\,;\ b_1 = 3.888\,;\ b_2 = 29.0$$

L'identification des paramètres est effectuée à $-20°C$ et est vérifiée à $-50°C, -100°C$ et $-150°C$ sur les éprouvettes AE_χ, TC_6 et sur les éprouvettes $CT_{12.5}, SENT_{0.5}$ à $-100°C$. Les résultats simulés sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. On utilisera cette loi dans le chapitre (§6) pour modéliser le clivage dans les éprouvettes fissurées.

5.3 Modélisation de l'endommagement ductile

5.3.1 Effet du paramètre de Lode

L'étude expérimentale et l'étude fractographique (chapitre §3 et chapitre §4) nous ont permis de mettre en évidence, d'une part, un effet limité de la température et d'une autre part, un effet très important de la triaxialité τ sur la ductilité et l'endommagement. Dans cette partie, on propose d'étudier l'effet du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile. On rappelle la définition du paramètre de Lode :

$$\mathcal{L} = \frac{\sigma_I + \sigma_{III} - 2\sigma_{II}}{\sigma_I - \sigma_{III}}$$

σ_I, σ_{II} et σ_{III} sont les valeurs principales du tenseur de contraintes $\boldsymbol{\sigma}$. On propose d'étudier l'effet de $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile en appliquant une démarche similaire à (Wierzbicki *et al.*, 2005; Xue, 2007).

En effet, on s'intéresse à la variation de la ductilité en fonction de la triaxialité sur des éprouvettes ayant des paramètres $\mathcal{L}$ différents : $AE_\chi(\mathcal{L} = 1)$ et $DP - DP_\eta(\mathcal{L} \approx 0)$. La ductilité est exprimée par la déformation plastique équivalente de von Mises (logarithmique) au centre de l'éprouvette à l'amorçage qu'on note par E_{eq_f}. A cette mesure on associe la triaxialité de l'éprouvette τ. E_{eq}, τ sont évalués au nœud au centre du maillage de chaque éprouvette car généralement, c'est l'endroit où la triaxialité est maximale dans l'éprouvette. Dans cette partie, on cherche à évaluer l'effet du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur la courbe $E_{eq_f} - \tau$.

On considère les éprouvettes $DP, DP_\eta(\mathcal{L} \approx 0)$ et $AE_\chi(\mathcal{L} = 1)$. Ces deux catégories d'éprouvettes ont des triaxialités du même ordre mais des paramètres de Lode différents. L'amorçage de la rupture ductile est - en général - associé à une chute rapide de la force. L'amorçage est donc repéré par l'allongement ΔL_f qui correspond au début de cette chute (Figure 69). En pratique, dans le cas du notre matériau, l'amorçage est très rapidement suivi d'une rupture brutale et instable. Il a pu être vérifié par examen fractographique que tous les amorçages étaient bien ductiles à $-20°C$ (§4).

On simule les éprouvettes $DP - DP_\eta$ et AE_χ en plasticité à $-20°C$ avec les paramètres identifiés dans (§5.1). Les maillages sont présentés dans (Figure 62, Figure 69, Figure 71). On calcule pour chaque éprouvette la triaxialité τ et E_{eq_f} à l'amorçage i.e. $\Delta L = \Delta L_f$ (Tableau 15). On remarque que les courbes simulées sont en bon accord avec les courbes expérimentales pour les éprouvettes DP et DP_6 (Figure 70). Cependant un léger décalage est observé pour l'éprouvette DP_1. La simulation de cette éprouvette avec le modèle *GTN* devrait permettre de réduire ce décalage étant donné que la triaxialité de cette éprouvette favorise l'endommagement.

Pour apprécier le rôle du paramètre de Lode sur la rupture ductile, on trace pour chaque éprouvette l'historique $E_{eq} - \tau$ (Figure 72) jusqu'au point de rupture ΔL_f expérimental. On constate que les points à rupture $\left(E_{eq_f}, \tau_f\right)$ appartiennent à une même courbe et qu'il n'y a pas de différence significative par rapport à la différence du paramètre de Lode comme cela a pu être observé dans la littérature sur d'autres matériaux (Xue, 2007). Il est par ailleurs possible que les niveaux de triaxialité soient trop élevés pour que l'effet du paramètre de Lode sur la rupture soit notable (Wierzbicki *et al.*, 2005).

On propose donc de décrire la courbe $\left(E_{eq_f}, \tau_f\right)$ par une fonction exponentielle similaire au modèle Johnson-Cook-Beremin (Beremin, 1981; Johnson and Cook, 1985). Cette fonction ne dépend que de la triaxialité en accord avec l'observation que le paramètre de n'a pas d'effet sur l'amorçage ductile. Cette relation est tracée à la Figure 72.

Finalement, la fonction précédente pourrait servir en pratique comme un critère simple d'endommagement en post-traitement d'un calcul élastoplastique sur une structure donnée (Ω). Les points endommagés sont les points $\underline{x} \in (\Omega)$ tel que :

$$E_{eq}(\underline{x}) > 41.5 \exp\left(-3.45\tau(\underline{x})\right) \tag{5.10}$$

Cette formule très simple ne considère que l'état de contrainte au moment de la rupture sans tenir compte de l'historique de chargement comme le ferait un modèle de *Rice* et *Tracey* (Rice and Tracey, 1969). Ce critère pourrait être utilisé dans les études de prédimensionnement d'un composant par exemple afin de prédire rapidement les endroits les plus endommagés de la structure.

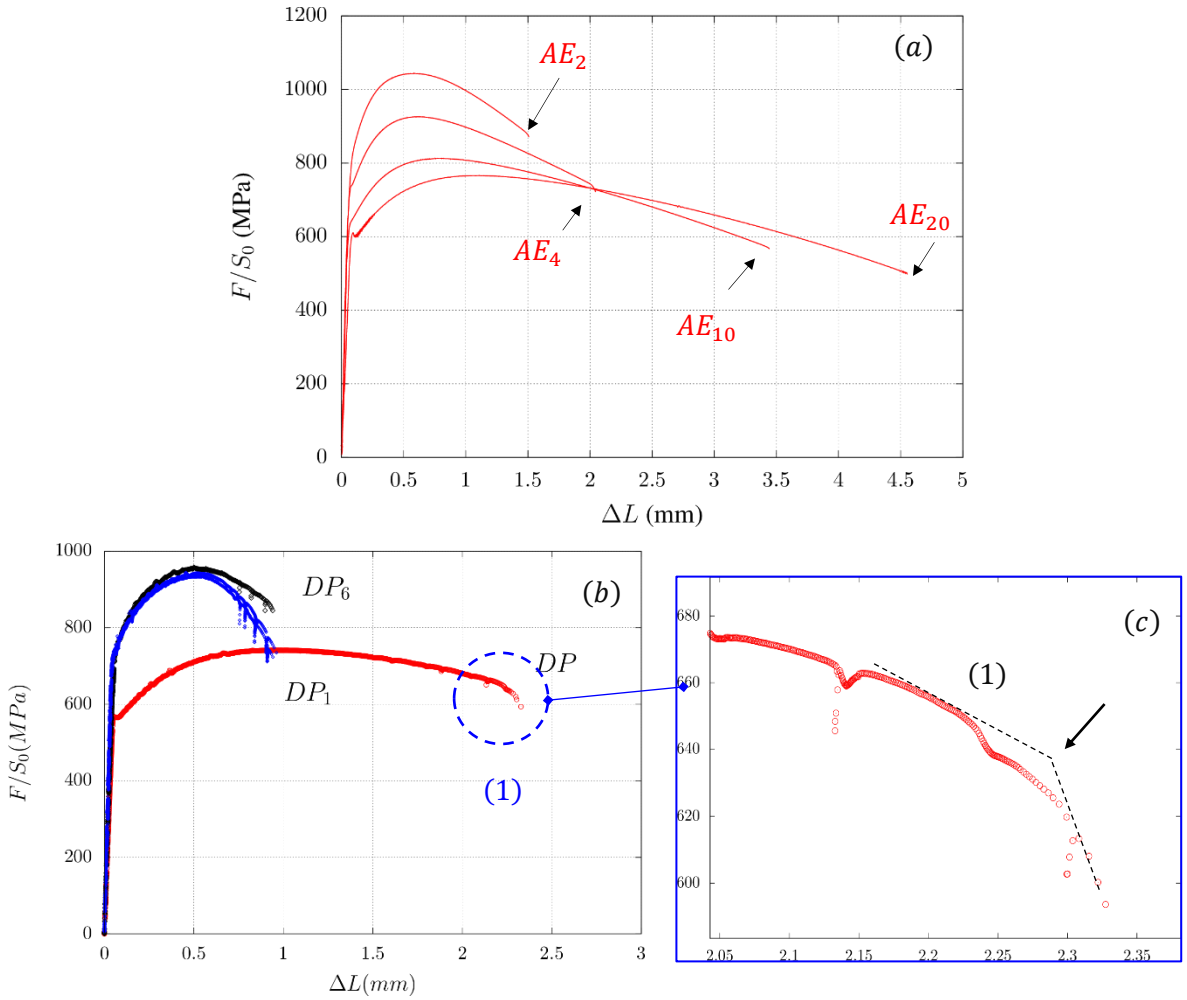


Figure 69 : Courbes $F - \Delta L$ à $-20°C$ des éprouvettes $DP - DP_\eta$ et AE_χ. Les flèches indiquent l'instant d'amorçage. Pour les éprouvettes AE_χ l'amorçage correspond au dernier point acquis (a). Pour les éprouvettes $DP - DP_\eta$ l'amorçage correspond au changement de pente illustré dans (b, c).

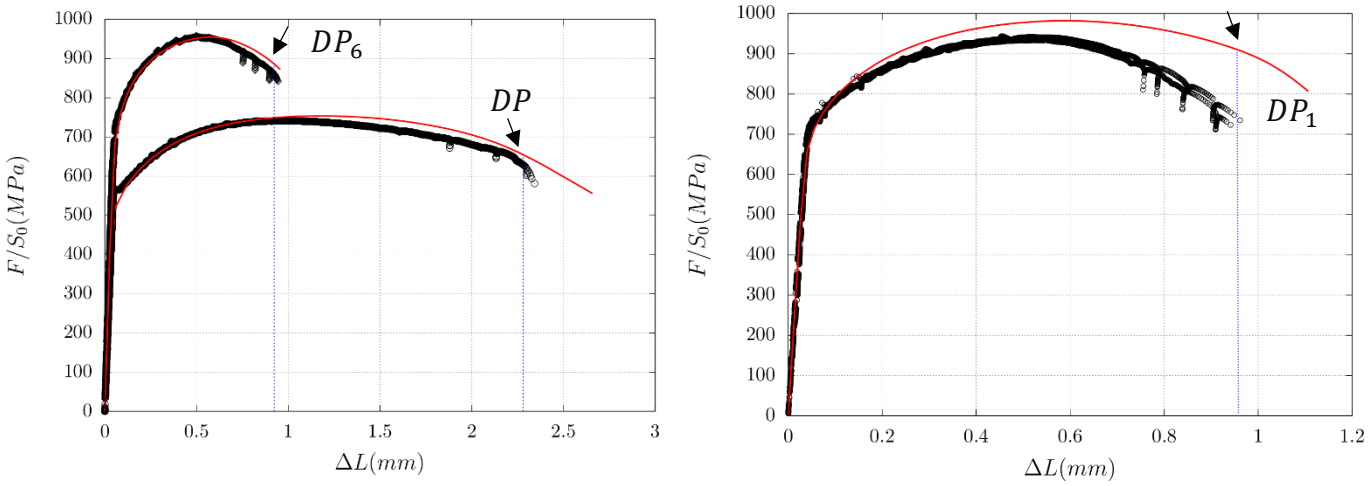


Figure 70 : Comparaison entre les courbes $F - \Delta L$ expérimentales (courbes rouges) et les courbes simulées à $-20°C$. Les flèches indiquent l'instant d'amorçage tandis que les lignes pointillées indiquent les valeurs de ΔL_f correspondantes.

Eprouvette	$\Delta L_f(mm)$	τ	E_{eq_f}
1987-BT1-AE(2)-1	1.533	1.435	0.328
1987-BT2-AE4-1	2.094	1.209	0.556
1987-BT3-AE10-1	3.134	1.061	0.772
1987-BT2-AE20|4-4	4.550	1.088	1.122
2141-T9-DP-2	2.280	1.109	1.346
2141-T9-DP6-2	0.923	1.198	0.656
2141-T9-DP1|DP-4 2141-T9-DP1|DP-5	0.960	1.505	0.099

Tableau 15 : τ, E_{eq_f} à ΔL_f d'amorçage et à $-20°C$. $DP1|DP$ signifie que l'éprouvette DP_1 est usinée à partir d'une éprouvette DP et porte par conséquent sa référence.

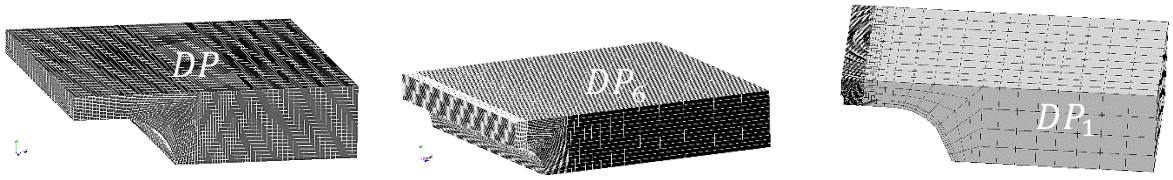


Figure 71 : Maillage des éprouvettes DP, DP_6 et DP_1. En exploitant la symétrie de ces éprouvettes, seul le $1/8$ de chaque éprouvette est modélisé.

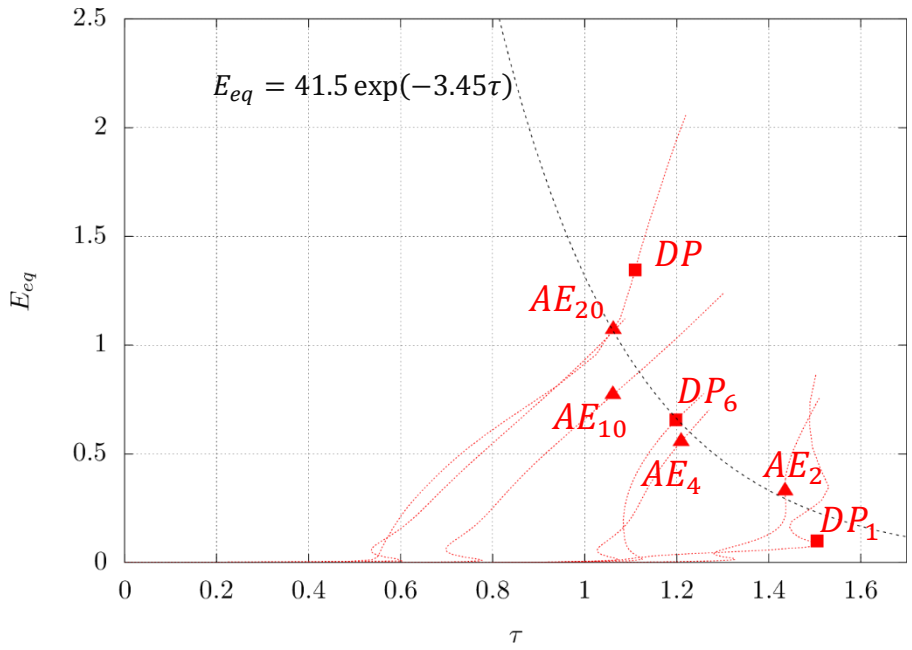


Figure 72 : Présentation des courbes $E_{eq} - \tau$. Les points correspondent à $\left(E_{eq_f}, \tau_f\right)$. La courbe noire en pointillés est une fonction approchée des points $\left(E_{eq_f}, \tau_f\right)$ par la méthode des moindres carrés.

5.3.2 Identification des paramètres du modèle *GTN*

Les résultats des chapitres (§3, §4) suggèrent l'utilisation du modèle GTN qui permet de modéliser l'effet observé de la triaxialité sur l'endommagement ainsi que l'effet très limité de la température en utilisant des paramètres qui ne dépendent pas de la température. On utilise ce modèle en formulation non locale développée dans (Zhang *et al.*, 2018; Chen, 2019) qui a été rappelée dans notre étude bibliographique (§2.2.2.2) et sans les termes de germination. Dans ce paragraphe on propose d'identifier les paramètres de ce modèle à savoir les paramètres : $c, q_1, q_2, f_0, f_c, f_R$ (§2).

Puisque ces paramètres sont à priori indépendants de la température, on propose de les identifier à $-20°C$ uniquement. La porosité initiale f_0 est déterminée à partir de la composition chimique de notre matériau en utilisant la formule de *Franklin* (§3.1). La porosité initiale calculée est : $1.25\ 10^{-4}$ qui est une valeur proche des valeurs utilisées dans la littérature pour des aciers relativement modernes (Haušild *et al.*, 2002; Tanguy, 2006). Le paramètre $q_1$est fixé à 1.5 et la porosité de coalescence $f_c = 0.05$ (Linse *et al.*, 2012; Hütter *et al.*, 2014). Cette valeur est cohérente avec les calculs de cellules unitaires effectués par exemple dans (Koplik and Needleman, 1988). La valeur de $q_1 = 1.5$ est également proposée par (Tvergaard, 1981, 1982) à partir d'un calcul de cellules unitaires. On utilise une porosité à rupture $f_R = 0.25$ ce qui correspond à une vitesse de coalescence $\delta = 3$ utilisée dans (Zhang *et al.*, 2018). Le choix de fixer ces valeurs est fait dans le but proposer une identification préliminaire des paramètres d'endommagement. Les paramètres retenus sont :

$$q_1 = 1.5\ ; f_c = 0.05\ ;\ f_R = 0.25\ \text{ et }\ f_0(Franklin) = 1.25\ 10^{-4} \tag{5.11}$$

Le seul paramètre restant à identifier est alors le paramètre q_2. En général, q_2 a un effet sur le début de l'amorçage ductile sur les éprouvettes AE ce qui correspond dans notre cas au dernier point expérimental enregistré avant la rupture complète. La procédure d'identification de q_2 est conduite à partir de la comparaison des courbes force-déplacement expérimentales avec les résultats du calcul par éléments finis correspondant. On utilise les éprouvettes AE_χ pour ajuster la valeur de q_2 (Figure 73).

Afin de bien capturer les forts gradients des déformations plastiques dans la zone endommagée, on raffine une zone centrale de l'éprouvette et on fixe une taille de maille adaptée dans cette zone. En effet, le paramètre c de la formulation non locale permet de fixer la largeur de la bande de localisation qui est

la zone qui présente un gradient fort de déformations plastiques et sa valeur peut être corrélée avec la largeur de cette bande notée l_b (équation (5.12)) (Zhang *et al.*, 2018). On évalue approximativement cette largeur à : $l_b \approx 200\mu m$. La valeur du paramètre c peut être déduite à partir de :

$$l_b = 1.5\sqrt{c/R_{p0.2}} = 200\mu m \rightarrow c = 10N \tag{5.12}$$

On note que la valeur de l_b proposée est indicative d'un ordre de grandeur afin de fournir une première modélisation de l'endommagement. On n'exclut donc pas la possibilité de modifier cette valeur lorsque davantage de données et analyses permettant l'évaluation de cette largeur seront disponibles (en particulier lors de la simulation des éprouvettes fissurées).

La zone centrale de l'éprouvette est la zone la plus sollicitée. On choisit de raffiner une zone centrale afin de bien représenter la largeur l_b. La taille h des éléments dans cette zone représente le 1/3 de l_b soit $h = l_b/3 = 66\mu m$ (Figure 74). L'optimisation semi-automatique de q_2 sur les éprouvettes AE_χ conduit à une valeur de $q_2 = 1.225$. La comparaison des simulations et des essais est présentée dans la Figure 75 pour les AE_χ. On remarque que l'identification est optimale sur les éprouvettes AE_χ (Figure 75). La vérification de ces paramètres sur les éprouvettes $DP - DP_\eta$ est prévue comme une perspective à notre présent travail qui devra alors se poursuivre par la simulation des éprouvettes CT et $SENT$.

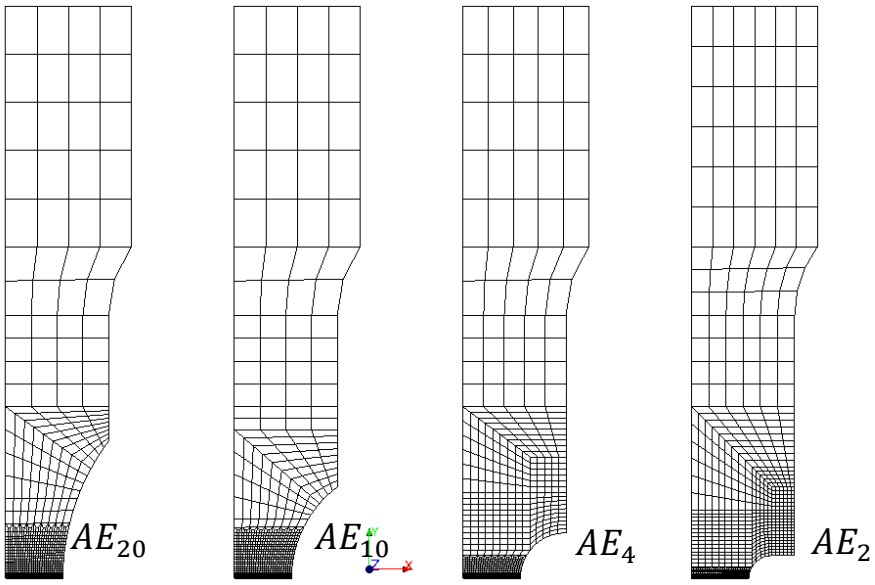


Figure 73 : Maillages des éprouvettes AE_χ utilisées dans la procédure d'identification.

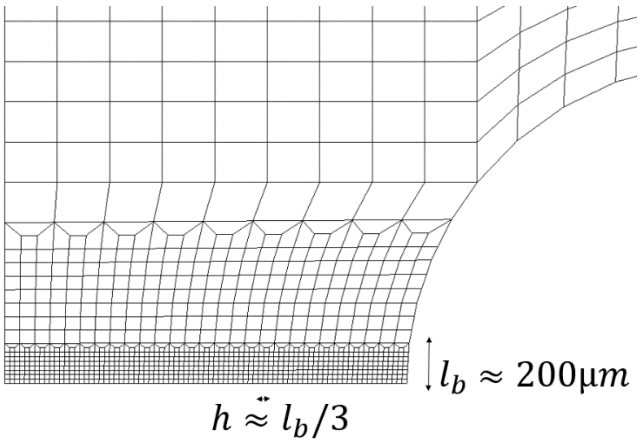


Figure 74 : Illustration du raffinement. l_b est la largeur de la bande de localisation et h la taille des éléments dans la zone de raffinement.

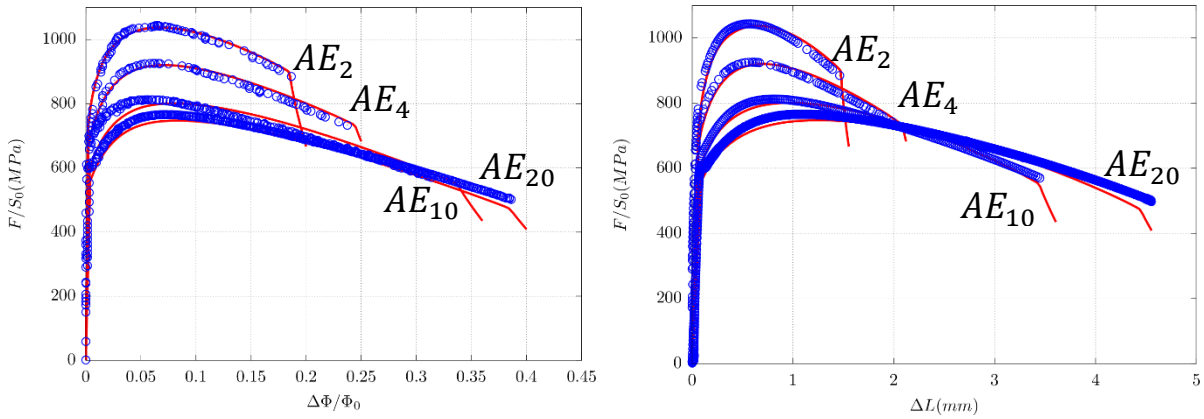


Figure 75 : Comparaison des courbes des résultats expérimentales (Bleue) avec les courbes de simulations (Rouge) à $-20°C$. On identifie un paramètre $q_2 = 1.225$

5.3.3 Conclusion partielle

Dans cette partie on a étudié l'effet du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile à partir de l'analyse des éprouvettes $DP - DP_\eta$ et AE_χ. On a montré que la déformation plastique centrale à amorçage ductile notée E_{eq_f} dépend uniquement de la triaxialité. Ceci signifie par conséquent que le paramètre de Lode $\mathcal{L}$ n'a pas d'effet sur l'amorçage ductile. Par ailleurs, la fonction $E_{eq_f} - \tau$ peut être exploitée en pratique comme un critère simplifié d'endommagement. Ce critère est découplé et peut donc être utilisé en post-traitement d'un calcul élastoplastique sur une structure donnée.

Ensuite, on a proposé une première modélisation de l'endommagement ductile de notre matériau en utilisant le modèle *GTN* en formulation non locale. Certains paramètres de ce modèle sont choisis à partir de la littérature afin de simplifier cette identification qui reste préliminaire. Les éprouvettes AE_χ sont uniquement considérés et on identifie uniquement le paramètre q_2. La largeur de la bande de localisation est fixée approximativement à 200µm ce qui équivalent à un paramètre non local $c = 10N$. Les paramètres retenus sont alors :

$$q_1 = 1.5\ ; q_2 = 1.225\ ; f_c = 0.05\ ;\ f_R = 0.25\ ; f_0(Franklin) = 1.25\ 10^{-4} \text{ et } c = 10N$$

Les résultats de simulations sur les éprouvettes AE_χ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Finalement, les résultats de cette identification restent à vérifier dans un premier temps sur les éprouvettes $DP - DP_\eta$ et dans un deuxième temps sur les éprouvettes de rupture $CT_B - SENT_{0.5}$ afin de simuler la déchirure ductile. On note que certains paramètres dont la largeur de la bande de localisation l_b pourront être réajustés lorsque davantage de données et d'analyses auront été prises en compte.

5.4 Conclusion globale

Dans ce chapitre on a présenté les résultats de modélisation du comportement élastoplastique et d'endommagement de notre matériau. La plasticité est modélisée en utilisant une loi d'écrouissage exprimées avec deux termes exponentiels. Cette loi est exprimée sous une forme normalisée par la contrainte $\sigma_Y(T)$. Les paramètres de cette loi normalisée ne dépendent pas de la température et sont identifiés à $-20°C$ et vérifiés à $-50°C, -100°C, -150°C$ sur les éprouvettes TC_6, AE_χ et $CT_{12.5}, SENT_{0.5}$. Les résultats des simulations sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

Ensuite, l'effet du paramètre de Lode sur l'amorçage ductile à partir des éprouvettes $AE_\chi, DP - DP_\eta$ est alors étudié. Le paramètre de Lode n'a pas d'effet sur l'amorçage ductile et la triaxialité est le seul paramètre important à considérer dans la description de l'endommagement. La question de la germination reste toutefois ouverte.

Finalement, le modèle GTN en formulation non locale est utilisé pour modéliser l'endommagement ductile avec des paramètres qui ne dépendent pas de la température. Une identification préliminaire des paramètres de ce modèle est effectuée sur les éprouvettes AE_χ à $-20°C$. Les résultats de simulations sur les éprouvettes AE_χ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

La présente étude a été l'occasion de débuter la description de l'endommagement ductile. On n'exclut donc pas la possibilité de modifier certains paramètres en phase de vérification du modèle identifié ici sur des éprouvettes $DP - DP_\eta$ dans un premier temps, et sur les éprouvettes de rupture $CT, SENT$ dans un deuxième temps. Cette modélisation de l'endommagement ne sera pas poursuivie dans la suite de ce texte.

Dans le chapitre suivant, on utilisera la loi de plasticité identifiée dans (§5.1) pour simuler les éprouvettes de rupture afin de modéliser le clivage dans la partie basse de la transition ductile-fragile. On ne s'intéressera par conséquent qu'aux éprouvettes fragiles présélectionnées dans (§4.4).

6 Modélisation de la rupture fragile par clivage

Dans ce chapitre, on propose de modéliser l'ensemble des éprouvettes du bas de la zone de transition ductile-fragile présélectionnées dans le chapitre (§4) par le modèle statistique de Beremin présenté dans l'étude bibliographique §2). Ce modèle d'approche locale nécessite le calcul de la contrainte de Weibull notée σ_w afin d'évaluer la probabilité de rupture cumulée. Le modèle étant sensible au calcul de cette contrainte, on propose dans une première partie de ce chapitre, une méthodologie d'évaluation de cette contrainte sur une éprouvette donnée. Plusieurs considérations seront détaillées dans cette méthodologie à savoir le dimensionnement des rayons d'entailles, le dimensionnement du maillage et la taille des éléments, le filtrage des contraintes des éléments très déformés et au final le passage 2D/3D par une correction d'épaisseur. Ensuite, cette méthodologie sera appliquée pour évaluer l'effet de géométrie et de température sur σ_w. Une corrélation entre la position de la contrainte maximale et le niveau du chargement appliqué est proposée. Cette corrélation est ensuite utilisée pour placer les résultats des observations fractographiques par rapport à la prédiction des simulations. Une discussion sera présentée suite à cette comparaison.

Suite aux résultats de l'étude expérimentale (§3.4.3), des effets de géométrie et de température ont été observés sur les valeurs de ténacités dans la zone de transition ductile-fragile. La dernière partie de ce chapitre se concentrera alors à la description de ces deux effets et à l'identification des paramètres du modèle de Beremin. Les deux versions de ce modèle à savoir la version standard et la version modifiée Ruggieri-Beremin présentées dans l'étude bibliographique seront exploitées. On montrera que le modèle de Beremin modifié nous permettra de tenir compte des différences en termes de déformations plastiques observées entre les éprouvettes CT_B et les éprouvettes $SENT_{0.5}$ et ainsi de fournir une meilleure description de la rupture fragile que le modèle de Beremin de base. Finalement, on étudiera l'effet de la température et du palier de Lüders sur cette identification.

Les calculs dans ce chapitre seront effectués dans le *Code_Aster* avec le modèle de plasticité dont les paramètres ont été identifiés dans le chapitre précédent (§1). On fera le choix d'utiliser les éléments à 5 champs non locaux en formulation logarithmique présentés dans l'étude bibliographique (§2). Ces éléments seront utilisés avec un paramètre non local $c = 0N$ puisque qu'on ne modélisera pas l'endommagement ductile. Néanmoins, le choix de ces éléments est fait dans la perspective de décrire la partie haute de la zone de transition ductile-fragile à partir du couplage de l'endommagement et du clivage dans une étude à venir.

6.1 Méthodologie d'évaluation de la contrainte de Weibull

L'évaluation de la contrainte de Weibull nécessite un calcul minutieux du champ de contraintes et de déformations dans la zone de plasticité active devant la fissure. En petites déformations, ces champs sont singuliers et peuvent conduire pratiquement à une dépendance au maillage de la contrainte de Weibull comme expliqué dans l'étude bibliographique (§2.1.7). Cette singularité n'est pas réaliste et devrait disparaitre à cause de l'émoussement de la fissure. Néanmoins, un fort gradient peut encore subsister devant la fissure émoussée ce qui nécessite d'adapter la taille des éléments dans la zone d'élaboration afin de capter ce gradient. La modélisation d'une fissure par une entaille pose le problème du choix du rayon d'entaille initiale qui est un paramètre qui peut influencer les valeurs de la contrainte de Weibull. (McMeeking, 1977) et d'autres ont montré que les champs mécaniques deviennent indépendants du rayon de l'entaille initial considéré lorsque celle-ci est suffisamment émoussée. Autrement dit, au-delà d'un certain chargement, l'effet du rayon d'entaille initiale évoqué sur la contrainte de Weibull disparait. Par conséquent, on propose dans la suite de modéliser la fissure dans les éprouvettes de rupture par une entaille et de ne retenir que les valeurs de la contrainte de Weibull calculées après qu'un émoussement suffisant ait été atteint par l'entaille.

Pour simuler une éprouvette qui a une certaine valeur de ténacité, on utilise une entaille initiale qui permet d'atteindre un émoussement suffisant pour que l'indépendance au rayon initial soit établie. Plus précisément, le rayon d'entaille initial proposé devrait s'émousser 5 fois pour que les champs de

contraintes ne dépendent plus de l'entaille initiale (McMeeking, 1977). Lorsque le rayon choisi ne permet pas de couvrir toutes les valeurs des ténacités de la base expérimentale à cause des problèmes de divergence du calcul, un rayon supplémentaire sera proposé à la base du dernier émoussement atteint.

Dans la suite, on détaillera davantage la méthodologie du choix des rayons d'entailles pour simuler un ensemble de valeurs de ténacités, puis on s'intéressera au dimensionnement de la zone de raffinement du maillage et de la taille des éléments dans cette zone. Ensuite, on proposera une comparaison du calcul de la contrainte de Weibull en utilisant les éléments à 5 champs avec les résultats du calcul obtenus en utilisant des éléments classiques quadratiques réduits. Finalement, on présentera deux méthodes qui permettent de filtrer les valeurs de contraintes ainsi qu'une quantification de l'erreur du filtrage.

Dans un premier temps, on utilise un modèle de Beremin classique tel présenté dans (§2.1.5). On rappelle les équations de ce modèle :

$$\boldsymbol{P}_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \; ; \; \sigma_w = \left(\frac{1}{V_0}\int_{V_p} \sigma_{\text{eff}}^m dV\right)^{\frac{1}{m}} \; ; \; \sigma_{\text{eff}}(\underline{\boldsymbol{x}}, t) = \max_{[0,t]} \sigma_I(\underline{\boldsymbol{x}}, t) \tag{6.1}$$

Les paramètres de Beremin utilisés dans cette partie sont :

$$m = 20 \; ; \; \sigma_u = 2900\, MPa \; ; \; V_0 = (50\mu m)^3 \tag{6.2}$$

6.1.1 Dimensionnement de l'entaille et du maillage

Pour une éprouvette donnée, on propose de calculer la contrainte de Weibull qui correspond à une ténacité K_{JC} de l'intervalle $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$. Afin de déterminer les rayons d'entailles nécessaires, cet intervalle est transformé en son équivalent en termes de $CTOD$ i.e. $(CTOD_{min}; CTOD_{max})$ avec :

$$CTOD \overset{\text{def}}{=} 2u_y(Notch\ Tip) \tag{6.3}$$

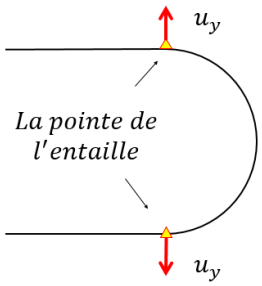


Figure 76 : Schéma de l'entaille. u_y est le déplacement d'ouverture du nœud correspondant à la fin de courbure de l'entaille initiale.

Selon *McMeeking* (McMeeking, 1977) les champs de contraintes en pointe de l'entaille ne dépendent plus du rayon initial de l'entaille, lorsque le rayon initial est émoussé au moins 5 fois. Pour cibler un $CTOD_0 \in (CTOD_{min}; CTOD_{max})$ il faut un rayon d'entaille R_0 tel que :

$$R_0 = (CTOD_0/2)/5 \tag{6.4}$$

La définition générale de l'émoussement est donnée par :

$$\beta \overset{\text{def}}{=} CTOD/2R_0 \tag{6.5}$$

Il est bien établi que le maximum de la contrainte d'ouverture en amont d'une entaille est atteint à la distance de ~1.5$CTOD$ de la pointe de l'entaille (McMeeking, 1977). La zone qui couvre le double de cette distance (soit 3$CTOD$) est appelée la zone d'élaboration (*Process Zone*)(Figure 77). Cette zone connait un fort gradient du champ de contraintes et de déformation. Dans nos simulations, on choisit de raffiner, en amont de l'entaille, une zone d'étendue L_f qui correspond au double de la taille de la zone

d'élaboration et que l'on désigne par « la zone de raffinement ». L_f L'étendue de la zone de raffinement est calculée par :

$$L_f(R_0 \rightarrow CTOD_0) = 6CTOD_0 \tag{6.6}$$

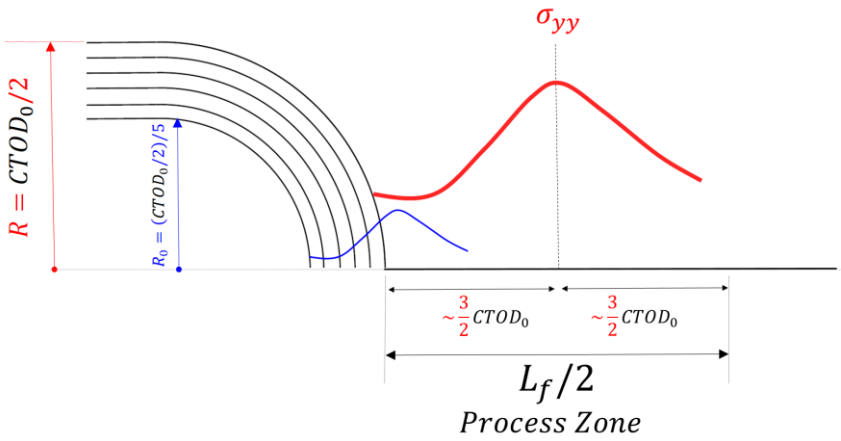


Figure 77 : Schématisation de la zone d'élaboration en amont de l'entaille

La zone de raffinement est dimensionnée comme étant le double de la zone d'élaboration. En effet, au fur et à mesure de l'ouverture de l'entaille, la zone de raffinement se déforme et le maximum de la contrainte se déplace. Le choix de la taille L_f comme étant le double de la *Process Zone* permet de garantir la présence des éléments de tailles adaptées dans les zones à forts gradients.

On définit la taille h d'un élément dans la zone de raffinement par :

$$\frac{h(R_0)}{R_0} \in [0.3\ ,0.5] \tag{6.7}$$

Cette taille ne doit pas dépasser la valeur de R_0 ni être excessivement petite. Les éléments de très petite taille (par rapport à R_0) qui se trouvent au voisinage de l'entaille se déformeront excessivement ce qui entrainera rapidement des problèmes de convergence de calcul.

Un calcul préliminaire est nécessaire pour déduire la relation $K_{JC} - CTOD$. Ce calcul est dimensionné sur la plus grande ténacité ${K_{JC}}_{max}$ de l'intervalle ciblé. On désigne par R_0^P le rayon de l'entaille du calcul préliminaire. Les paramètres du maillage sont :

$$\begin{gathered} R_0^P = (CTOD_0^P/2)/5 \\ CTOD_0^P = 0.5\frac{{K_{JC}}^2{}_{max}}{\sigma_Y E^*}\ ;\ E^* = \frac{E}{(1-\nu^2)} \\ L_f = 6\ CTOD_0^P \end{gathered} \tag{6.8}$$

On illustre dans la Figure 78 la relation $CTOD - K_{JC}$ issue du calcul préliminaire pour l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-100°C$. K_{JC} est déduit du calcul de l'intégrale J. Cette dernière est évaluée à partir de la courbe force-ouverture en appliquant la norme (ASTM-E1820, 2001). On déduit, par identification la relation entre K_{JC} et $CTOD$ sous la forme suivante (Shih, 1981) :

$$CTOD = \alpha\frac{K_{JC}^2}{\sigma_Y E^*} \tag{6.9}$$

Avec $\alpha = 0.55$ ce qui est en accord avec les valeurs présentes dans la littérature (Shih, 1981).

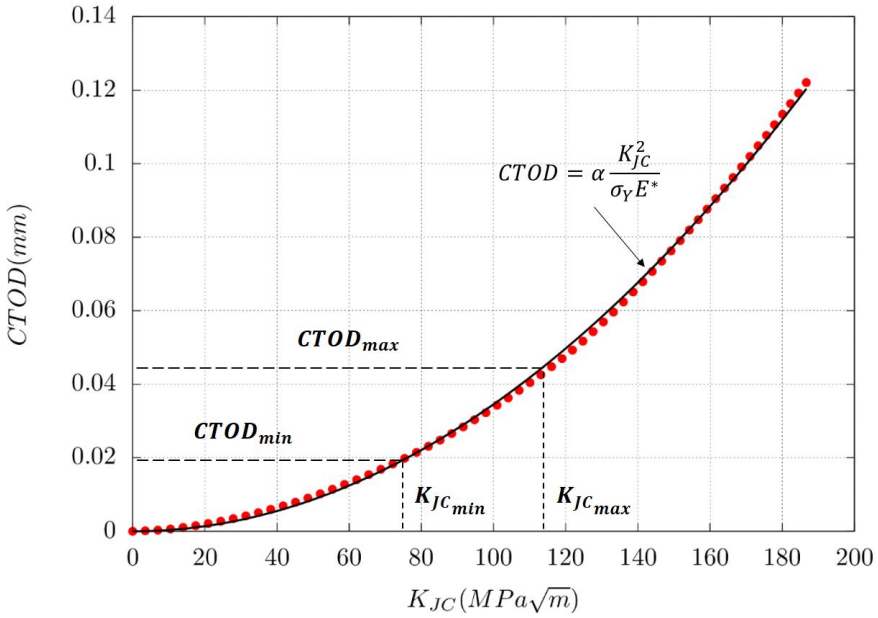


Figure 78 : La relation $CTOD - K_{JC}$ donnée par le calcul préliminaire. L'intervalle des valeurs de ténacités $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$ est alors transformé à l'intervalle $(CTOD_{min}; CTOD_{max})$ avec $\alpha = 0.55$

A partir de cette corrélation, on peut transformer l'intervalle $(K_{min}; K_{max})$ en $\left(R_{0_{\min}}; R_{0_{\max}}\right)$ tel que :

$$R_{0_{max}} = (CTOD_{max}/2)/5 \tag{6.10}$$

$$R_{0_{min}} = (CTOD_{min}/2)/5 \tag{6.11}$$

Finalement, afin de calculer les contraintes de Weibull qui correspondent à l'intervalle $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$ on choisit une série de rayons d'entaille initiaux appartenant à l'intervalle $\left(R_{0_{\min}}; R_{0_{\max}}\right)$:

$$\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right) \rightarrow (CTOD_{min}; CTOD_{max}) \rightarrow \left(R_{0_{min}}; R_{0_{max}}\right) \rightarrow \sigma_w \left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right) \tag{6.12}$$

Comme évoqué plus haut, lorsque le calcul avec une entaille (d'un rayon R_0) diverge à cause d'une déformation excessive des éléments, on proposera de mailler (manuellement) une nouvelle entaille dont le rayon vaut le $1/5$ du dernier rayon émoussé avant que le problème numérique apparaisse (dans l'intervalle valide Figure 84). Ainsi, la contrainte σ_w est construite par morceau sur l'intervalle des ténacités expérimentales $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$ par la juxtaposition des calculs sur les rayons proposés. On note que seul le rayon d'entaille est le paramètre qui sera modifié dans cette procédure de remaillage manuel, le paramètre a_0/W est inchangé.

Remarque : Rien n'empêche le choix d'un rayon d'entaille $R_0 \leq R_{0_{min}}$ à condition que le calcul avec ce rayon reste valide lorsqu'on atteint le $CTOD_{min}$.

La déformation plastique élevée conduit au verrouillage volumique des éléments (Al Akhrass *et al.*, 2014). Ce verrouillage apparait lorsque les degrés de liberté n'autorisent pas une déformation à volume constant de certains éléments qui sont alors bloqués et voient leurs contraintes augmenter. Les éléments à 5 champs (§2.2.3) permettent de retarder le verrouillage des éléments à des niveaux de déformations plus importants. On propose de comparer ce type d'éléments avec les éléments quadratiques classiques réduits.

On considère un calcul préliminaire sur une éprouvette $CT_{12.5}$ avec des éléments quadratiques classiques réduits qu'on compare avec celui effectué avec des éléments à 5 champs avec le paramètre $c = 0$ (§2.2.3.1). La Figure 79 illustre le verrouillage volumique des éléments pour les deux types d'éléments choisis. Le blocage de certains éléments se traduit par une oscillation importante de la contrainte d'ouverture T_{yy} et des valeurs élevées de cette contrainte. Les éléments bloqués entrainent une augmentation importante de la contrainte de Weibull (Figure 80). La Figure 80 montre également que l'utilisation des éléments à 5 champs permet de retarder considérablement l'effet sur σ_w du verrouillage ($\beta = 7$) contre ($\beta = 3$) pour les éléments classiques.

Finalement, pour s'assurer de la convergence du calcul précèdent vis-à-vis de la taille des éléments, on propose de découper par 16 chaque élément du maillage. La Figure 81 compare le calcul sur le maillage préliminaire précèdent avec le calcul sur le maillage raffiné. Les résultats du calcul de σ_w montrent que la méthodologie de raffinement suivie permet d'avoir un calcul qui ne dépend plus de la taille des éléments. On conclut, que la taille des éléments fixés par notre méthodologie conduit à un calcul convergé.

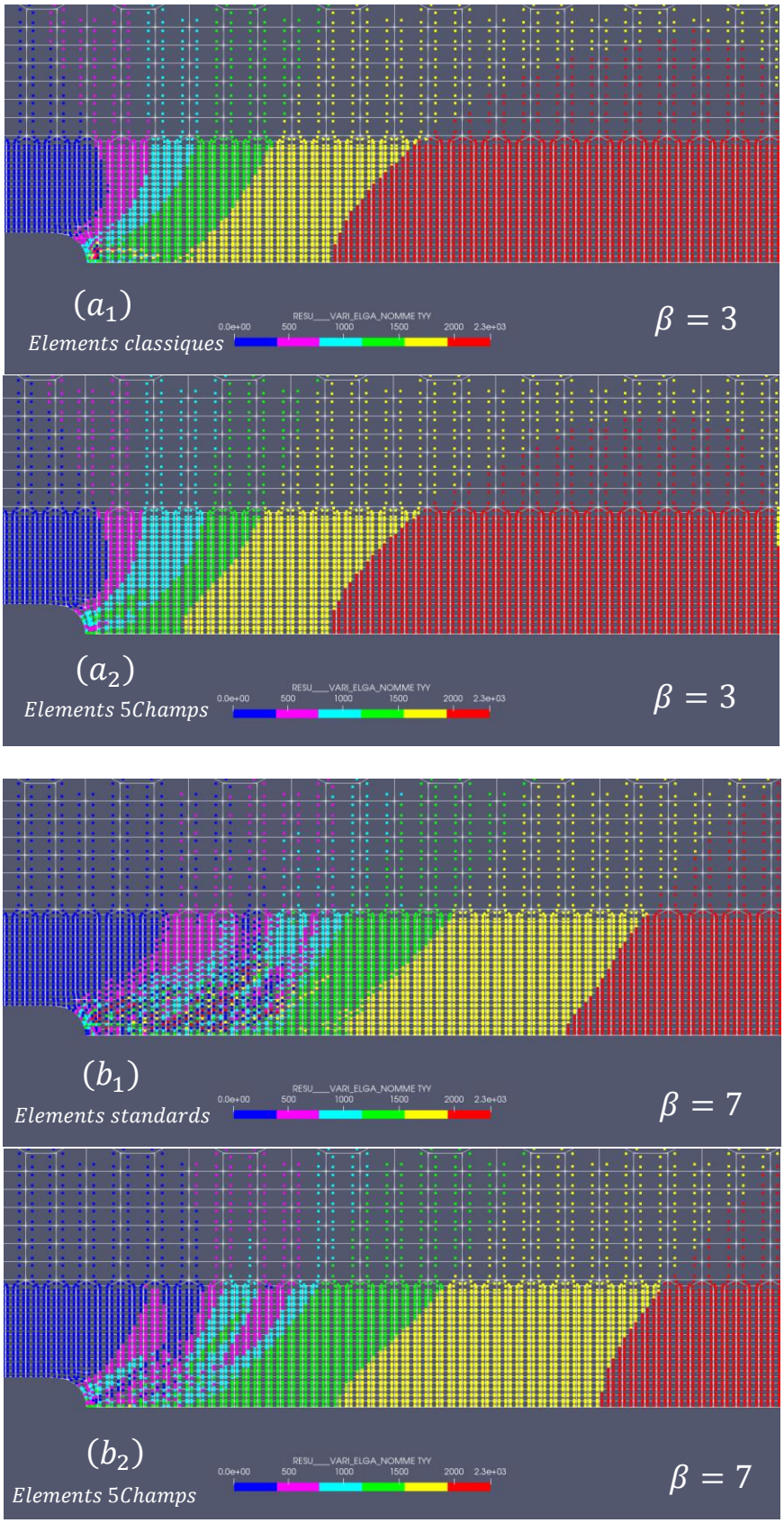


Figure 79 : Comparaison de la contrainte d'ouverture T_{yy} (aux points de Gauss) entre le calcul avec des éléments standards et des éléments 5champs (avec le paramètre $c = 0$) à $\beta = 3$ $(a_1\ et\ a_2)$ et à $\beta = 7$ $(b_1\ et\ b_2)$. L'oscillation est plus marquée pour les éléments classiques.

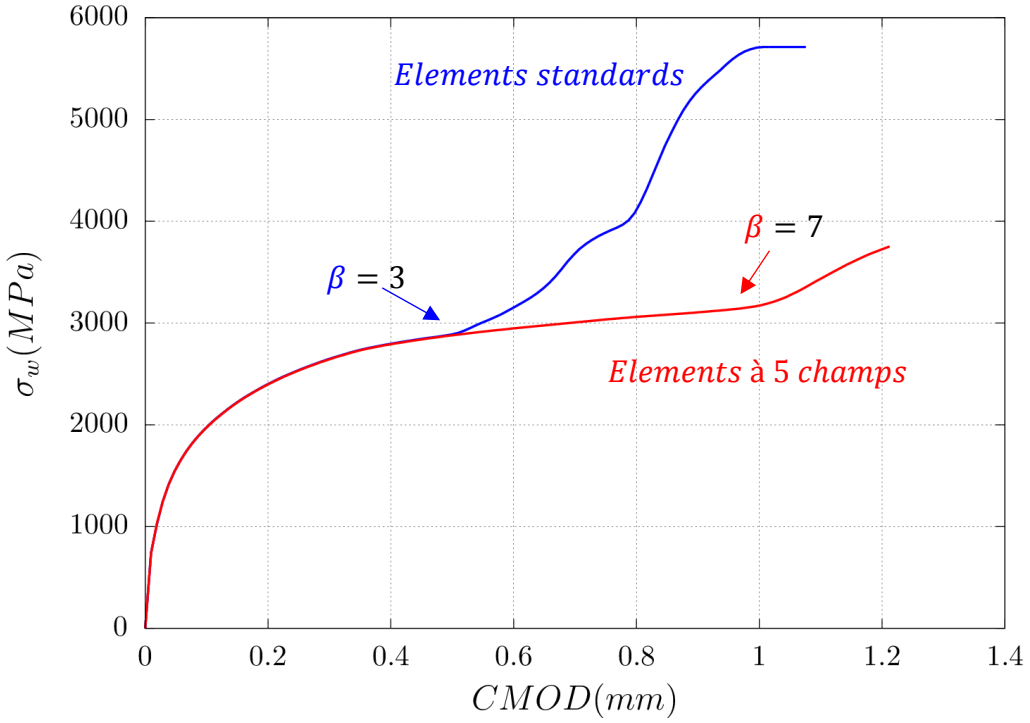


Figure 80 : Comparaison du calcul de la contrainte de Weibull en utilisant des éléments à 5champs quadratiques réduits (courbe rouge) et des éléments classiques quadratiques réduits (courbe bleue). Calcul sur une $CT_{12.5}$ avec $R_0 = 16\mu m$ à $-100°C$

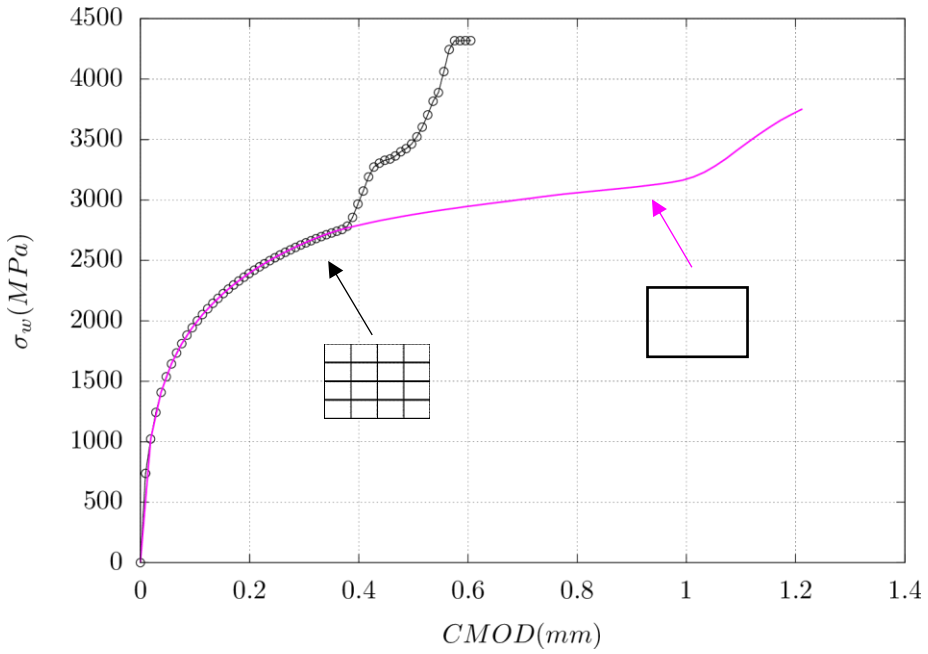


Figure 81 : Comparaison entre le calcul effectué avec des éléments à 5 champs. La contrainte σ_w est calculée sur le maillage du calcul préliminaire et comparée avec σ_w calculée sur un maillage raffiné par $1/16$. Calcul sur une $CT_{12.5}$ avec $R_0 = 16\mu m$ à $-100°C$

6.1.2 Procédure de Filtrage de la contrainte de Weibull

L'utilisation de la formulation mixte permet de retarder le verrouillage volumique des éléments. Les mailles locales verrouillées produisent des contraintes importantes et perturbent la solution éléments finis dans leur voisinage. Un filtre permet de réduire la contribution de ces éléments dans le calcul de σ_w. On propose dans un premier temps de comparer deux stratégies de filtrage des contraintes : un filtrage des contraintes par un critère de déformation plastique et un filtrage par moyenne de la pression par élément.

La première stratégie de filtrage consiste à réduire la contribution de la contrainte principale des éléments excessivement déformés dans le calcul de la contrainte de Weibull. On désigne par f la fonction définie par :

$$f(p) = H(p - p_c)\left(\exp\left(-\frac{p - p_c}{\tau}\right) - 1\right) + 1 \tag{6.13}$$

H est la fonction classique de Heaviside, p_c est la déformation plastique seuil, et τ un paramètre qui caractérise la tolérance du filtre : $\tau \to \infty$ signifie que les éléments déformés au-delà de p_c (Figure 82) ne sont pas inclus dans le calcul de σ_w. Le filtre agit sur les valeurs principales du champ de contraintes. La contrainte de Weibull est calculée à partir du champ de contraintes modifié $\tilde{\boldsymbol{T}}$:

$$\begin{gathered} \tilde{T}_{\mathrm{I}} = f(p) \cdot T_{\mathrm{I}} \\ \tau = 0.002 \text{ et } p_c = 0.2 \end{gathered} \tag{6.14}$$

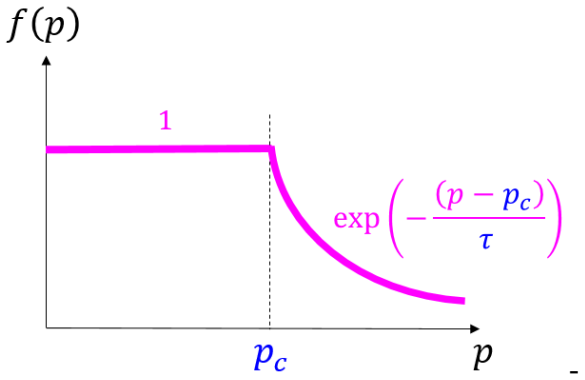


Figure 82 : Illustration de la fonction $f(p)$. τ contrôle la pente de la décroissance au-delà du seuil p_c

La deuxième stratégie consiste à corriger le champ de contrainte dans les points de Gauss par éléments. Cette stratégie est couramment utilisée avec les éléments classiques. En effet, dans un élément verrouillé, les contraintes hydrostatiques fluctuent significativement d'un point de Gauss à un autre. On propose donc de remplacer la pression aux points de Gauss par la pression moyenne de l'élément. Autrement dit, pour un point de Gauss donné, le champ de contraintes devient :

$$\begin{gathered} \bar{\boldsymbol{T}} = \boldsymbol{T_D} + \boldsymbol{I}\langle T_H \rangle|_{elem} \\ \langle T_H \rangle|_{elem} = \frac{T_H^{(1)} + T_H^{(2)} + T_H^{(3)} + T_H^{(4)}}{4} \end{gathered} \tag{6.15}$$

$\boldsymbol{T_D}$ est le déviateur de la contrainte $\boldsymbol{T}$, et $T_H^{(i)}$ est la contrainte hydrostatique du $\left(i^{ème}\right)$ point de Gauss donnée par :

$$T_H^{(i)} = \frac{1}{3} tr\left(\boldsymbol{T}^{(i)}\right) \tag{6.16}$$

Ces deux méthodes de filtrage sont appliquées à l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-100°C$. Dans la Figure 83 on compare les résultats de ces deux filtres avec le calcul sans filtre. Cette comparaison montre que le filtrage basé sur la fonction f produit de meilleurs résultats pour les éléments 5champs aussi bien que pour les éléments classiques en termes de régularité de la contrainte de Weibull. Ce filtre n'a aucun effet avant le début du verrouillage. En revanche, le filtrage basé sur la technique de la moyenne donnée par l'équation (6.15) produit des résultats meilleurs pour les éléments classiques. Ce filtre n'est pas adapté aux éléments à 5 champs qui traitent intrinsèquement le verrouillage volumique. Les fortes contraintes calculées sont donc attribuées aux déformations excessives des éléments. On note que les courbes $\sigma_w(\overline{\boldsymbol{T}})$ et $\sigma_w(\breve{\boldsymbol{T}})$ se superposent (Erreur relative $\Delta\sigma_w/\sigma_w = 0.1\%$) pour ces éléments. L'utilisation des éléments à 5 champs avec le filtre basé sur la fonction f semble être le plus adapté. Par ailleurs, $\sigma_w(\overline{\boldsymbol{T}})$ calculé avec les éléments classiques semble être identique à $\sigma_w(\breve{\boldsymbol{T}})$ calculée avec les éléments à 5 champs.

Afin d'étudier l'efficacité du filtre f on propose de le comparer le résultat obtenu avec une courbe de référence construite à partir d'une série de maillages avec différents rayons d'entaille permettant d'éviter le verrouillage volumique. En effet, pour un rayon d'entaille R_0 donné, on peut définir un domaine de validité de σ_w comme étant le domaine où les champs ne dépendent pas du rayon R_0 i.e. $\beta \geq 5$ et il n'y a pas de verrouillage volumique (Figure 84). La courbe σ_w est construite par morceau en joignant les domaines valides du calcul de chaque rayon.

Pour mieux illustrer l'efficacité du filtrage par rapport aux domaines valides, on s'intéresse à l'éprouvette CT_{50} de la base expérimentale à $-100°C$ avec $K_{Jc} \in (44; 94)MPa\sqrt{m}$. En suivant la méthodologie décrite au paragraphe (§6.1) on a :

$$K_{Jc} \in (44; 94)MPa\sqrt{m} \rightarrow CTOD_0 \in (7.2; 29.5)\mu m \rightarrow R_0 \in \{0.3\mu m; 0.9\mu m; 3\mu m\} \tag{6.17}$$

La Figure 85 montre que la contrainte de Weibull de référence calculée à partir des intervalles valides est comparable à celle obtenue après filtrage. L'erreur induite par le filtrage sur la valeur de la contrainte de Weibull est de l'ordre de 0.5%. L'erreur correspondante sur la probabilité de rupture peut être évaluée à partir de la relation :

$$\Delta P_f = m \cdot \big(-\log\big(1 - P_f\big)\big)\big(1 - P_f\big) \cdot \frac{\Delta\sigma_w}{\sigma_w} \tag{6.18}$$

Qu'on peut démontrer à partir de la relation générale :

$$P_f = 1 - \exp(-\bar{\sigma}^m) \Rightarrow \log P_f = \log(1 - \exp(-\bar{\sigma}^m))$$
$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_w}{\sigma_u} \tag{6.19}$$

En dérivant les deux côtés de l'équation précédente, on peut conclure directement le résultat de l'équation (6.19) :

$$\frac{dP_f}{P_f} = \frac{m \cdot \bar{\sigma}^{m-1} \exp(-\bar{\sigma}^m)\ d\bar{\sigma}}{1 - \exp(-\bar{\sigma}^m)} = m \cdot \frac{d\sigma_w}{\sigma_w} \cdot \frac{\bar{\sigma}^m \exp(-\bar{\sigma}^m)}{1 - \exp(-\bar{\sigma}^m)} \tag{6.20}$$

Cette équation peut être réécrite en fonction de P_f et de l'erreur sur σ_w comme :

$$dP_f = m \cdot \big(-\log\big(1 - P_f\big)\big)\big(1 - P_f\big) \cdot \frac{d\sigma_w}{\sigma_w} = m \cdot h\big(P_f\big) \cdot \frac{d\sigma_w}{\sigma_w} \tag{6.21}$$

La fonction $h\big(P_f\big)$ est maximale pour $P_f = 63\%$ et atteint la valeur 0.37. Pour $m = 20$, une erreur relative de 1% sur σ_w induit une erreur de 7.4% sur P_f. L'erreur produite par le filtre sur la probabilité de rupture P_f est de l'ordre de 3.7%. Il est important de noter que l'erreur sur P_f est proportionnelle à

m ce qui signifie qu'une faible erreur sur l'identification de m peut avoir un impact non négligeable sur les probabilités de rupture.

Finalement, on remarque à partir de la Figure 119 (voir §C.2) qu'un paramètre $\tau \ll 1$ n'a pas d'effet sur la correction de σ_w ce qui signifie que uniquement le seuil p_c peut avoir une influence sur cette correction. Autrement dit, pour un τ trop faible, la qualité du filtre dépend uniquement du choix de p_c. Lorsque $\tau \to 0$, le filtre f devient simplement une exclusion des éléments ayant une déformation plastique $p > p_c$ de l'intégrale de σ_w. On propose de choisir $p_c = p_{c_{locking}}$ avec $p_{c_{locking}}$ la déformation plastique des premiers éléments verrouillés et $\tau \leq 1\% p_c$.

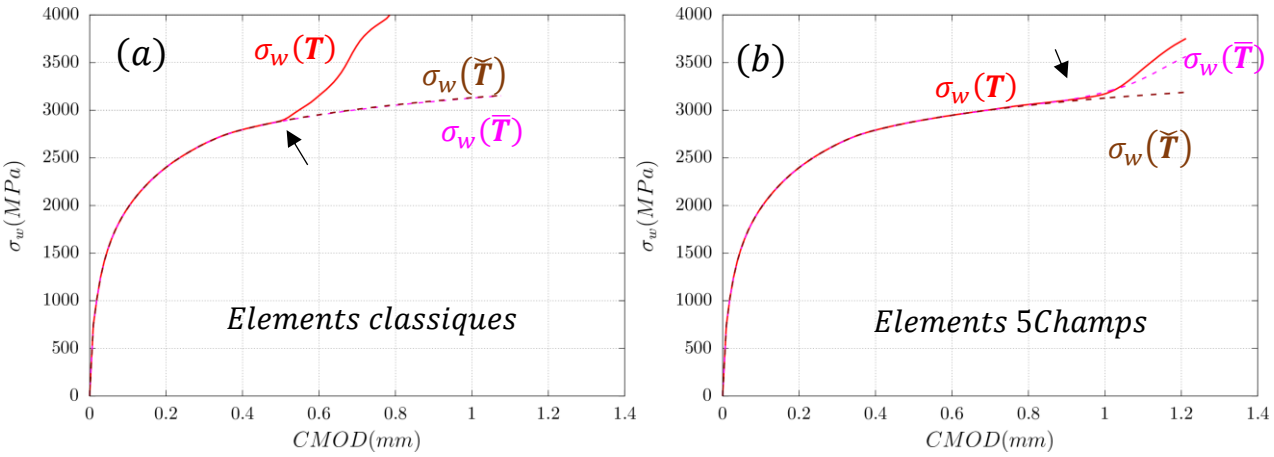


Figure 83 : Comparaison de la contrainte de Weibull calculé sur les différents champs de contraintes : $\boldsymbol{T}, \tilde{\boldsymbol{T}}$ *et* $\overline{\boldsymbol{T}}$ sur l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-100°C$. La flèche marque le début du verrouillage des éléments. (a) Eléments classiques quadratiques réduits. (b) Eléments à 5 champs quadratiques réduits.

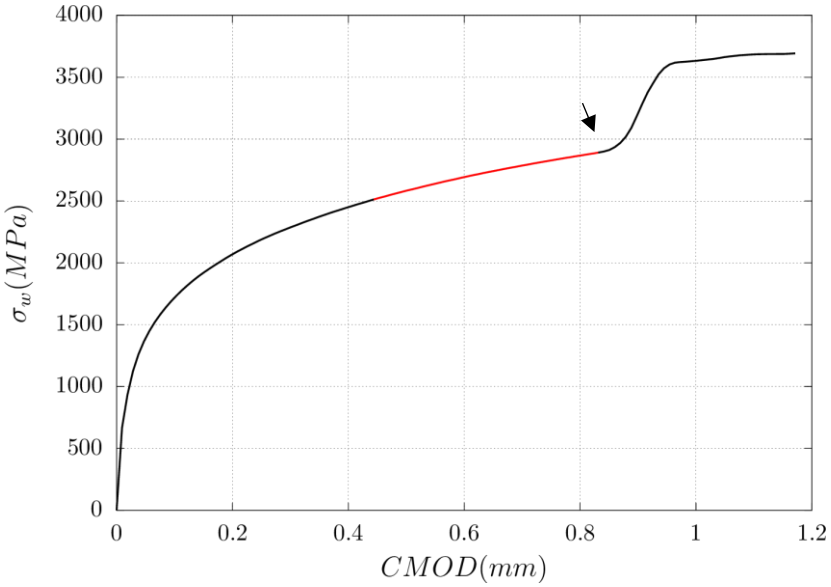


Figure 84 : Illustration du domaine valide en rouge. i.e. $5 \leq \beta \leq \beta_{Non\ convergence}$. CT_{50} avec $R_0 = 3\mu m$ à $-100°C$. La flèche marque le début du verrouillage volumique

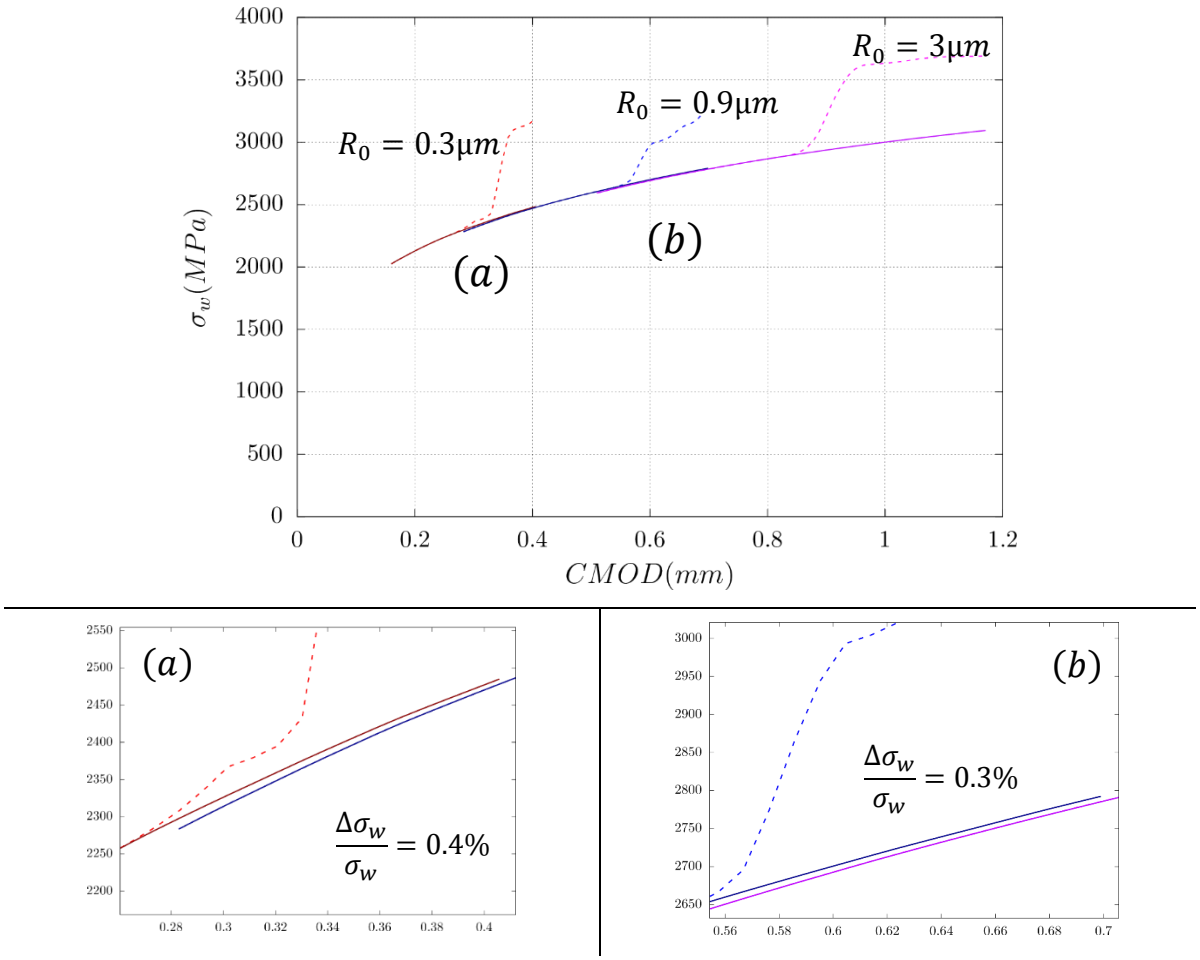


Figure 85 : Comparaison de la contrainte de Weibull à partir des deux méthodes avec $m = 20$. (a) Vue de près qui compare la contrainte de Weibull filtrée du rayon $R_0 = 0.3\mu m$ (courbe rouge) avec le domaine valide du rayon $R_0 = 0.9\mu m$ (courbe bleue). (b) Vue de près qui compare la contrainte de Weibull filtrée du rayon $R_0 = 0.9\mu m$ (courbe bleue) avec le domaine valide du rayon $R_0 = 3\mu m$ (courbe rose).

6.1.3 Passage au 3D par correction d'épaisseur

Dans le paragraphe précédent, le calcul de la contrainte de Weibull jusqu'à maintenant est effectué en $2D$ avec l'hypothèse de déformations planes. Cette contrainte sera notée par σ_w^{2d}. Pour mieux représenter l'aspect $3D$ des éprouvettes d'essais, on propose de corriger la contrainte σ_w^{2d} par un facteur $B_e^{1/m}$ qui tient compte de l'effet d'épaisseur, où B_e est l'épaisseur effective qui s'approche le plus du calcul $3D$ complet noté σ_w^{3d}. La contrainte de Weibull déduite par la correction d'épaisseur B_e de la contrainte σ_w^{2d} est notée par $\sigma_w^{2d/3d}$. On peut écrire :

$$\left(\sigma_w^{2d/3d}\right)^m = \frac{1}{V_0}\int_{-B_e/2}^{+B_e/2}\left(\int_{S_p}\sigma_{\text{eff}}^m dS\right)dz = \int_{-B_e/2}^{+B_e/2}(\sigma_w^{2d})^m dz = (\sigma_w^{2d})^m.B_e \tag{6.22}$$

On en déduit que :

$$\sigma_w^{2d/3d} = \sigma_w^{2d}.B_e^{1/m} \tag{6.23}$$

B_e est une fonction simple (à choisir) de B et de B_n respectivement l'épaisseur de l'éprouvette et l'épaisseur de l'éprouvette au niveau des entailles latérales quand elles existent. On effectue le calcul de σ_w^{3d} en 3D sur l'éprouvette $CT_{12.5}$ et $SENT_{0.5}$ et on le compare avec le calcul $\sigma_w^{2d/3d}$ qui tient compte de l'épaisseur effective B_e. Parmi les trois choix : $B_e = B$ ou $B_e = B_n$ ou $B_e = \sqrt{BB_n}$, l'épaisseur effective B_e qui sera retenue est celle qui conduit à une erreur faible entre $\sigma_w^{2d/3d}$ et σ_w^{3d}.

Le maillage en $3D$ de ces deux géométries sont présentées dans la Figure 86 et Figure 87. On utilise ici $R_0 = 14\mu m$ ($SENT_{0.5}$) ou $R_0 = 16\mu m$ ($CT_{12.5}$) qui correspondent aux plus grands rayons employés et donc aux chargements les plus importants pour lesquels la perte de confinement se produit. C'est pour cette configuration que la différence entre les calculs 2D et 3D sera la plus forte. L'entaille latérale est modélisée dans ce maillage avec $B_n = 0.8B$ et $B = 12.5mm$ pour les éprouvettes $CT_{12.5}$ et $B_n = 0.9B$ et $B = 30mm$ pour les éprouvettes $SENT_{0.5}$. Pour modéliser l'intégralité de l'éprouvette, on note qu'on intègre un coefficient de symétrie de 2 en 2D et de 4 en 3D.

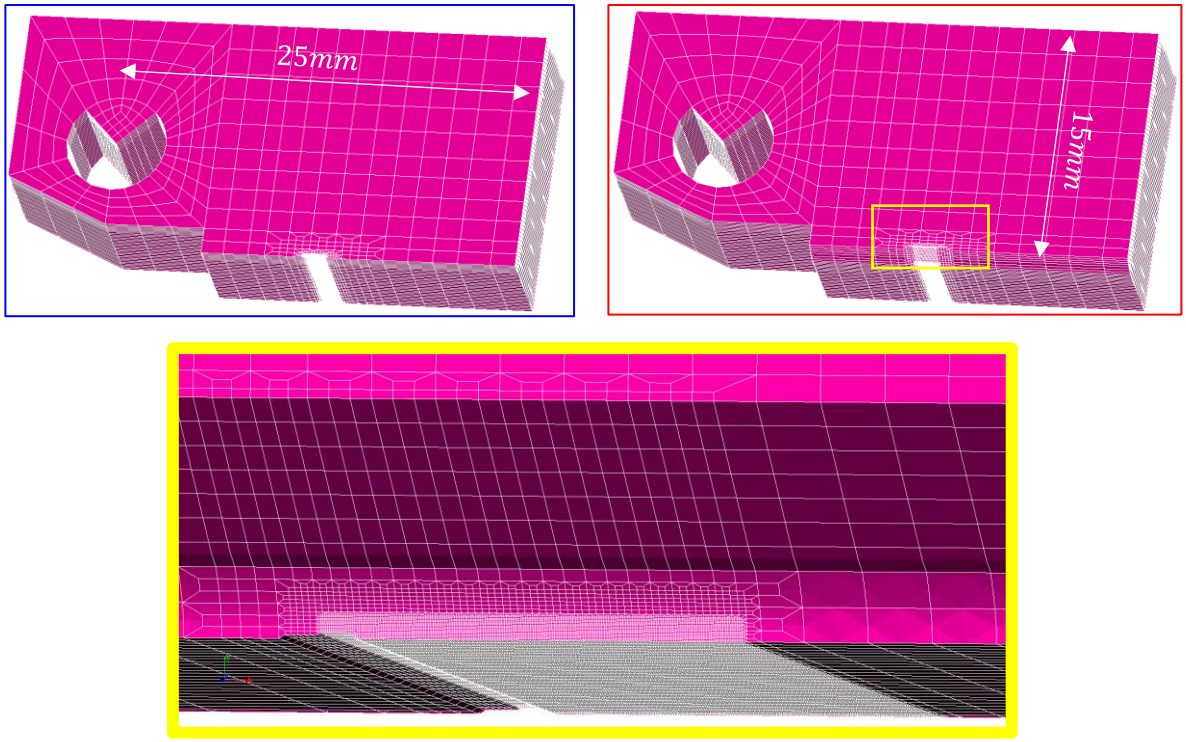


Figure 86 : Maillage du $1/4$ de l'éprouvette $CT_{12.5}$ en $3D$ avec $R_0 = 16\mu m$: avec entaille latérale (encadré en rouge) et sans entaille latérale (encadré en bleu). $a_0/W = 0.5$. La vue de près de l'entaille latérale est encadrée en jaune.

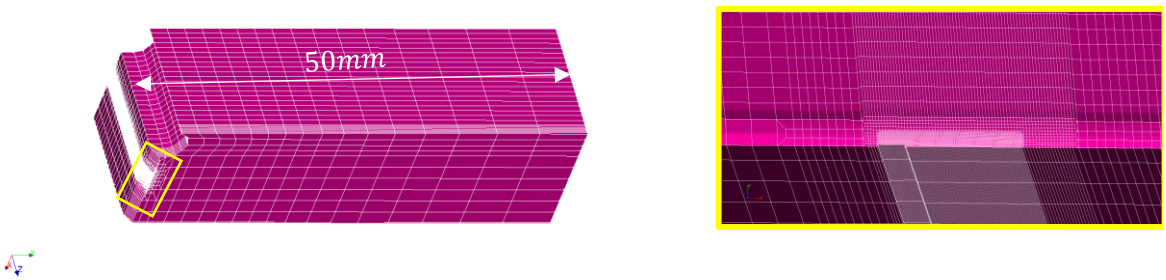


Figure 87 : Maillage du $1/4$ de l'éprouvette $SENT_{0.5}$ en $3D$ avec $R_0 = 14\mu m$: avec une entaille latérale $B_n = 0.9B$. $a_0/W = 0.5$. La vue de près de l'entaille latérale est encadrée en jaune.

Dans les Figure 88.a et Figure 89.a, la contrainte σ_w^{3d} est comparée avec $\sigma_w^{2d/3d}$ du calcul $2D$ corrigé par le facteur $B_e^{1/m}$ avec $B_e = B$ ou $B_e = B_n$ ou $B_e = \sqrt{BB_n}$. On constate que les différences restent très faibles (en particulier du fait du choix de $m = 20$ qui est une valeur assez élevée). Afin de mieux distinguer les différences, on présente pour chaque choix de B_e la différence $\sigma_w^{2d/3d}(B_e) - \sigma_w^{3d}$ dans Figure 88.$(a, b_{1,2})$ et la différence en $\left(\sigma_w^{2d/3d} - \sigma_w^{3d}\right)/\sigma_w^{3d}$ (%) dans les Figure 88.$(c_{1,2})$ et Figure 89.(b)

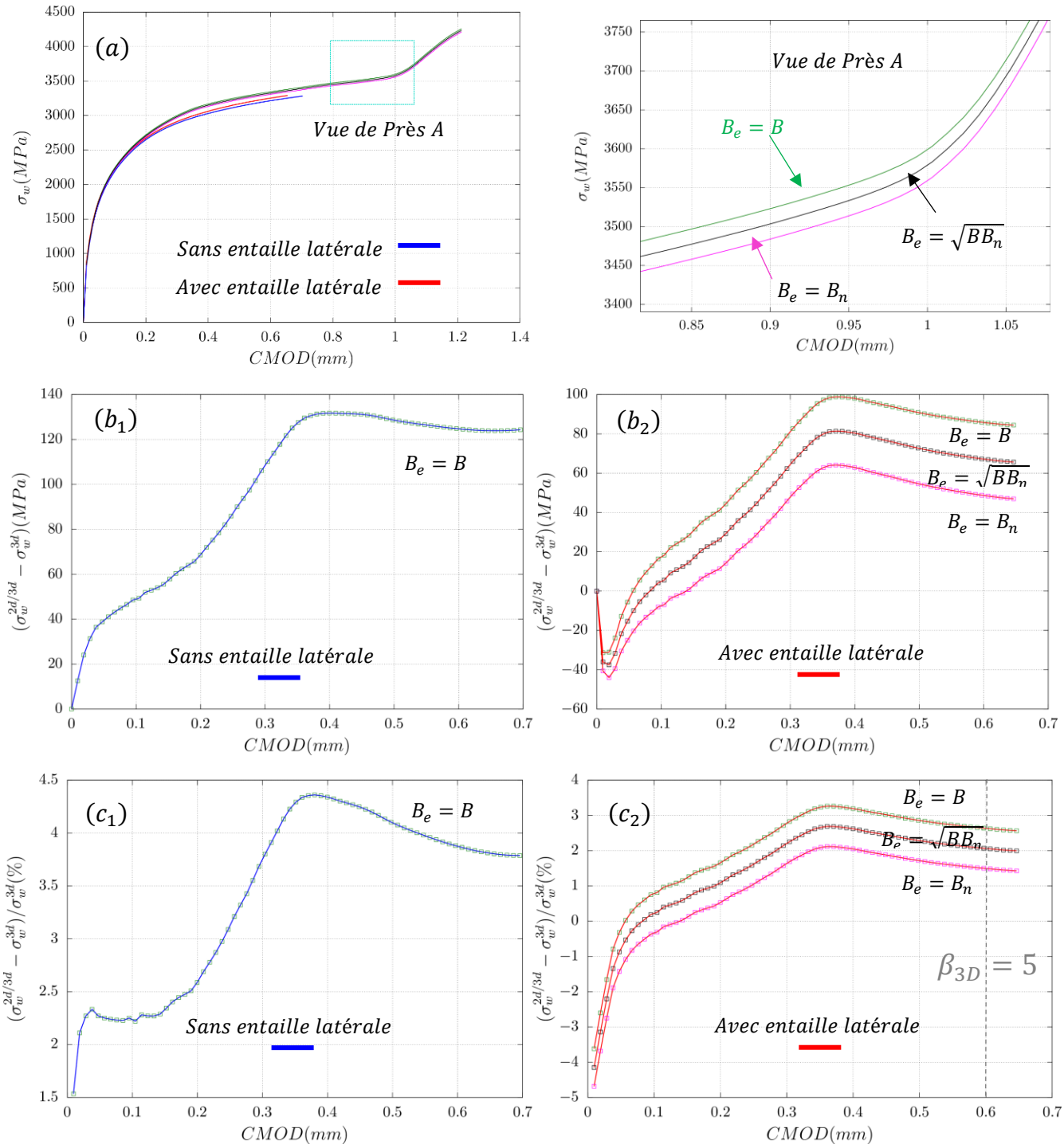


Figure 88 : (a) Comparaison de σ_w^{3d} de l'éprouvette $CT_{12.5}$ avec les calculs σ_w^{2d} dépouillés avec $B_e = B; B_n; \sqrt{BB_n}$ (b) Comparaison des écarts $\left(\sigma_w^{2d/3d} - \sigma_w^{3d}\right)$ avec et sans entaille avec $B_e = B;\ B_n\ ; \sqrt{BB_n}$. (c) Comparaison des écarts $\left(\sigma_w^{2d/3d} - \sigma_w^{3d}\right)/\sigma_w^{3d}$ en % avec et sans entaille avec $B_e = B; B_n; \sqrt{BB_n}$. $R_0 = 16\mu m$ et $a_0/W = 0.5$. Le $CMOD$ qui correspond à $\beta = 5$ est marqué en couleur grise.

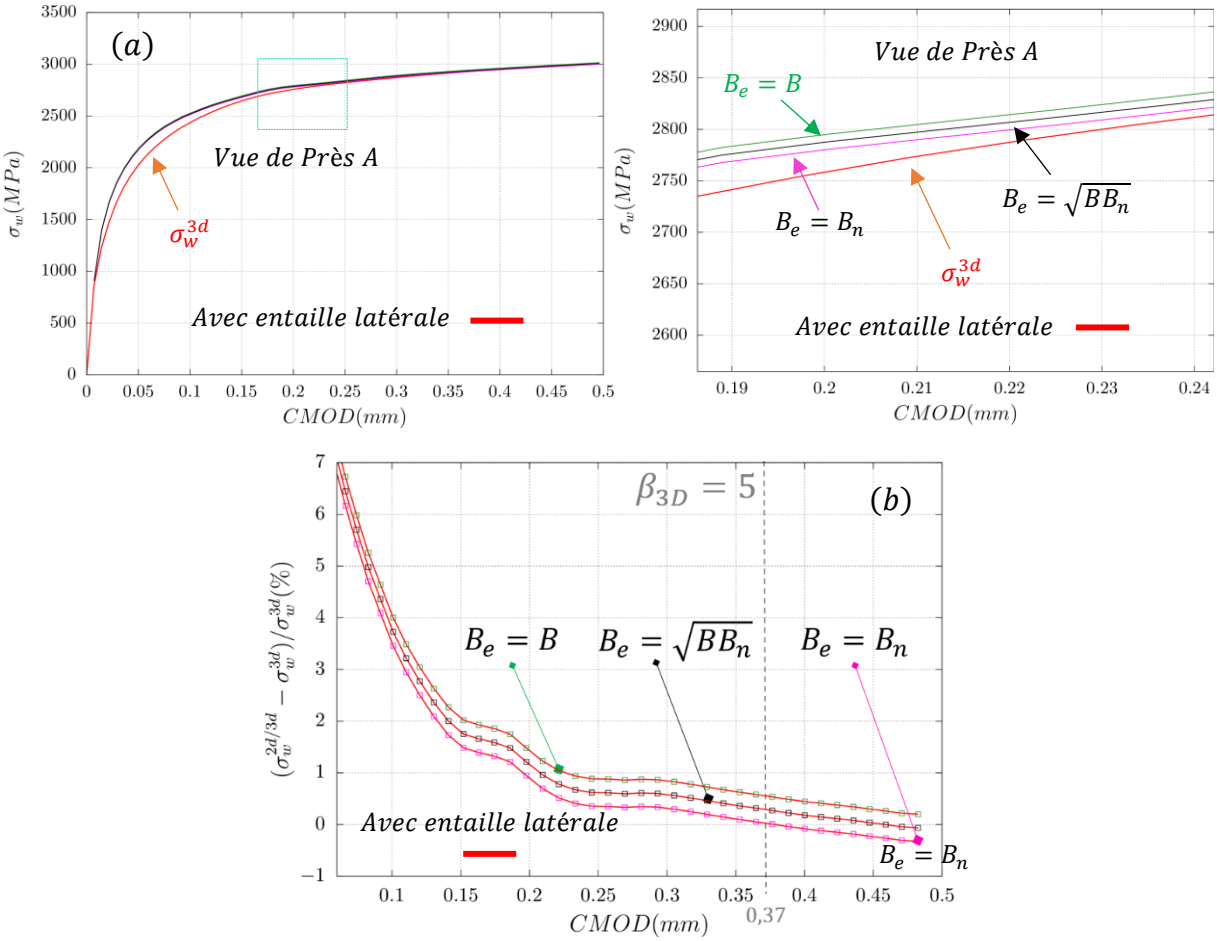


Figure 89 : (a) Comparaison de σ_w^{3d} de l'éprouvette $SENT_{0.5}$ avec les calculs $\sigma_w^{2d/3d}$ dépouillés avec $B_e = B; B_n; \sqrt{BB_n}$. (b) comparaison des écarts $\left(\sigma_w^{2d/3d} - \sigma_w^{3d}\right)/\sigma_w^{3d}$ en % avec et sans entaille avec $B_e = B; B_n; \sqrt{BB_n}$. $R_0 = 6\mu m$ et $a_0/W = 0.5$. Le $CMOD$ qui correspond à $\beta = 5$ est marqué en couleur grise.

On en déduit que la correction avec l'épaisseur effective $B_e = B_n$ produit les moindres écarts entre les trois propositions avec une erreur maximale relative de l'ordre de 2% qui continue de décroitre. Lorsqu'on est dans le domaine $\beta > 5$ (qui correspond à $CMOD > 0.6mm$ pour la $CT_{12.5}$ et $CMOD > 0.37mm$ pour la $SENT_{0.5}$) l'erreur relative est inférieure à 1.5%. Pour la suite, le calcul de la contrainte σ_w sera effectué à partir de la contrainte obtenue en $2D$ σ_w^{2d} corrigée par le facteur $B_e^{1/m}$ avec $B_e = B$ pour les éprouvettes non entaillées et $B_e = B_n$ pour les éprouvettes entaillées latéralement.

6.1.4 Conclusion partielle

Dans cette partie, on a présenté une méthodologie d'évaluation de la contrainte de Weibull. Le modèle de Beremin étant sensible à l'évaluation de cette contrainte, la méthodologie a pour objectif d'assurer une évaluation précise de la contrainte de Weibull. Le point de départ est la modélisation d'une entaille au lieu d'une fissure. Le rayon de l'entaille initiale est choisi tel que l'entaille initiale aura été émoussée d'au moins 5 fois quand la ténacité ciblée aura été atteinte. Au-delà de cet émoussement, l'entaille initiale n'aura plus d'effet sur l'évaluation les champs de contraintes et de déformations. Un rayon d'entaille R_0 ne permet pas de simuler toutes les ténacités de la base à cause des problèmes de convergence du calcul. Lorsque le calcul diverge, un rayon supplémentaire sera proposé comme étant égal au $1/5$ du dernier rayon final atteint après l'émoussement de l'entaille R_0. Chaque rayon proposé permet d'évaluer la contrainte de Weibull sur une zone de validité (après 5 fois l'émoussement de l'entaille et avant les problèmes numériques). La contrainte de Weibull qui correspond aux valeurs des ténacités ciblées est construite par morceaux à partir de la juxtaposition des résultats de calculs valides pour chacun des rayons.

Ensuite, le dimensionnement du maillage est détaillé. Chaque maillage d'une éprouvette donnée avec une entaille initiale R_0, dispose d'une zone de raffinement permettant de capter le gradient fort des champs mécaniques devant l'entaille. La taille h des éléments dans cette zone est proportionnelle au rayon initial maillé : h est choisie entre $0.3R_0$ et $0.5R_0$. Au fur et à mesure du chargement, l'entaille s'émousse et le maximum de contrainte se déplace dans le ligament. Celui est situé à une distance égale à environ 1.5×CTOD de la pointe d'entaille. Il convient donc de garder un maillage relativement fin sur distance notée L_f choisie comme étant le double de la taille de la zone d'élaboration pour le chargement maximum (*i.e.* $6\times \mathrm{CTOD}_{\max}$). On a montré que le calcul de la contrainte de Weibull avec cette méthodologie converge et ne dépend plus du maillage.

On a montré que le verrouillage volumique peut significativement affecter le calcul de σ_w avec les éléments classiques. Les éléments à 5 champs permettent *a priori* d'éviter cet artefact numérique par rapport aux éléments classiques réduits. Toutefois les contraintes peuvent être mal évaluées lorsque les éléments sont très distordus. Afin de corriger la courbe de σ_w affectée par les éléments verrouillés ou distordus, deux stratégies de filtrage des contraintes de ces éléments sont alors proposées. La première stratégie consiste à moyenner la pression par élément tandis que la deuxième stratégie est basée sur une fonction filtre f permettant d'exclure du calcul de σ_w les éléments dans lesquels la déformation dépasse un seuil p_c. Le filtrage basé sur la fonction filtre f est plus efficace avec les éléments à 5 champs. En revanche, les deux stratégies produisent des résultats aussi précis avec les éléments classiques réduits. On notera toutefois que les éléments à 5 champs permettent d'atteindre des émoussements plus importants que les éléments classiques. Dans la perspective future de simuler le couplage dans la partie haute de la zone de transition, les éléments à 5 champs seront utilisés pour le calcul de la contrainte de Weibull et seront employés avec la fonction filtre f dans la suite. Finalement, le passage $2D$ en $3D$ est assuré par la correction d'épaisseur $B_e^{1/m}$ de la contrainte de Weibull évaluée en conditions de déformations planes σ_w^{2d}. On a montré que $B_e = B_n$ pour les éprouvettes ayant des entailles latérales et $B_e = B$ pour les éprouvettes n'ayant pas ces entailles permet de se rapprocher le plus du calcul 3D complet avec une erreur relative inférieure à 2%.

Dans la partie suivante, on appliquera cette méthodologie de calcul de σ_w pour simuler les éprouvettes de rupture qui relèvent de la partie basse de la zone de transition ductile-fragile.

6.2 Application et validation de la méthodologie

Dans cette partie on applique la méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull sur les éprouvettes de la base de données des essais fragiles : $CT_{12.5}, CT_{25}, CT_{50}, SENT_{0.5}$ pour les trois températures $-150°C, -100°C, -50°C$. On résume dans le Tableau 16 le nombre d'éprouvettes disponibles et l'intervalle des ténacités pour chaque éprouvette.

La contrainte de Weibull est évaluée à partir du calcul 2D sous hypothèses de déformations planes. σ_w est calculée dans l'intervalle $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$ de chaque éprouvette. Tous les calculs de la contrainte de Weibull ont été effectués en utilisant des éléments à 5 champs et le filtrage basé sur la fonction f (voir §6.1.2). Les graphes complets de ces calculs pour toutes les éprouvettes sont illustrés dans les annexes §C.

6.2.1 Résultats de calcul de σ_w en déformations planes

6.2.1.1 Choix des rayons d'entailles

Les maillages (Figure 90) sont effectués en suivant la méthodologie détaillée dans le paragraphe §6.1. Les calculs préliminaires ont été effectués pour déduire la relation $K_{JC} - CTOD$ (ou son équivalent en termes de $J/\sigma_Y - CTOD$) pour chaque éprouvette. A la suite de ces premiers calculs, des rayons d'entailles ont été proposés. On résume les paramètres de ces calculs et les rayons d'entailles retenus dans les tableaux ci-dessous (Tableau 16, Tableau 17)

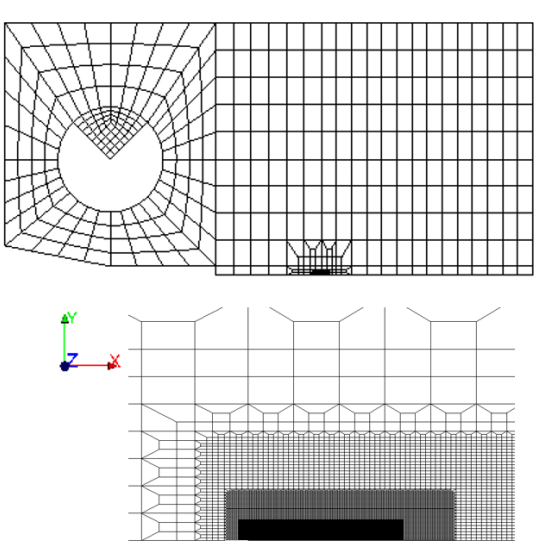
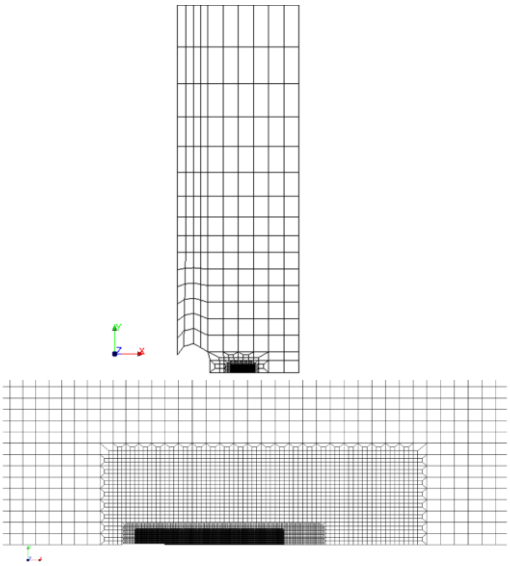
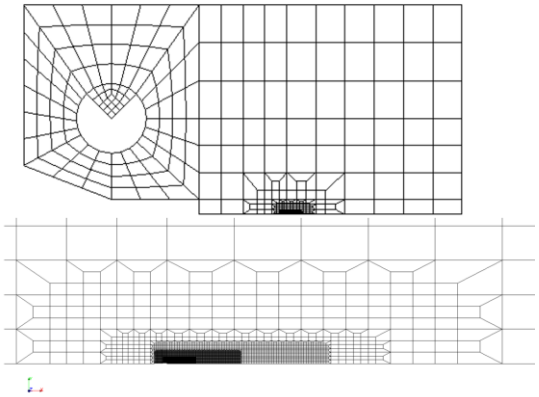
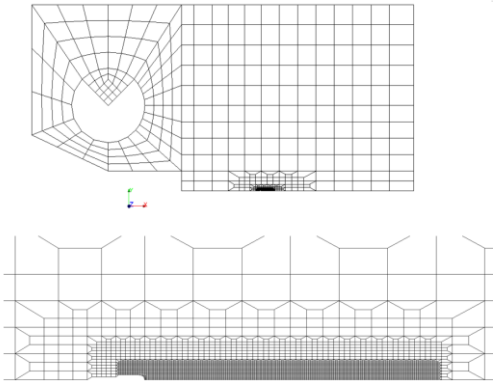
$(CT_{50};\ R_0 = 0.9\mu m)$	$(SENT_{0.5}; R_0 = 2\mu m)$
	
$(CT_{25}; R_0 = 3.9\mu m)$	$(CT_{12.5}; R_0 = 5\mu m)$
	

Figure 90 : Illustration des maillages et des zones de raffinements des éprouvettes de la base expérimentale.

Eprouvette	$CTOD_{min}$	$CTOD_{max}$	$R_{0_{min}}$	$R_{0_{max}}$	R_0 Retenues (μm)
$-150°C$					
$CT_{12.5}$	3	12.8	0.3	1.2	0.15 ;0.4
$-100°C$					
$CT_{12.5}$	7.0	70.6	0.7	7	0.4 ; 1.2
CT_{25}	1.9	67.3	0.2	6.4	0.11; 0.4 ; 1 ; 3.9
$\boldsymbol{CT_{50}}$	7.2	29.5	0.7	2.9	0.3 ; 0.9
$SENT_{0.5}$	7.7	150.7	0.7	15	0.2; 0.5 ; 1.4 ; 4.5
$-50°C$					
$CT_{12.5}$	55.6	78.7	5.5	7.9	1.2 ; 5
CT_{25}	32.2	123.7	3.2	12.4	1 ; 3.9 ; 6
$\boldsymbol{CT_{50}}$	39.8	124.7	3.9	12.5	0.9 ; 2.9
$SENT_{0.5}$	–	–	–	–	–

Tableau 16 : Tableau de synthèse des paramètres de maillages. Les $CTOD$ et les rayons proposés sont exprimés en μm

$-150°C$	N	$Epaisseur(mm)$		$K_{JC_{min}}$	$K_{JC_{max}}$
$CT_{12.5}$	12	$B = 12.5$	Sans entaille latérales	32	66
$-100°C$	N	$Epaisseur(mm)$		$K_{JC_{min}}$	$K_{JC_{max}}$
$CT_{12.5}$	20	$B = 12.5$	Sans entailles latérales	45	143
CT_{25}	16	$B = 25$	Sans entailles latérales	27	140
$\boldsymbol{CT_{50}}$	8	$B = 50$	Sans entailles latérales	44	94
$SENT_{0.5}$	4	$B = 30$	$B_n = 27$	53	99
$-50°C$	N	$Epaisseur(mm)$		$K_{JC_{min}}$	$K_{JC_{max}}$
$CT_{12.5}$	3	$B = 12.5$	$B_n = 10$	121	144
CT_{25}	6	$B = 25$	$B_n = 20$	97	190
$\boldsymbol{CT_{50}}$	8	$B = 50$	Sans entailles latérales	108	191
$SENT_{0.5}$	0	$B = 30$	$B_n = 27$	–	–

Tableau 17 : Tableau de synthèse du nombre des éprouvettes fragile par température et de l'intervalle $\left(K_{JC_{min}}; K_{JC_{max}}\right)$ des ténacités en $MPa\sqrt{m}$

La Figure 91 présente les courbes $J/\sigma_Y - CTOD$ déduites des calculs préliminaires. La relation entre le $CTOD$ et J/σ_Y devient linéaire lorsque l'entaille initiale s'émousse suffisamment. On désigne par d_∞ la pente des courbes $CTOD - J/\sigma_Y$ lorsque l'émoussement $\beta > 5$ et par d_0 la pente initiale :

$$CTOD = d_0.\left(\frac{J}{\sigma_Y}\right) ; \quad \beta \ll 5$$
$$CTOD = d_\infty.\left(\frac{J}{\sigma_Y}\right) ; \quad \beta \geq 5 \qquad (6.24)$$

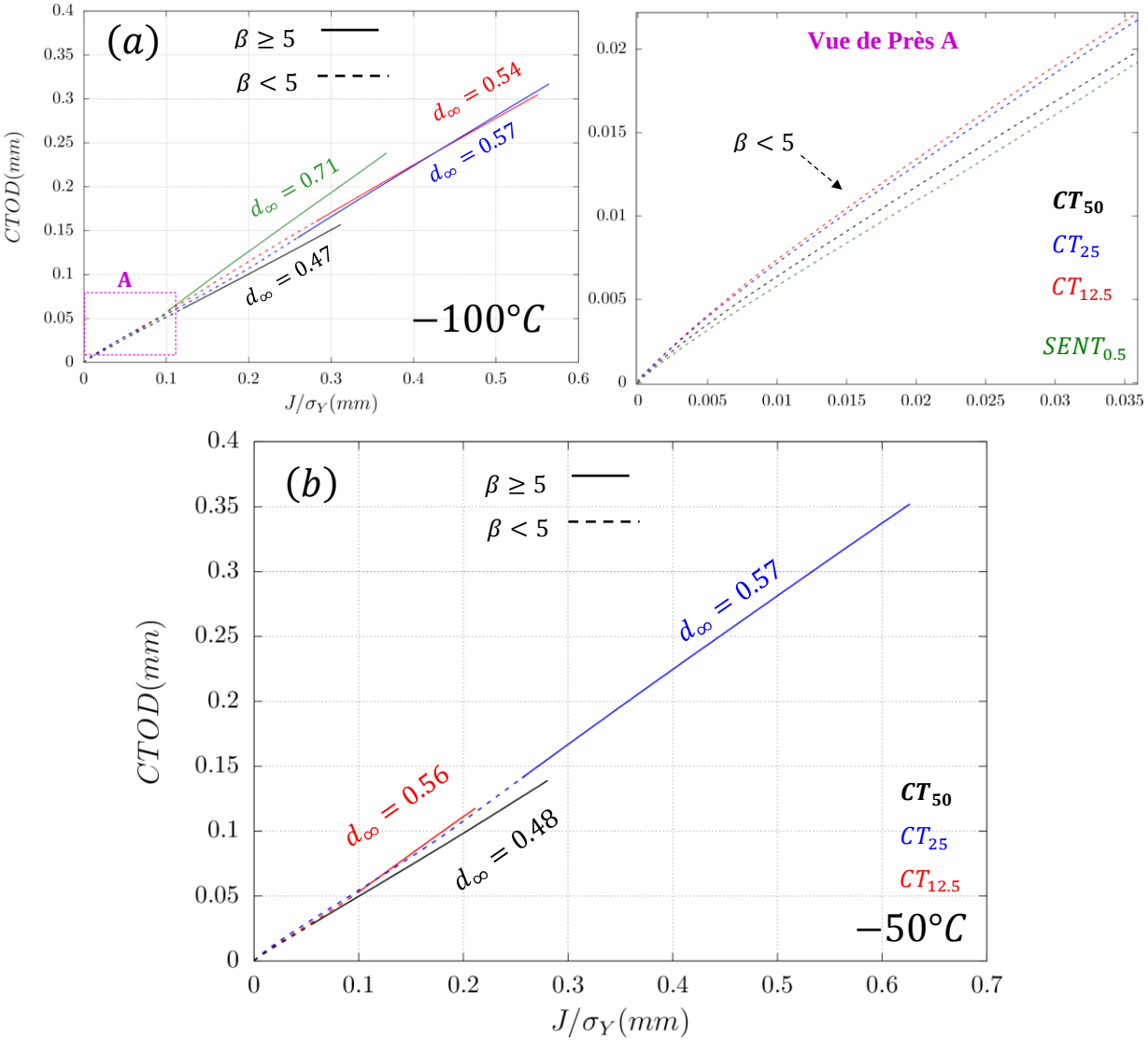


Figure 91 : Courbes $CTOD - J/\sigma_Y$ issues des calculs préliminaires à $-100°C$ courbes (a) et à $-50°C$ courbes (b) Pour les éprouvettes $CT_{12.5}(R_0 = 16\mu m)$, $CT_{25}(R_0 = 14\mu m)$, $\boldsymbol{CT_{50}(R_0 = 6\mu m)}$, $SENT_{0.5}(R_0 = 6\mu m)$. Les courbes en pointillés (de grandes tailles colorés) relèvent du domaine invalide $\beta < 5$.

Les pentes d_0, d_∞ sont comparables entre $CT_{12.5}, CT_{25}$ et CT_{50} et ne dépendent pas de la température (Tableau 18). On remarque également que pour les éprouvettes CT, $d_\infty < d_0$. La diminution de la pente est due au terme d'écrouissage rapide qui domine au début du chargement (Voir la note sur l'écrouissage présentée à la fin du chapitre §1).

En effet la relation de (Shih, 1981) rappelée dans les équations (6.28) et (6.26) montre que le $CTOD$ est proportionnel à J/σ_Y et que la pente d_N de la courbe $CTOD - J/\sigma_Y$ augmente en fonction de l'exposant de l'écrouissage effectif $N(p)$ tel définit dans §5.1 (car $d_{1/N}$ est décroissante en fonction de N dans la Figure 92):

$$u_i = g\left(\frac{\sigma_Y}{E}, \frac{r}{J/\sigma_Y}, N\right)\tilde{u}_i(\theta, N) \tag{6.25}$$

$$CTOD = d_N\left(\frac{J}{\sigma_Y}\right)$$
$$d_N = \frac{2\tilde{u}_y(\pi, N)}{I_{1/N}} \cdot \left[\frac{\sigma_Y}{E}\left(\tilde{u}_x(\pi, N) + \tilde{u}_y(\pi, N)\right)\right]^N \tag{6.26}$$

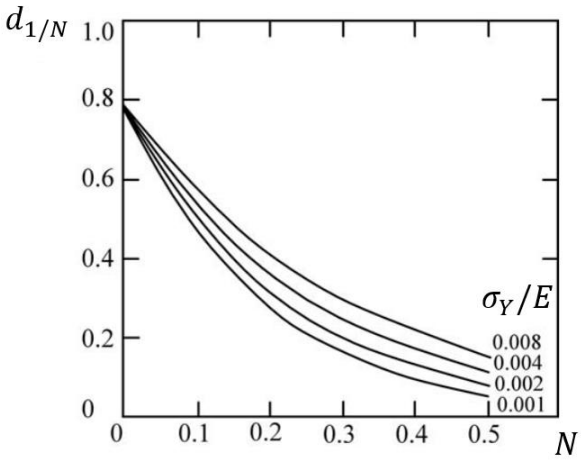


Figure 92 : Variation de $d_{1/N}$ en fonction de N. Figure adaptée et extraite de (Shih, 1981)

Ce coefficient est croissant au début du chargement et atteint un maximum ce qui conduit à une pente plus élevée initialement. Finalement d_∞ et d_0 dépendent uniquement de la géométrie (différences entre CT_χ et $SENT_{05}$ Tableau 18).

	$-50°C$		$-100°C$		$-150°C$	
	d_∞	d_0	d_∞	d_0	d_∞	d_0
$CT_{12.5}$	0.56	0.72	0.54	0.78	0.51	0.71
CT_{25}	0.57	0.74	0.57	0.76	-	-
$\boldsymbol{CT_{50}}$	0.48	0.71	0.47	0.76	-	-
$SENT_{0.5}$	-	-	0.711	0.52	-	-

Tableau 18 : Tableau résumant les coefficients d_0, d_∞ de la relation $CTOD - J/\sigma_Y$ en fonction de la température et de la géométrie. Le coefficient d_∞ représente la pente de la courbe pour des chargements J/σ_Y élevés.

6.2.1.2 Effet de géométrie et de température sur la contrainte de Weibull

- Effet de géométrie sur σ_w

La *Figure 93*.(a) montre que σ_w corrigée avec l'épaisseur B_e suit la tendance croissante suivante : $\sigma_w(CT_{50}) \geq \sigma_w(CT_{25}) \geq \sigma_w(CT_{12.5}) \geq \sigma_w(SENT_{0.5})$. Or, sans correction d'épaisseur, les états de contrainte sont comparables entre les éprouvettes CT (Figure 93.(b)). On conclut donc que la différence au niveau de la contrainte σ_w pour les éprouvettes CT est principalement due à l'épaisseur dans le terme $B_e^{1/m}$. En revanche, l'effet de géométrie entre les éprouvettes CT et les éprouvettes $SENT_{05}$ n'est pas lié uniquement à l'épaisseur. L'éprouvette $SENT_{0.5}$ présente une contrainte T (T stress : (Williams, 1957)) négative contrairement aux éprouvettes CT. Une contrainte T négative conduit à une contrainte d'ouverture T_{yy} moins élevée et à une plasticité moins confinée par rapport à une contrainte T positive (cas des éprouvettes CT) (Figure 93, Figure 94)(Hebel *et al.*, 2007). En revanche, l'éprouvette $SENT_{0.5}$ présente une déformation plastique plus élevée à l'endroit où la contrainte est maximale. Cette déformation plus élevée signifie que l'éprouvette $SENT_{0.5}$ a plus de capacités à germiner des sites de clivage par rapport aux éprouvettes CT_B (McMahon and Cohen, 1965; Lindley *et al.*, 1970; Gurland, 1972). Cette remarque sera utilisée dans la partie suivante (§6.3) pour justifier l'importance d'utiliser le modèle de Beremin modifié (§2.1.5).

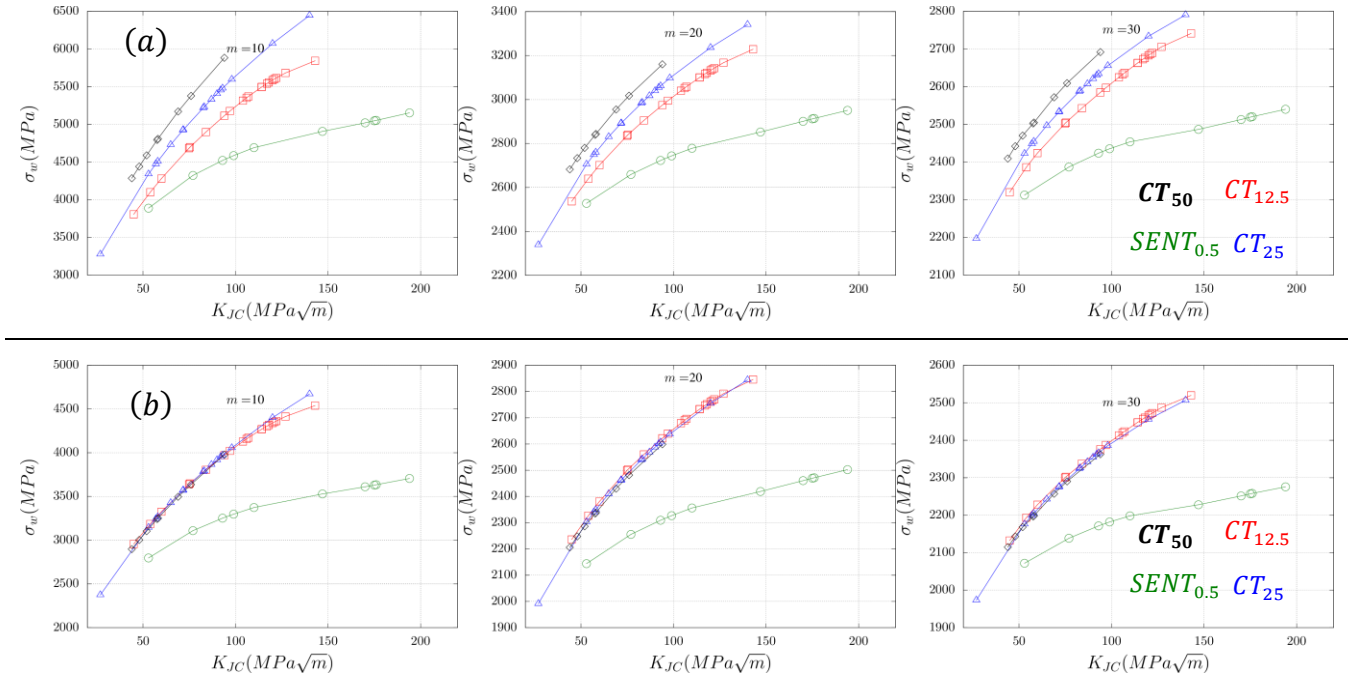


Figure 93 : Comparaison à $-100°C$ de σ_w entre les différentes géométries à $m = 10; 20; 30$. $CT_{12.5}$, CT_{25}, CT_{50}, $SENT_{05}$.(a) σ_w corrigée avec l'épaisseur B_e de chaque éprouvette. (b) σ_w Calculée en $2D$ sans correction d'épaisseur

On présente le profil des contraintes d'ouvertures σ_{yy} dans la Figure 94 à $-100°C$. r est la distance de la pointe de l'entaille mesurée sur la configuration actuelle. On remarque que le maximum des contraintes reste le même à $50MPa\sqrt{m}$ et à $100MPa\sqrt{m}$. Plus précisément, le champ de contraintes est autosimilaire i.e. le profil de la contrainte se dilate en gardant la même valeur du maximum lorsque J augmente (voir §2.1.6). La contrainte d'ouverture est plus importante dans les CT_B par rapport au $SENT_{0.5}$ ce qui est en accord avec les résultats de la contrainte σ_w (Figure 93.b).

Ces courbes permettent également de fixer la valeur du paramètre p_c de la fonction filtre f. En effet, le seuil p_c est la déformation plastique au-delà de laquelle, les contraintes sont perturbées à cause du problème du verrouillage volumique. En appliquant cette définition, le paramètre p_c peut être fixé à la valeur 0.2 (Figure 95).

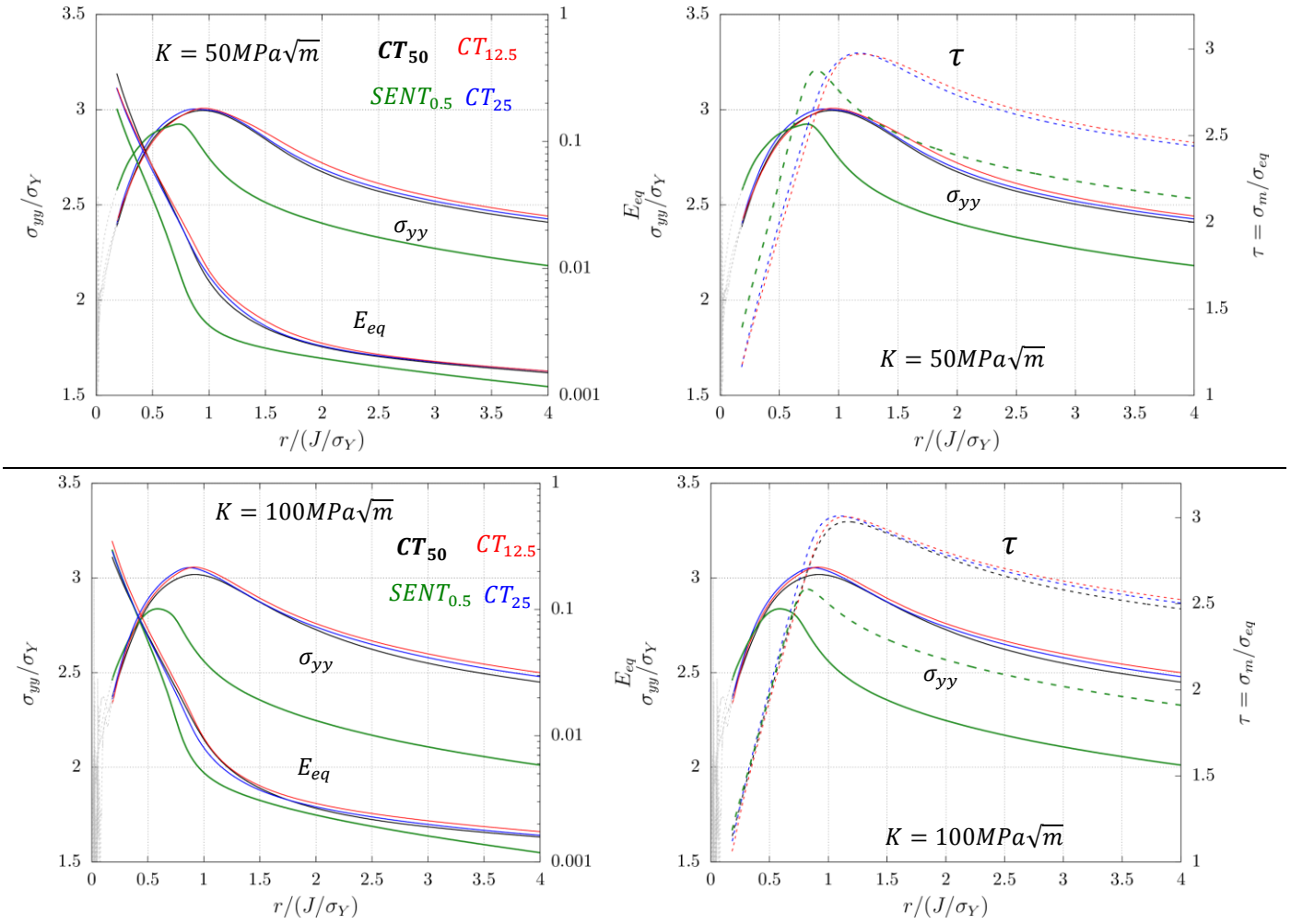


Figure 94 : Champ de contrainte σ_{yy}/σ_Y et de déformation E_{eq} (configuration actuelle) à $-100°C$ en fonction de la distance r de l'entaille à $K = 50\ et\ 100\ MPa\sqrt{m}$. Cette distance est normalisée par J/σ_Y. Les rayons d'entailles choisis assurent la condition $\beta > 5$ à $K = 50MPa\sqrt{m}$ et à $K = 100MPa\sqrt{m}$. Le champ est perturbé au voisinage de l'entaille (courbes grises). E_{eq} est présentée en échelle logarithmique.

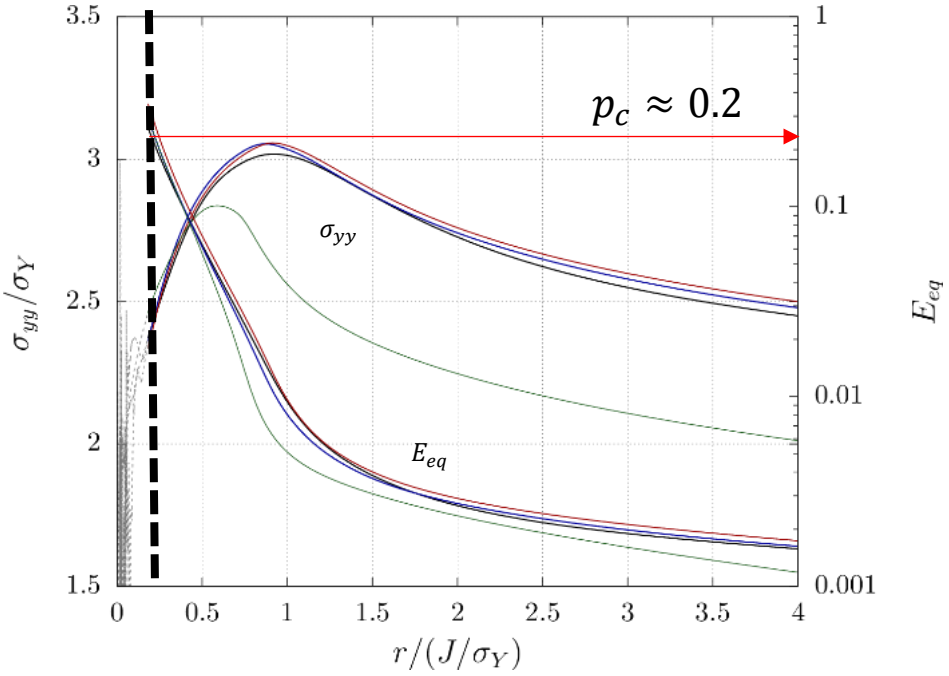


Figure 95 : Définition du seuil p_c de la fonction filtre f à partir des champs de contrainte σ_{yy}/σ_Y et de déformation E_{eq} (configuration actuelle). La droite en pointillés noir représente la limite de la zone dans laquelle les valeurs de σ_{yy} sont perturbées. La déformation plastique au niveau de cette limite correspondant au seuil p_c.

- Effet de la température sur σ_w

On propose de normaliser la contrainte de Weibull σ_Y. Les courbes σ_w/σ_Y entre $-100°C$ et $-50°C$ se superposent en une seule courbe maitresse indépendante de la température (Figure 96). L'effet de la température sur σ_w est uniquement induit par l'écoulement du matériau.

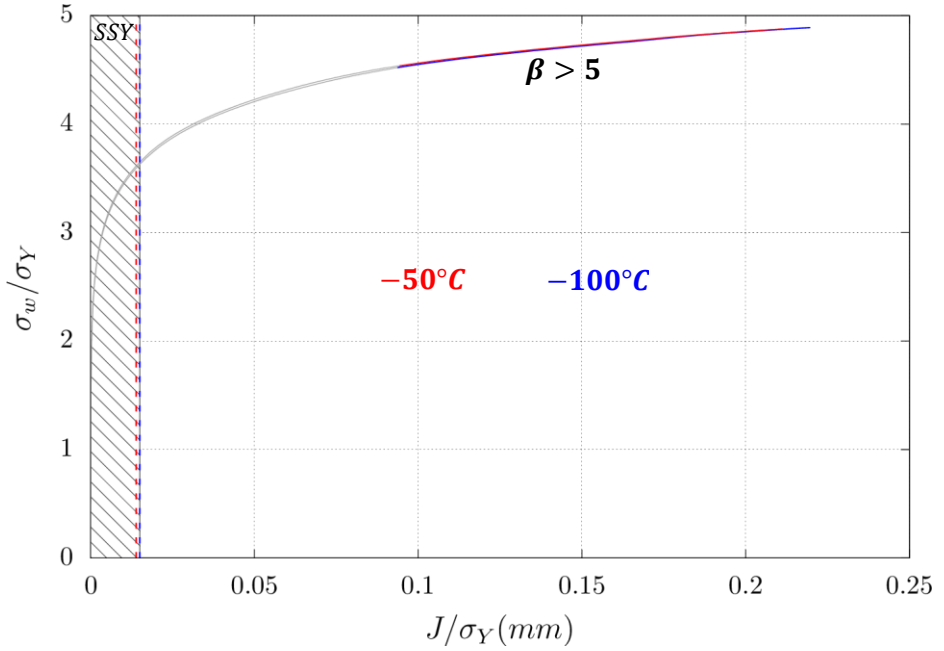


Figure 96 : Comparaison entre la contrainte σ_w de l'éprouvette $CT_{12.5}; R_0 = 5\mu m$ entre $-50°C$ et $-100°C$.

- Effet de m sur la contrainte de Weibull

Afin de déterminer l'effet de m sur la contrainte σ_w on présente dans la *Figure 97* les résultats des courbes $\sigma_w - K_{JC}$ sous forme d'abaques paramétrés par m pour chaque géométrie.

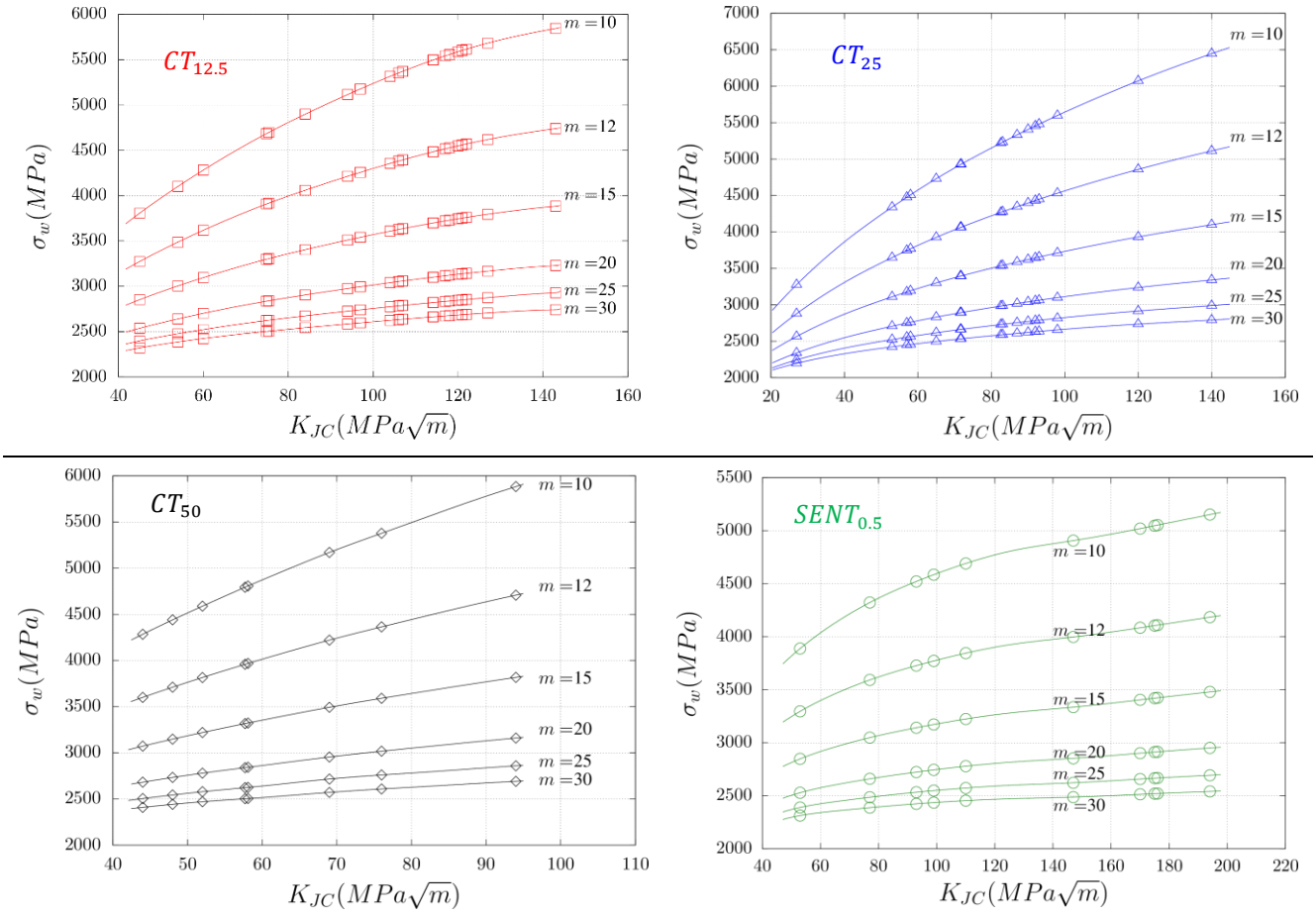


Figure 97 : Effet de m sur la contrainte σ_w (corrigée avec l'épaisseur B_e) pour $m = 10; 12; 15; 20; 25; 30$ à $-100°C$

On remarque que σ_w décroit et tend vers une courbe constante lorsque m augmente (Figure 97). Lorsque $m \to \infty$, seul le point de Gauss qui a la plus grande contrainte principale du maillage est compté dans l'intégrale de σ_w (Figure 98.(b)). Le volume utile qui contribue au clivage est alors réduit à un point. On en conclut que le paramètre m a un effet sur le volume utile qui contribue dans le clivage.

Plus rigoureusement, on peut définir le volume utile V_u à partir de la formule suivante :

$$\sigma_w \overset{\text{def}}{=} T_F \left(\frac{V_u}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}} \rightarrow V_u = \left(\frac{\sigma_w}{T_F}\right)^m V_0 = \int_{V_p} \left(\frac{T_I}{T_F}\right)^m dV \qquad (6.27)$$

T_F désigne la plus grande valeur atteinte par la contrainte principale T_I soit $\max_{V_p} T_I$ dans le volume plastique V_p. On peut voir V_u comme étant le volume que devrait avoir une éprouvette de traction qui, soumise uniformément à la contrainte maximale T_F, aurait la même probabilité de rupture que l'éprouvette testée (Hild, 1992). Dans Figure 98.(a), le volume V_u décroit avec m et tend vers un volume nul (i.e. point) lorsque $m \to \infty$.

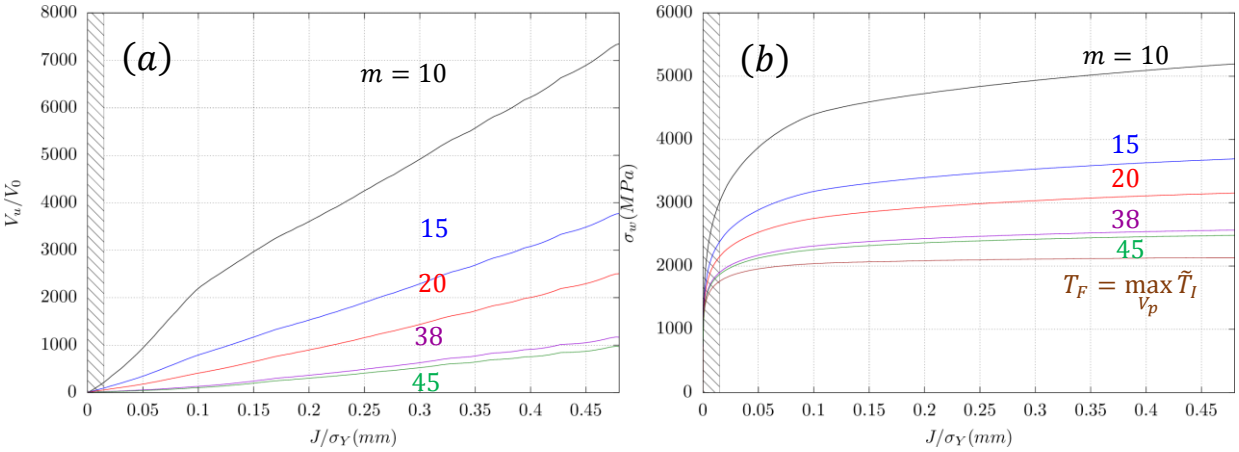


Figure 98 : (a) L'évolution de V_u/V_0 en fonction de m. (b) L'évolution de σ_w et de $T_F = max\, T_I$. Sur l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-100°C$ avec $R_0 = 16\mu m$. La zone hachurée correspond au domaine de SSY.

6.2.2 Localisation des sites d'amorçages

On désigne par x_c la distance au front de fissure du maximum de la contrainte d'ouverture σ_{yy} dans la configuration déformée. Cette distance peut être directement corrélée avec J/σ_Y.

On remarque que la distance x_c est proportionnelle à J/σ_Y après un émoussement suffisant (Figure 99). La pente de cette relation dépend uniquement de la géométrie (entre CT_B et $SENT_{0.5}$) mais pas de la température :

$$x_c \approx 0.8\,\frac{J}{\sigma_Y}\ ;pour\ CT_B$$
$$x_c \approx 0.5\,\frac{J}{\sigma_Y}\ ;pour\ SENT_{05} \tag{6.28}$$

A partir du Tableau 18 on peut déduire les relations suivantes qui sont indépendantes de la température :

$$x_c = 1.6\,CTOD\ \ \forall CT_B$$
$$x_c = 0.7\,CTOD\ \ ;pour\ SENT_{05} \tag{6.29}$$

Les coefficients des équations précédentes sont comparés avec les résultats des observations des faciès de rupture (Figure 100). Le $CTOD$ dans cette figure est calculé à partir de la donnée K_{JC} expérimentale en utilisant les corrélations du Tableau 18. Les points représentent la distance entre le site de clivage et le front de la fissure de fatigue pour un $CTOD$ donné. On remarque que les points expérimentaux ne suivent pas la tendance linéaire telle prévue par le calcul. L'explication de ces écarts vient du fait que, comme il a été mentionné par plusieurs auteurs (Wang *et al.*, 2002), un site d'amorçage n'est pas exclusivement contrôlé par un critère de contrainte i.e. $\sigma_{yy} \geq \sigma_f$. Un critère de déformation plastique $\epsilon_{eq} \geq \epsilon_f$ et de triaxialité $\tau \geq \tau_f$ sont nécessaires également pour déclencher le clivage dans la zone de transition ductile-fragile. Néanmoins l'utilisation de ce critère ne permet pas systématiquement d'avoir des tendances claires (Rossoll *et al.*, 2002b). On remarque que généralement les sites d'amorçages sont situés sur une distance du front de la fissure qui croit en fonction du $CTOD$ final (ou de la ténacité) ce qui est remarqué également dans (Tanguy *et al.*, 2006). On note que certains des essais à basses températures peuvent présentés de multiples sites d'amorçage sans savoir identifier le principal site responsable du clivage (remarque similaire dans (Haušild *et al.*, 2005)). Cet aspect rend cette comparaison encore plus difficile. En revanche, on remarque que la majorité des sites d'amorçage se situent au niveau de $x_c \geq 1.6CTOD$. La localisation des sites d'amorçage sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$ pourra apporter plus d'éléments pour comprendre ces tendances.

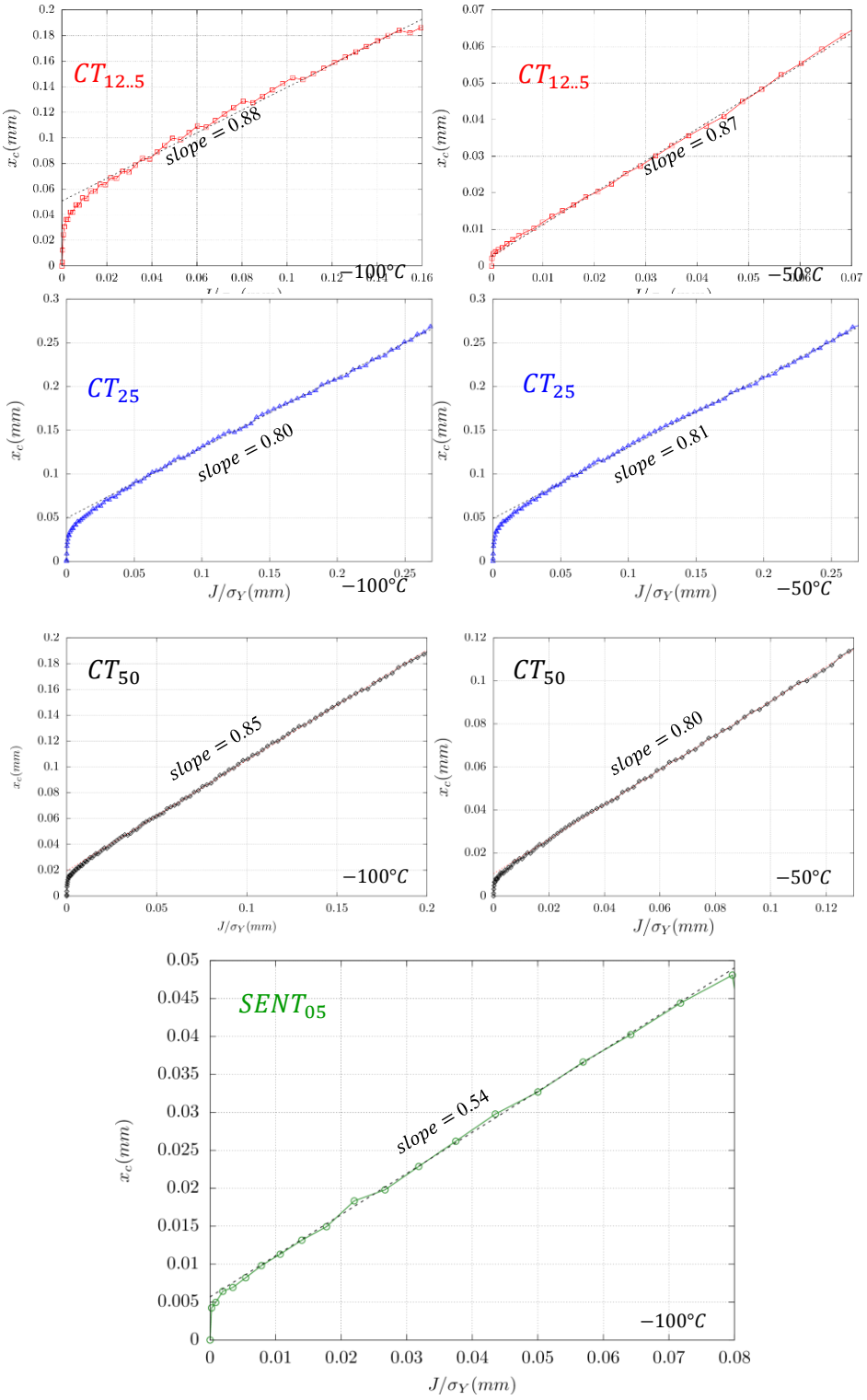


Figure 99 : La distance x_c en fonction de J/σ_Y pour les éprouvettes $CT_{12.5} - CT_{25} - \boldsymbol{CT_{50}} - SENT_{0.5}$ à $-50°C$ et à $-100°C$.

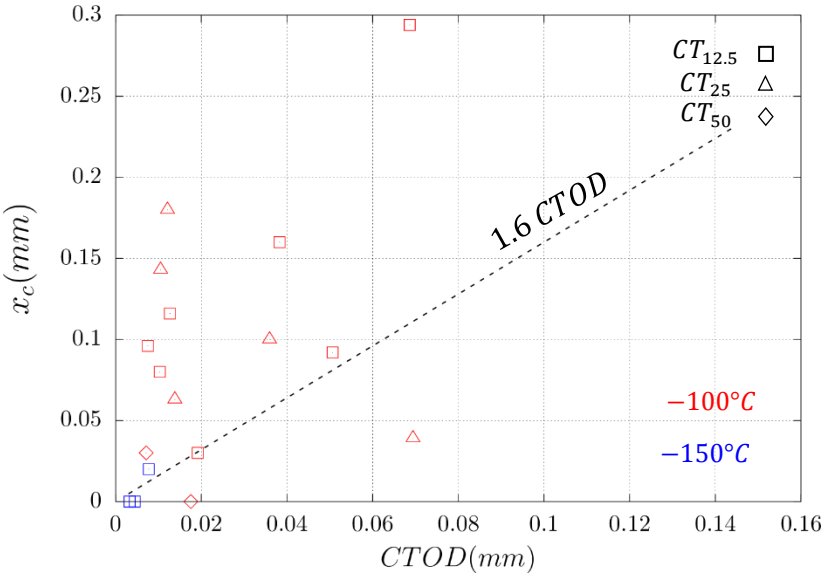


Figure 100 : Comparaison de la distance des sites d'amorçages expérimentaux avec la courbe $1.6CTOD$ déduite des simulations.

6.2.3 Conclusion partielle

Dans cette partie, la méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull présentée dans la partie (§6.1) est appliquée aux éprouvettes de rupture de la partie basse de la zone de transition. Différents rayons d'entailles sont alors proposés pour chaque géométrie en fonction de l'intervalle des ténacités ciblé. La simulation élastoplastique avec notre loi d'écrouissage identifiée dans (§5.1) de ces éprouvettes permet de mettre en évidence une dépendance linéaire du $CTOD$ au paramètre J/σ_Y au même titre que (Shih, 1981) pour un écrouissage en loi de puissance. Cette dépendance n'est pas affectée par de la température mais uniquement par la géométrie. Lorsque l'entaille est émoussée au moins 5 fois on peut écrire :

$$CTOD = d_\infty \cdot \left(\frac{J}{\sigma_Y}\right) \;\; avec \;\; d_\infty(CT_B) = 0.56 \;\; ; \; d_\infty(SENT_{0.5}) = 0.71 \qquad (\forall T)$$

Ensuite, on s'est intéressé à l'effet de la géométrie et de la température sur la contrainte de Weibull. L'effet de géométrie est étudié en comparant les éprouvettes CT et $SENT$. Concernant les éprouvettes CT_B, un effet de volume sur la contrainte de Weibull est montré. En effet, au regard des profils de contraintes et de déformations, les éprouvettes CT_B présentent le même état de contraintes. Cependant, la contrainte de Weibull croît en fonction de l'épaisseur de chaque éprouvette CT. L'éprouvette CT_{50} a la plus grande contrainte de Weibull et est donc la moins tenace. En revanche, la différence constatée entre les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ est due principalement à l'effet du confinement (*Constraint effect*). En effet, l'éprouvette $SENT_{0.5}$ a une contrainte d'ouverture plus faible que les éprouvettes CT_B mais une déformation plastique plus élevée. Ceci est due à la différence de contrainte T ($T - stress$) entre les $SENT_{0.5}$ et les CT_B et ce indépendamment de la température. L'effet de la température est présenté dans un deuxième temps. On a montré que l'effet de la température sur σ_w est uniquement induit par l'écoulement du matériau.

Finalement, on a proposé une comparaison préliminaire des positions des sites d'amorçage mesurées expérimentalement avec la position de la contrainte maximale d'ouverture. La distance x_c entre le front de l'entaille et le maximum de la contrainte dépend linéairement du paramètre du chargement J/σ_Y. Une relation liant cette distance avec le $CTOD$ est alors déduite à partir :

$$x_c = 1.6\,CTOD \;\; pour \; CT_B \text{ et } x_c = 0.7\,CTOD \;\; pour \; SENT_{05} \qquad (\forall T)$$

La localisation des sites de clivage prédite à l'aide de cette formule est sous-estimée par rapport aux mesures fractographiques. Ceci est peut-être lié au fait que le maximum de la contrainte n'est pas un

paramètre suffisant pour prédire l'amorçage fragile. L'effet de la déformation plastique et de la triaxialité devrait jouer un rôle dans le processus de clivage. Par conséquent, la localisation des sites d'amorçage sur une éprouvette $SENT_{0.5}$ pourrait apporter plus d'éléments de compréhension de la tendance observée.

L'effet du paramètre m est très important sur la contrainte de Weibull des deux géométries étudiées : σ_w décroit et tend vers une courbe constante lorsque m augmente. Lorsque $m \to \infty$, le volume utile qui contribue au clivage est alors réduit au point de Gauss qui a la contrainte principale maximale la plus grande. Par conséquent, Il est important de bien évaluer le paramètre m du fait de son effet considérable sur les valeurs de la contrainte de Weibull comme mis en évidence dans cette partie et donc sur les probabilités de rupture (comme également démontrée dans la partie §6.1). Dans la partie suivante, on proposera d'identifier les paramètres du modèle de Beremin en exploitant la base expérimentale des éprouvettes de rupture du bas de la transition. La contrainte de Weibull est calculée pour chaque éprouvette à partir des rayons d'entailles proposés dans cette partie.

6.3 Identification des paramètres du modèle de Beremin

Dans cette partie on s'intéresse dans un premier temps à l'identification des paramètres du modèle de Beremin m, σ_u (§2.1) à partir des données de ténacités K_{JC} des éprouvettes fissurées de la base expérimentale (§3.4.3). La procédure d'identification des paramètres m, σ_u à partir d'un échantillon de N éprouvettes de ténacités $K_{JC}(i)_{i\in\{1;N\}}$ s'effectue en trois étapes :

- Classer les ténacités des éprouvettes dans l'ordre croissant : $K_{JC}(1) \leq K_{JC}(2) \leq \cdots \leq K_{JC}(N)$.
- Associer à chaque valeur de ténacité $K_{JC}(i)$ la contrainte de la contrainte de Weibull correspondante $\sigma_w(i)$ par un calcul élément finis. Les résultats de la partie (§Méthodologie d'évaluation de la contrainte de Weibull) sont exploités dans cette étape.
- Comparer les probabilités expérimentales cumulées de rupture : $P_f^{exp}(i)_{i\in\{1;N\}}$ avec les probabilités numériques $P_f^{weib}(i)_{i\in\{1;N\}}$. Ces deux probabilités sont calculées à partir de :

$$P_f^{exp}(i) = (i - 0.3)/(N + 0.4)\ ;\ P_f^{weib}(i) = 1 - \exp(-(\sigma_w/\sigma_u)^m) \tag{6.30}$$

L'erreur est définie comme la différence entre $\boldsymbol{P}_f^{exp}$ et $\boldsymbol{P}_f^{weib}$ en norme carrée et est exprimée par :

$$Error(m, \sigma_u) = \left\|\boldsymbol{P}_f^{exp} - \boldsymbol{P}_f^{weib}\right\|_2 = \left(\sum_{i=1}^{N}\left(P_f^{exp}(i) - P_f^{weib}(i)\right)^2\right)^{1/2} \tag{6.31}$$

$Error$ dépend de m, σ_u et de la taille de l'échantillon N. Les paramètres m, σ_u recherchés sont ceux qui minimisent cette erreur. On peut écrire :

$$(m, \sigma_u)_{|s} = \arg\min Error\ (m, \sigma_u) \tag{6.32}$$

La formule $(i - 0.3)/(N + 0.4)$ utilisée est connue sous le nom du rang médian (*Median Rank Approximation*) et permet une estimation très largement meilleure des paramètres du modèle de Beremin par rapport à l'approximation du rang moyen (*Mean Rank approximation*) : $i/(N + 1)$ et $(i - 0.5)/N$ (Fothergill, 1990).

Dans la suite on s'intéresse à la solution de l'équation (6.32) à $-150°C, -100°C$ et $-50°C$. La taille d'échantillon d'éprouvettes fragiles (§4.4) à chaque température est rappelée ci-dessous (Tableau 19). On fixe le paramètre $V_0 = (50\mu m)^3$.

$T(°C)$	Eprouvettes	n	N
$-50°C$	$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	7	27
	$\boldsymbol{CT_{25}}$	12	
	$\boldsymbol{CT_{50}}$	8	
	$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	0	
$-100°C$	$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	20	54
	$\boldsymbol{CT_{25}}$	16	
	$\boldsymbol{CT_{50}}$	8	
	$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	10	
$-150°C$	$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	12	12
	$\boldsymbol{CT_{25}}$, $\boldsymbol{CT_{50}}$, $\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	0	

Tableau 19 : Résumé du nombre des éprouvettes fragiles à chaque température. n est le nombre des éprouvettes individuelles et N la taille totale de l'échantillon par température. À $-100°C$ toutes les éprouvettes testées sont fragiles (§4.4)

6.3.1 Identification des paramètres à $-100°C$

La température $-100°C$ est la température de notre base qui contient à la fois des données sur éprouvettes CT et $SENT$ qui représentent deux états de contraintes différentes (Figure 94). On identifie alors les paramètres de Beremin à $-100°C$ sur l'échantillon de taille $N = 54$ qui mélange des éprouvettes CT_B et des éprouvettes $SENT_{0.5}$ et on vérifiera ensuite les paramètres identifiés à $-50°C$ et à $-150°C$.

Le modèle de Beremin classique (§2.1.5) est utilisé dans un premier temps. Afin de simplifier la recherche des paramètres $m_{|s}, \sigma_{u_{|s}}$ solution de l'équation (6.32), On fixe la valeur de $m = m_0$ et on déduit $\sigma_u(m_0)$ correspondant qui minimise la fonction $Error(m_0, \sigma_u)$. Les paramètres solutions sont calculés par :

$$\sigma_u(m_0) = \arg\min Error\,(m_0, \sigma_u)\ ;\ m_{|s} = \underset{m_0 \in \{9;35\}}{\operatorname{argmin}}\ Error\big(m_0, \sigma_u(m_0)\big);\ \sigma_{u_{|s}} = \sigma_u\big(m_{|s}\big) \qquad (6.33)$$

m_0 peut varier entre 9 et 35. Pour chaque valeur de m_0, le calcul de la contrainte de Weibull $\sigma_w(K_{JC})$ correspondante est effectué en suivant la méthodologie décrite dans (§6.1).

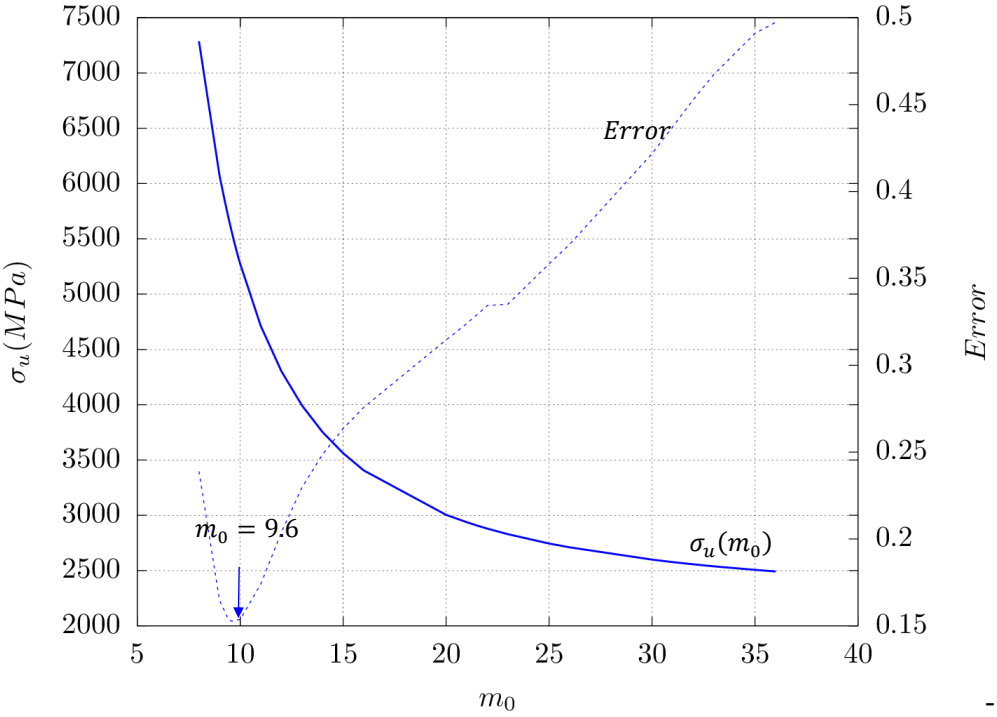


Figure 101 : σ_u identifiées en fonction de m (ligne pleine). L'erreur (ligne pointillée) est calculée pour chaque couple $(m_0; \sigma_u(m_0))$ est présentée dans le deuxième axe. L'identification est effectuée à $-100°C$ sur l'échantillon global de $N = 54$ éprouvettes.

La Figure 101 montre que $\sigma_u(m_0)$ est décroissante en fonction de m_0 et la fonction $Error$ prend une valeur minimale $Error_{min} = 0.152$ à $m_{|s} = 9.6$ ce qui correspond à $\sigma_{u_{|s}} = 5556.17\ MPa$. La Figure 102 présente les probabilités de rupture cumulées expérimentales et théoriques en fonction de la contrainte de Weibull à $m_{|s} = 9.6$; $\sigma_{u|s} = 5556.17MPa$. On constate que les points expérimentaux des éprouvettes CT_B sont distribués uniformément dans l'intervalle des probabilités entre 0 et 1 alors que les probabilités des éprouvettes $SENT_{0.5}$ varient entre 0 et 0.5. La ténacité maximale des éprouvettes $SENT_{0.5}$ mesurée vaut 194 $MPa\sqrt{m}$ ce qui correspond à $\sigma_w = 5457.8\ MPa$ et $P_f = 56{,}4\%$ tandis que la ténacité maximale des éprouvettes CT_B mesurée sur la $CT_{12.5}$ vaut 143 $MPa\sqrt{m}$ ce qui correspond à $\sigma_w = 6165.8\ MPa$ et $P_f^{exp} = 93.2\%$. On note que le fait d'ordonner les valeurs de σ_w en ordre croissant n'implique pas forcément un ordre croissant en ténacités car cela dépend principalement de la valeur du paramètre m. Dans notre cas ($m = 9.6$), les valeurs de σ_w sont croissantes mais pas celles des ténacités.

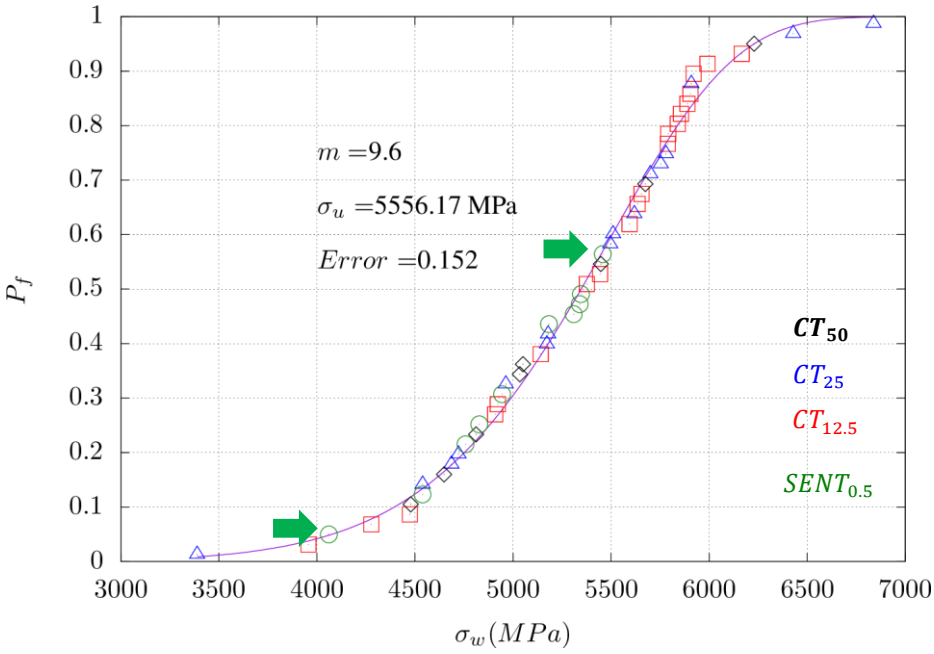


Figure 102 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w à $-100°C$.

La Figure 103 compare les probabilités expérimentales avec les probabilités numériques en fonction de σ_w individuellement pour $CT_{12.5}, CT_{25}, CT_{50}$ et $SENT_{0.5}$. P_f^{exp}et $Error$ sont recalculés en tenant en compte de la taille de l'échantillon n correspondant à chaque éprouvette (Tableau 19). L'erreur sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$: $Error_{SENT_{0.5}} = 0.64$ représente la plus grande erreur calculée tandis que $Error_{CT_{25}} = 0.22$ est la plus faible. Dans ce graphe on représente bien le début et la fin de la courbe des probabilités de rupture des éprouvettes $CT_{12.5}$ malgré le fait que l'erreur soit relativement élevée à cause des écarts dans le creux de la courbe.

Les éprouvettes forment un sous échantillon de taille n de l'échantillon global de taille $N = 54$ pour lequel l'identification est effectuée. Cet échantillon représente une possibilité de tirage parmi $N!/n!\,(N-n)!$ autres possibilités. Un tirage consiste en un choix aléatoire de n valeurs de probabilités entre 0 et 1 parmi les N valeurs possibles. On peut définir la variable aléatoire $Error_n$ qui calcule l'erreur associée à chaque tirage. Le Tableau 19 décrit, pour chaque géométrie, le nombre N total d'éprouvettes disponibles et l'échantillon n associé à chaque géométrie d'éprouvette. Pour chacune des géométries considérées, on s'intéresse à la proportion des tirages n parmi l'ensemble des possibilités N qui ont une erreur inférieure ou égale à l'erreur de l'éprouvette présentée en Figure 103. Autrement dit, on s'intéresse à la fonction de répartition de la variable $Error_n$.

Considérons un tirage aléatoire possible de n points parmi N probabilités de rupture. Ces points sont classés dans l'ordre croissant. Les contraintes de Weibull correspondantes à ce tirage sont alors déduites :

$$\left\{P_f^{exp}\,(i_1)\,;\,P_f^{exp}\,(i_2);\,\ldots\,;\,P_f^{exp}\,(i_n)\right\} \rightarrow \{\sigma_w(i_1)\,;\sigma_w(i_2);\ldots;\,\sigma_w(i_n)\}$$

La nouvelle probabilité expérimentale associée à ce tirage $P_f^{exp}(n)$ est donnée par :

$$\boldsymbol{P_f^{exp}} = \left\{\frac{i-0.3}{n+0.4}\;;\; i = 1\,..\,n\right\} \tag{6.34}$$

et la probabilité numérique $\boldsymbol{P_f^{weib}}$ est recalculée à l'aide de l'équation (6.30) à partir des contraintes : $\{\sigma_w(i_1)\,;\sigma_w(i_2);\ldots;\,\sigma_w(i_n)\}$ et avec $m_{|s} = 9.6$ et $\sigma_{u_{|s}} = 5556.17MPa$ (6.30).

L'erreur de ce tirage est alors calculée comme la différence des carrées des deux vecteurs :

$$Error_n = \left\| \boldsymbol{P}_f^{exp} - \boldsymbol{P}_f^{weib} \right\|_2 \tag{6.35}$$

10^9 Tirages sont effectués pour chaque éprouvette. Figure 104 présente la PDF et la CDF respectivement la densité de probabilité et la fonction de répartition de chaque éprouvette. Ces deux graphes dépendent naturellement de $m_{|s}$ de $\sigma_{u_{|s}}$ et du nombre d'échantillon n. L'éprouvette CT_{25} a l'erreur la plus faible parmi toutes les autres : $Error_{CT_{25}} = 0.22$ ce qui correspond à $CDF = 10\%$. Ceci signifie que seulement 10% des tirages possibles donnent une erreur inférieure à 0.22 . L'erreur est alors statistiquement acceptable. Cependant, ce n'est pas le cas pour le reste des éprouvettes dont par exemple les éprouvettes $CT_{12.5}$ et $SENT_{0.5}$ qui ont respectivement une erreur de : 0.55 et 0.64. Ces erreurs correspondent à un $CDF \approx 90\%$ i.e. près de 90% des tirages donnent une erreur inférieure aux valeurs précédentes. Les erreurs ne sont pas statistiquement acceptables donc les paramètres identifiés sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$ et $CT_{12.5}$ ne sont pas valides.

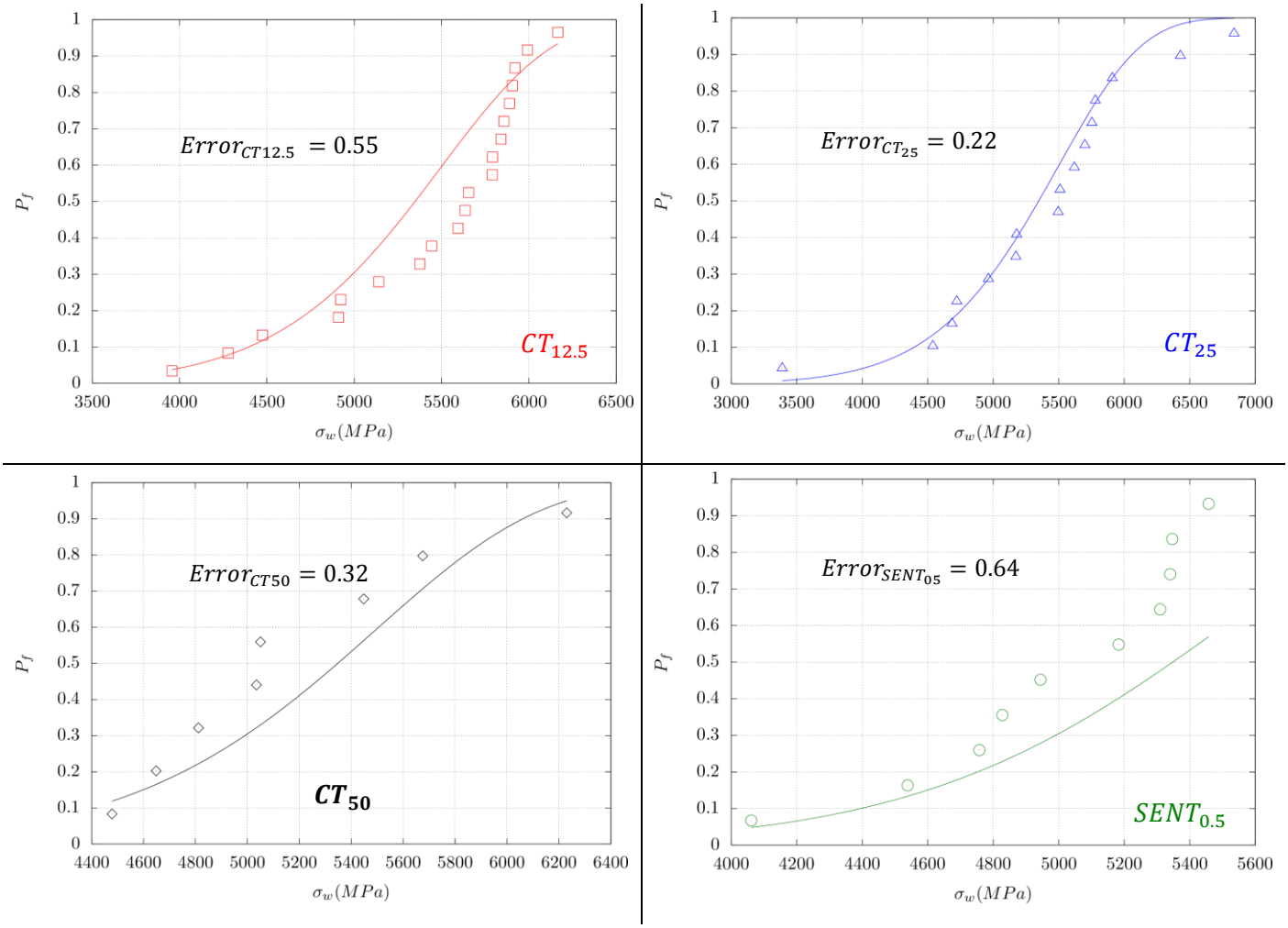


Figure 103 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w à $-100°C$ pour toutes les éprouvettes à $m_{|s} = 9.6$. L'erreur est recalculée individuellement sur chaque éprouvette.

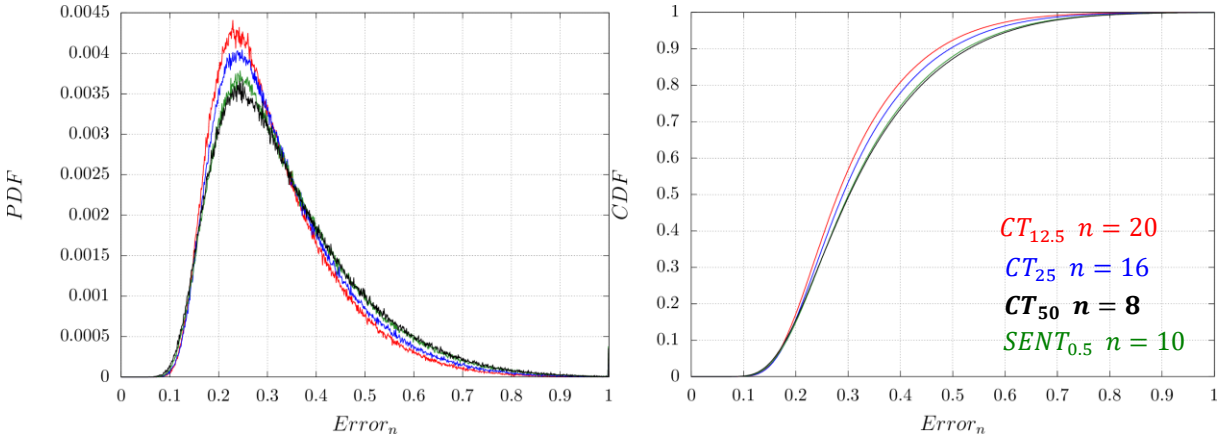


Figure 104 : PDF et CDF en fonction de $Error_n$ pour les éprouvettes CT et $SENT$ à $m_{|s} = 9.6$; $\sigma_{u_{|s}} = 5556.17\ MPa$

A partir des remarques précédentes, les éprouvettes $SENT_{0.5}$ ne sont pas correctement prédites par cette première identification des paramètres qui utilise le modèle classique de Beremin. En effet, le modèle prédit seulement 50% de probabilités de rupture sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$ malgré le fait que ces éprouvettes atteignent une ténacité maximale plus élevée ($K_{JC} = 194MPa\sqrt{m}$) que celle des éprouvettes CT_B ($K_{JC} = 143MPa\sqrt{m}$). La formule classique de Beremin surestime la valeur σ_w évaluée sur les éprouvettes CT. Elle prend en compte l'effet de la contrainte principale T_I mais elle ne tient pas suffisamment compte de l'effet de la déformation plastique.

Plus précisément, l'éprouvette CT a une contrainte T_I plus élevée que l'éprouvette $SENT$ mais certainement moins de sites de clivage à cause des déformations plastiques relativement faibles (voir Figure 94). Le modèle classique de Beremin suppose la présence d'une distribution initiale des sites d'amorçage et cette distribution est figée et ne dépende pas des déformations plastiques (§2.1.5). De ce point de vue, les éprouvettes CT et $SENT$ ayant la même distribution des sites de clivages mais des valeurs différentes de contrainte T_I, cela conduit naturellement à :

$$T_{I_{SENT}} < T_{I_{CT}} \Rightarrow \sigma_{w_{SENT}} < \sigma_{w_{CT}}$$

On propose de modéliser la rupture fragile en utilisant la version modifiée du modèle de Beremin proposée par *Ruggieri et al.* (Ruggieri *et al.*, 2015) qui tient en compte de l'effet de déformation sur la germination (§2.1.5) :

$$\sigma_w^m(\boldsymbol{T}) = \frac{1}{V_0}\int_{\Omega_p}\left(\widetilde{T}_I.(1-\exp(-\lambda p))\right)^m d\Omega \qquad (6.36)$$

Un nouveau paramètre λ qui décrit la cinétique d'apparition des sites de clivage est à identifier. On suit la même méthodologie que précédemment en gardant la valeur de $m_{|s} = 9.6$ et on identifie les deux paramètres σ_u et λ. Plus précisément, σ_u et λ doivent vérifier :

$$(\sigma_u, \lambda)_{|s} = \arg\min Error\left(m_{|s}, \sigma_u, \lambda\right) \qquad (6.37)$$

Pour simplifier la résolution de l'équation (6.37), on identifie $\sigma_u(\lambda_0)$ qui minimise la fonction $Error\left(m_{|s}, \lambda_0, \sigma_u\right)$ pour chaque $\lambda = \lambda_0$. $\lambda_{|s}$ solution est celui qui minimise la quantité $Error\left(m_{|s}, \lambda_0, \sigma_u(\lambda_0)\right)$.

La Figure 105 présente l'erreur en fonction de λ_0. Les valeurs $\lambda = 200$ et $\sigma_u = 4793.60MPa$ qui minimisent l'erreur globale sont retenues comme solutions de l'équation (6.37). La valeur minimale de

l'erreur atteinte avec ces paramètres est $Error = 0.20$. La Figure 106 montre que les éprouvettes $SENT_{0.5}$ sont désormais uniformément distribuées en probabilités de rupture entre 0 et 1 (contrairement à la Figure 102 plus haut) et les valeurs des contraintes de Weibull sont réduites. Cette réduction est significativement plus importante dans les éprouvettes CT_B que dans les éprouvettes $SENT_{0.5}$ à cause de la déformation plastique relativement faible dans ces éprouvettes (voir Figure 94) : $\sigma_{wmax}^{CT_{25}} \approx 7000MPa \rightarrow 5800MPa$ tandis que $\sigma_{wmax}^{SENT_{0.5}} \approx 5500MPa \rightarrow 5300MPa$ (Figure 102 et Figure 106). Individuellement, on représente aussi bien les éprouvettes CT_B que les éprouvettes $SENT_{0.5}$. L'erreur sur les éprouvettes CT_{50} augmente légèrement principalement à cause des points qui se trouvent dans le creux de la courbe. Cette erreur peut être liée à la taille de l'échantillon et pourra être réduite lorsque davantage de valeurs de ténacité seront disponibles.

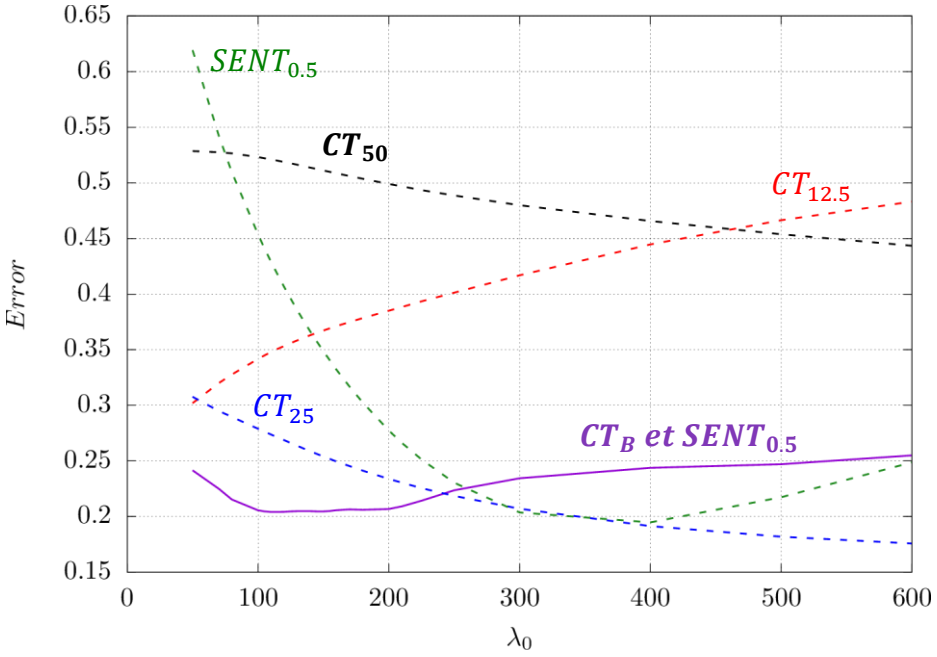


Figure 105 : Erreurs globales et individuelles de chaque éprouvette en fonction de λ_0 à $m_{|s} = 9.6$.

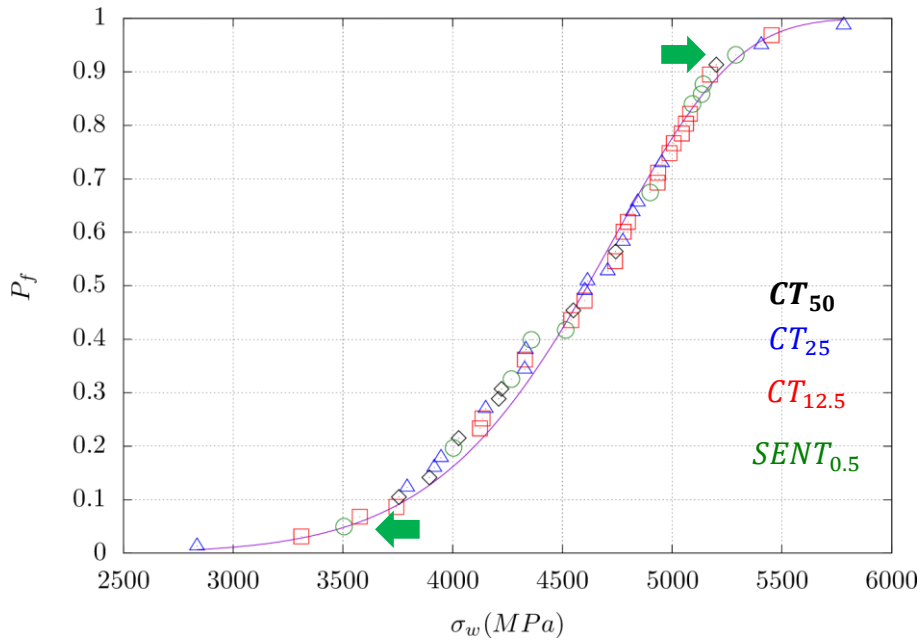


Figure 106 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w pour $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$; $\sigma_{u_{|s}} = 4793.6\,MPa$; $Error = 0.2$ et $T = -100°C$

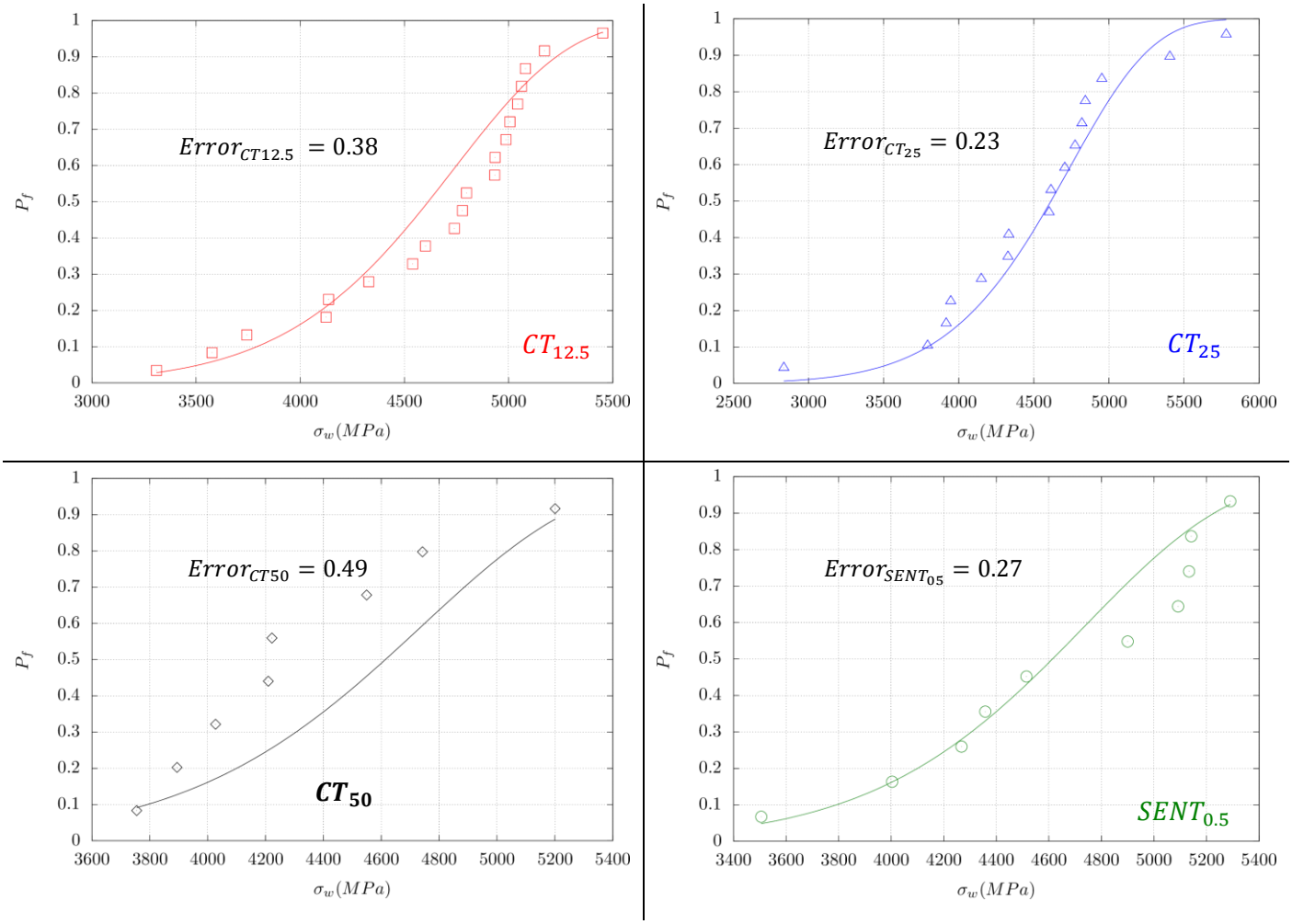


Figure 107 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w à $-100°C$ pour toutes les éprouvettes à $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$; $\sigma_{u_{|s}} = 4793.6\,MPa$. L'erreur est recalculée individuellement sur chaque éprouvette. $T = -100°C$.

Finalement, les paramètres identifiés permettent de prédire des probabilités de rupture qui sont en bon accord avec les probabilités expérimentales et ce pour les éprouvettes CT_B que pour les éprouvettes $SENT_{0.5}$.

6.3.2 Identification des paramètres à $-50°C$ et à $-150°C$

Plusieurs auteurs ont montré la dépendance de σ_u avec la température (Wallin *et al.*, 1984; Hausïld, 2002; Gao *et al.*, 2006; Mathieu *et al.*, 2010). Une explication phénoménologique de cette dépendance à la température proposé par Wallin émerge de la forte dépendance à la température du terme $\gamma_s + w_p$ dans l'expression de la contrainte de clivage (§2.1.3.2) (Wallin *et al.*, 1984). En effet, le terme γ_s représente l'énergie de surface tandis que le terme w_p représente toute forme d'énergie dissipée causée par le mouvement de dislocations lorsque la fissure se propage. w_p est liée à la température à l'aide d'une formule semblable à la forme de la force de *Peierls-Nabarro* qui est la force nécessaire pour déplacer une dislocation.

Pour un modèle de Beremin classique, on propose de vérifier que $\sigma_{u_{|s}}$ identifiée dépendra inévitablement de la température. La Figure 108 montre que les courbes $\sigma_u(m_0)$ avec $m_0 \in [9:35]$ ont des intersections deux à deux différentes pour toutes les températures. Ceci signifie qu'on ne peut pas trouver un couple (m, σ_u) commun à toutes les températures. m et/ou σ_u sont donc dépendants de la température.

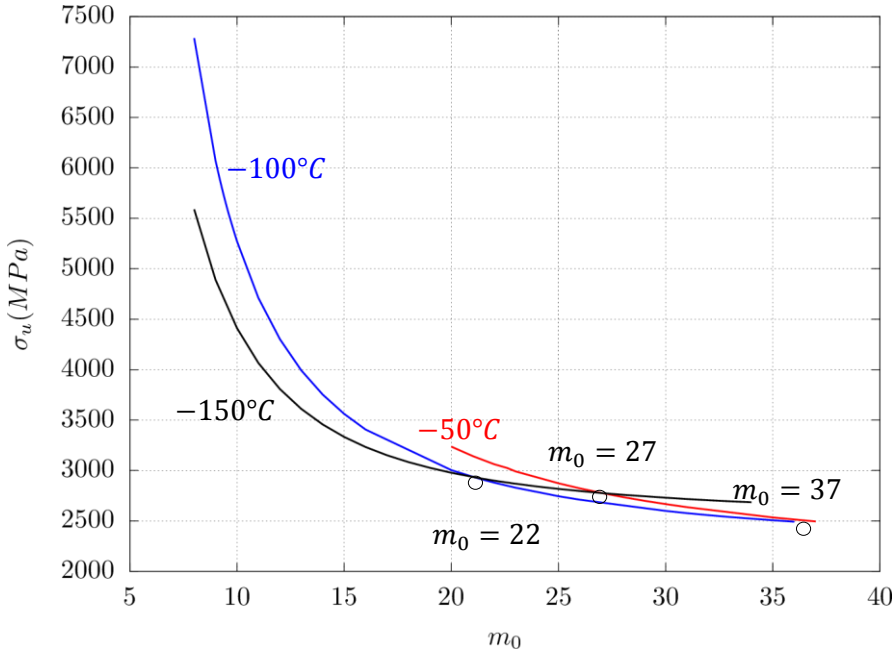


Figure 108 : Les valeurs de σ_u identifiées pour chaque valeur de m_0. L'identification est effectuée à $\mathbf{-150°C}, -100°C, -50°C$.

Pour la suite, pour chaque température, on identifie uniquement le paramètre σ_u en fixant $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$. L'identification est effectuée uniquement sur des éprouvettes CT_B à $-50°C$ (En effet, toutes les éprouvettes $SENT_{0.5}$ sont ductiles à cette température (constat vérifié par les observations des faciès de rupture dans §4.4) : Tableau 19) (Figure 109, Figure 110) et uniquement sur l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-150°C$ (Figure 111). Les paramètres $\sigma_{u_{|s}}$ identifiées et l'erreur associée sont résumés dans (Tableau 20). A $-50°C$, l'éprouvette $CT_{12.5}$ qui ne présente pas un bon accord avec les résultats expérimentaux à cause du nombre faible des données fragiles disponibles de cette éprouvette à cette température (Figure 110).

A $-150°C$, on dispose uniquement d'un seul type de géométrie $CT_{12.5}$. A cette température l'ensemble des éprouvettes $CT_{12.5}$ sont rompues dans le domaine de plasticité confinée et on ne peut donc pas identifier un couple unique (m, σ_u) à cette température (Gao *et al.*, 1998). Dans la mesure où m est ici fixé par hypothèse, ce problème ne se pose pas.

Concernant les éprouvettes $SENT_{05}$ à $-50°C$, la contrainte de Weibull qui correspond à la ténacité basse mesurée $K_{JC} = 224\, MPa\sqrt{m}$ est évaluée à $\sigma_w = 3618\, MPa$. La probabilité de rupture correspondante à ce σ_w est égale à $P_f^{weib} = 0.008$ qui est une valeur très faible. Cette éprouvette n'est donc pas rompue par clivage pur sans déchirure ductile. Ceci est en accord avec le fait que toutes les $SENT_{0.5}$ à $-50°C$ ont manifesté une déchirure ductile (voir §4.4.3).

$m_{\|s} = 9.6$; $\lambda_{\|s} = 200$	$-150°C$	$-100°C$	$-50°C$
$\sigma_{u_{\|s}}(MPa)$	3903	4793.6	5963.6
$Error$	0.27	0.20	0.26

Tableau 20 : Valeurs de $\sigma_{u_{|s}}$ en fonction de la température pour $m_{|s} = 9.6$ et $\lambda_{|s} = 200$

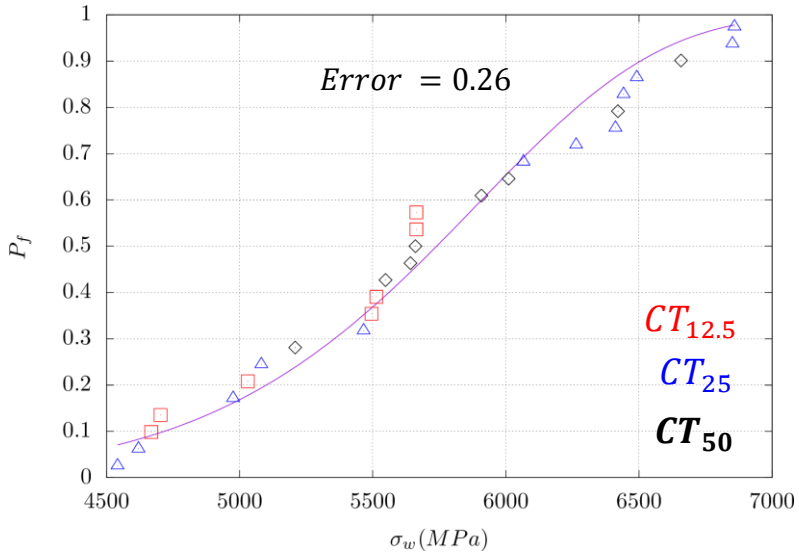
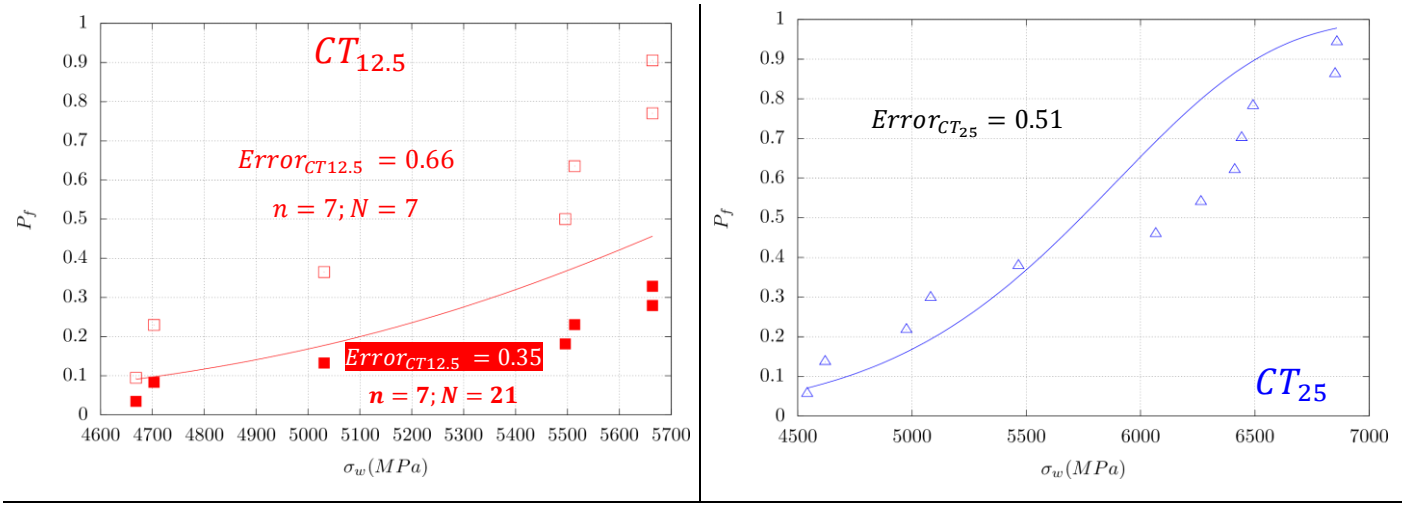


Figure 109 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w pour $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$; $\sigma_{u_{|s}} = 5963.6\,MPa$; $Error = 0.26$ et $T = -50°C$.



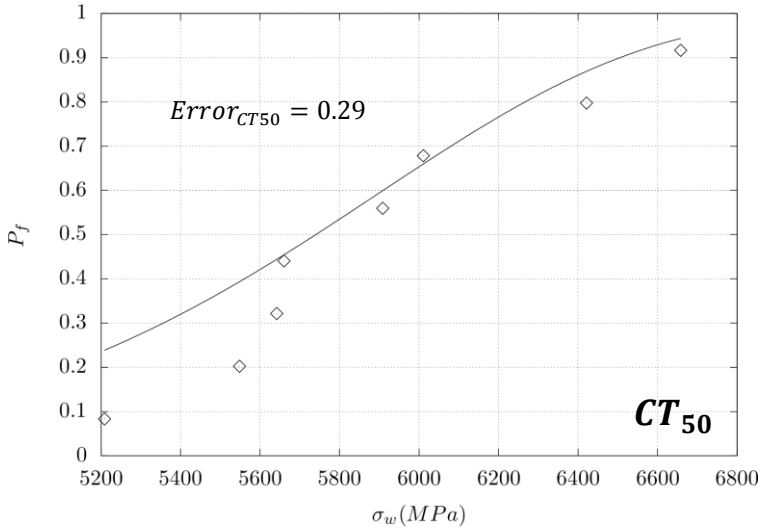


Figure 110 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w à $-50°C$ pour toutes les éprouvettes à $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$; $\sigma_{u_{|s}} = 5963.6MPa$. L'erreur est recalculée individuellement sur chaque éprouvette $T = -50°C$. Les points pleins des éprouvettes $CT_{12.5}$ sont les probabilités expérimentales exprimées dans l'ensemble des éprouvettes i.e. $N = 21$.

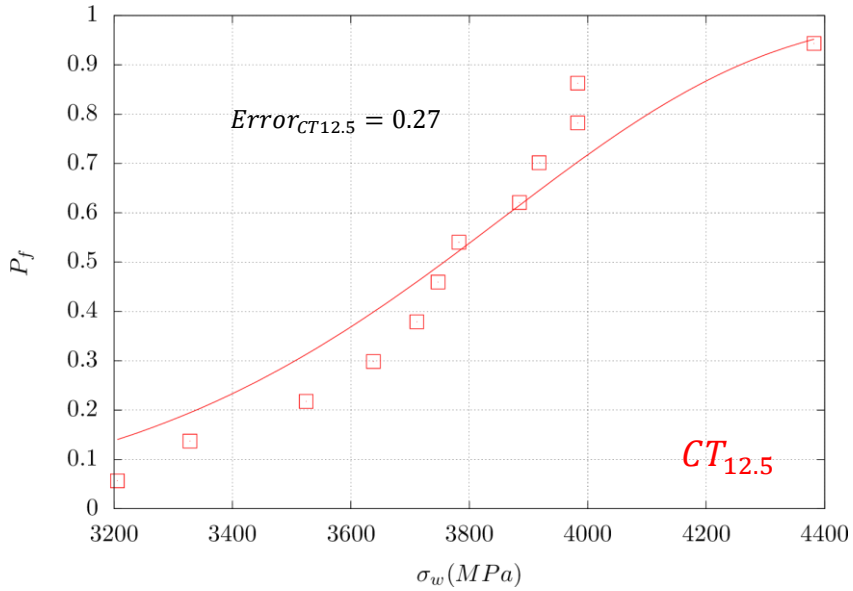


Figure 111 : P_f^{exp} expérimentale (points) et P_f^{weib} numérique (ligne) en fonction de σ_w pour $m_{|s} = 9.6$; $\lambda_{|s} = 200$; $\sigma_{u_{|s}} = 3903MPa$; $Error = 0.27$ et $T = -150°C$.

Il est intéressant de noter qu'un palier de *Lüders* est présent sur les courbes de traction à toutes les températures (§3.4.1). La largeur de ce palier croit lorsque la température baisse. Le palier de *Lüders* est significativement plus large à $-150°C$ en comparaison avec les autres températures. On s'intéresse alors à l'effet de ce palier sur les contraintes σ_w et sur les probabilités de ruptures expérimentales P_f de l'éprouvette $CT_{12.5}$ à $-150°C$.

La Figure 112 présente la comparaison entre un calcul de σ_w qui tient compte du palier de *Lüders* dans la loi élastoplastique et un calcul de σ_w qui néglige ce palier (§0). Cette figure montre que σ_w(Lüders) est plus grande que σ_w(Non Lüders) uniquement lorsque le chargement est suffisamment élevé.

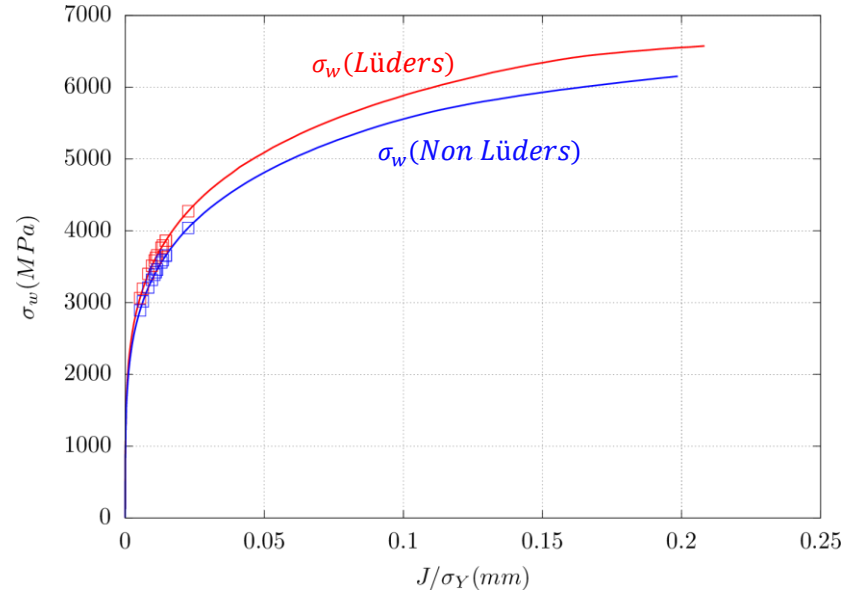


Figure 112 : σ_w avec et sans palier de *Lüders* à $-150°C$. Eprouvette $CT_{12.5}$ avec $R_0 = 5\mu m$. Les points représentent les mesures J/σ_Y expérimentales.

Le palier de *Lüders* peut donc avoir un effet considérable sur les σ_w et par conséquence sur les P_f seulement lorsque les ténacités sont suffisamment élevées. Or, toutes les éprouvettes $CT_{12.5}$ à cette température rompent à des valeurs de $J_{max}/\sigma_Y \approx 0.0024\ (mm)$ trop faibles (Figure 112) pour que le palier de *Lüders* puisse avoir un effet. On en conclut que l'effet du palier de *Lüders* tel que modélisé dans la loi d'écrouissage proposée dans l'équation (5.5) est négligeable sur les paramètres identifiés. Il est important de noter que la formule proposée pour modéliser le plateau de Lüders n'est pas basée sur des arguments physiques mais il s'agit uniquement d'une prise en compte artificielle de ce plateau. Des modèles (phénoménologiques ou à base physique) plus développés existent dans la littérature pourrait être exploités dans le futur pour étudier l'effet de ce palier sur la contrainte de σ_w (Tsukahara and Iung, 1998; Aguirre *et al.*, 2004; Marais, 2012).

Finalement, on propose de comparer les données mentionnées dans Tableau 20 de notre identification avec les différentes données de la littérature. Afin de ramener toutes les données à un volume de référence $V_0^{ref} = (50\mu m)^3$ on s'intéresse à la comparaison du terme : $\widehat{\sigma_u} = \sigma_u\left(V_0/V_0^{ref}\right)^{1/m}$. Tableau 21 rassemble les différents matériaux et les valeurs de m de chaque étude.

Globalement, on remarque une tendance croissante (linéaire ou exponentielle) de la contrainte $\widehat{\sigma_u}$ en fonction de la température (Figure 113). L'ordre des courbes montre que $\widehat{\sigma_u}$ décroit en fonction de m ce qui est conforme à nos résultats (§6.3.1)

Source	Matériau	m	$\sqrt[3]{V_0}(\mu m)$
Présent travail	A533	9.6	50
(Mathieu *et al.*, 2010)	A508	$-150°C$: 54; $-120°C$: 36; $-90°C$: 23; $-60°C$: 18	50
(Tanguy *et al.*, 2005)	A508	17.8	100
(Tanguy, 2006)	A508	30	100
(Parrot *et al.*, 2003)	A508	20	50
(Gao *et al.*, 2006)	A508 traité	11.8	1000
(Forget, 2008)	A508	20	50
(Hausïld, 2002)	A508	18	100
(Hausïld, 2002)	A508	$m(T) = A\exp\left(B/(T+273.13)\right)$ $A = 1.57MPa\ ;B = 477.3°C$	100
(Chapuliot and Lidbury, 2005)	A533	23.43	50
(Zeghadi and Aït-bachir, 2012)	A508 irradié	20	50
(Parrot *et al.*, 2006)	A508 irradié	20	50

Tableau 21 : Récapitulatif des données de la littérature.

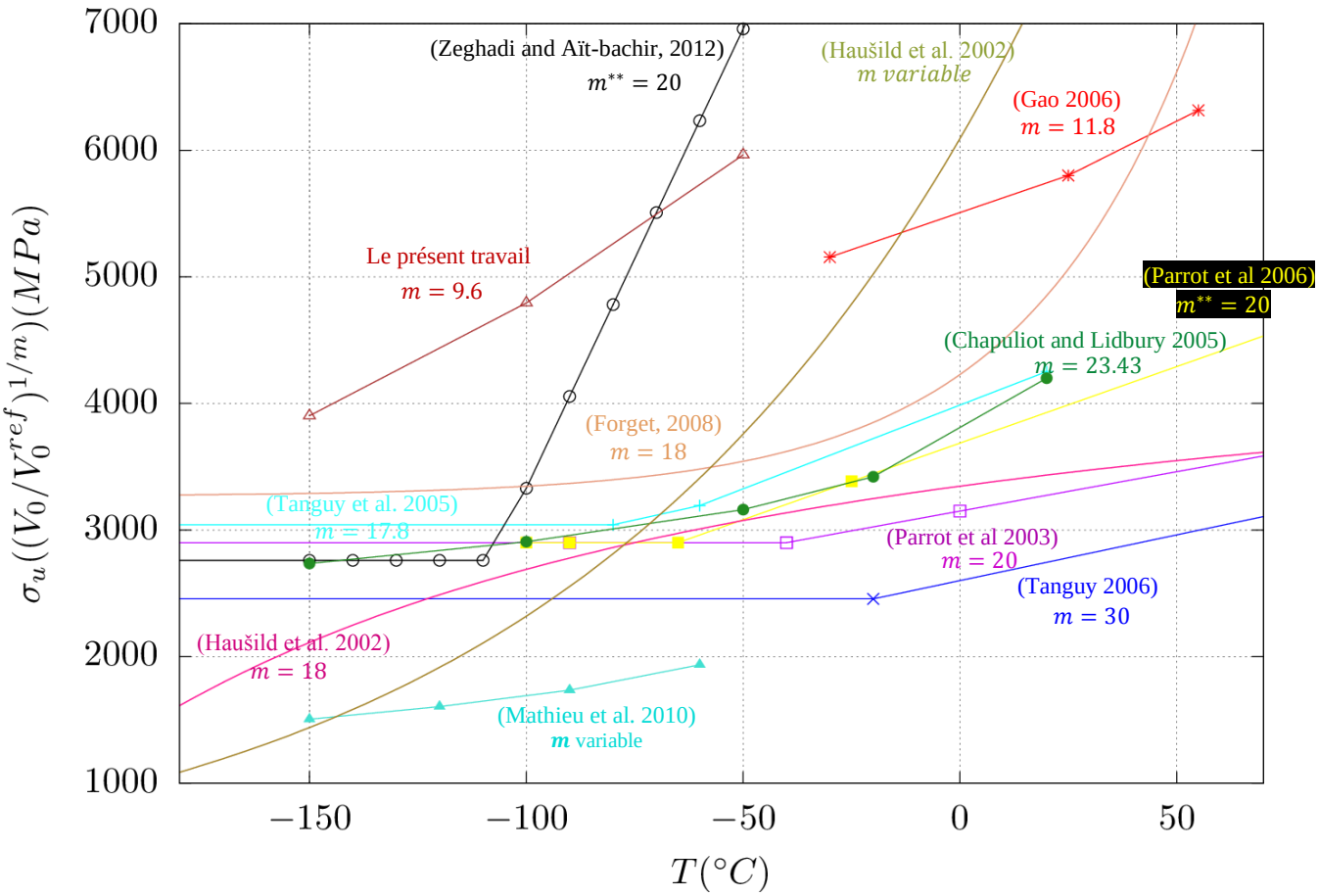


Figure 113 : $\widehat{\sigma_u} = \sigma_u\left(V_0/V_0^{ref}\right)^{1/m}$ en fonction de la température pour différentes sources avec $V_0^{ref} = (50\mu m)^3$. Le symbole ** signifie que le matériau est irradié.

6.3.3 Conclusion partielle

Dans cette partie on a présenté les résultats d'identification des paramètres du modèle de Beremin et du modèle de Beremin modifié. Contrairement au modèle de Beremin classique, le modèle modifié est plus efficace pour tenir compte de l'état de confinement différent entre les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ dans la description du clivage. Ceci se traduit par la prise en compte explicite de l'effet de déformation plastique sur la contrainte de Weibull. En effet, pour une valeur de K_I donnée, les éprouvettes $SENT_{0.5}$ présentent des valeurs de contraintes plus faibles que les éprouvettes CT_B mais des déformations plastiques plus élevées. Cela conduit à des probabilités de rupture plus faibles pour un modèle de Beremin. La modification de Ruggieri permet de corriger cette surestimation en introduisant un effet de déformation plastique qui conduit à introduire plus de sites de germination dans les éprouvettes $SENT$ (du fait de leur plus grande déformation plastique).

Les paramètres identifiés à $-100°C$ par la méthode des moindres carrés sur l'ensemble des éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ conduisent à une erreur relativement élevée sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$ lorsque le modèle de Beremin classique est utilisé. On a montré que cette erreur est statistiquement inacceptable. En revanche, l'utilisation du modèle de Beremin modifié permet de mieux décrire le clivage pour cette géométrie et introduit un troisième paramètre λ qu'on a identifié. Cette même démarche est alors appliquée aux deux autres températures $-150°C$ et $-50°C$. Les résultats de cette identification sont :

$m_{\|s} = 9.6\ ;\ \lambda_{\|s} = 200$	$-150°C$	$-100°C$	$-50°C$
$\sigma_{u_{\|s}}(MPa)$	3903	4793.6	5963.6
$Error$	0.27	0.20	0.26

A $-150°C$, l'identification de ces paramètres est effectuée sur les éprouvettes $CT_{12.5}$ uniquement. Cette identification effectuée sur une seule géométrie devrait être vérifiée sur une géométrie complémentaire à cause du fait que les paramètres identifiés peuvent ne pas être uniques comme montré dans (Gao *et al.*, 1998). A cette température qui présente le plus large palier de Lüders, on a montré que la prise en compte artificielle de ce palier dans la loi d'écrouissage proposée ne modifie pas sensiblement la contrainte de Weibull et par conséquent les paramètres du modèle. Une prise en compte phénoménologique ou physique dans la loi d'écrouissage pourrait être proposée dans le futur pour mieux confirmer ce constat.

Finalement, on a mis en évidence une forte dépendance de la contrainte σ_u à la température. Cette contrainte croît linéairement avec la température dans $[-150°C, -50°C]$ tendance qui a déjà été montrée dans la littérature. Compte tenu du soin pris pour évaluer la contrainte de Weibull, on conclut que cette dépendance à la température n'est pas une dépendance artificielle liée à la méthode de calcul de la contrainte de Weibull (comme par exemple l'emploi d'un même maillage quelle que soit la température) mais elle est le résultat de la physique du clivage. La prise en compte de l'effet de déformation plastique ne permet pas de supprimer cette dépendance.

6.4 Conclusion globale

Dans ce chapitre on a présenté les résultats de la modélisation du clivage dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile avec le modèle de Beremin modifié. On a montré tout d'abord que ce modèle est très sensible au calcul de la contrainte de Weibull et à l'exposant m. Par conséquent, une méthodologie de calcul de la contrainte de Weibull et une stratégie d'identification des paramètres sont alors proposées.

La méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull σ_w est basée sur la modélisation d'une entaille au lieu d'une fissure. Le rayon d'entaille initiale est proposé en fonction de la ténacité ciblée tel que lorsque cette ténacité est atteinte l'entaille est suffisamment émoussée ($\beta \geq 5$) pour supprimer son effet sur les résultats du calcul (McMeeking, 1977). Ainsi la courbe de la contrainte de Weibull des éprouvettes du bas de la transition ductile-fragile est construite à partir des résultats de calcul de cette contrainte sur une série de rayons d'entailles permettant de couvrir l'intervalle des ténacités ciblées. Les rayons proposés devraient être suffisamment émoussés ($\beta \geq 5$). Pour chaque maillage (. i.e. pour chaque entaille proposée), on a maillé une zone de raffinement de longueur L_f. Cette zone est évaluée comme étant le double de la zone d'élaboration à rupture où le gradient de contraintes et de déformations est le plus élevé. La taille des éléments dans cette zone est fixée entre 0.3 et 0.5 fois le rayon d'entaille initiale.

La taille réduite de ces éléments et la déformations plastique élevée à côté de l'entaille peuvent conduire aux verrouillages volumiques de certains éléments excessivement déformés. Ce verrouillage a une forte influence sur l'évaluation de la contrainte de Weibull. Le calcul avec des éléments à 5 champs et avec des éléments classiques réduits (à interpolation quadratique) nous a permis d'illustrer cet effet. Les éléments à 5champs ont une grande efficacité à simuler l'endommagement ductile non local et sont proposés dans ce chapitre dans la perspective de décrire le chainage comme suite à ce travail dans le futur. Ces éléments permettent de traiter le problème du verrouillage volumique. Un filtre est alors proposé pour exclure les éléments excessivement déformés du calcul de σ_w. Le calcul de la contrainte de Weibull avec les éléments à 5 champs et avec le filtrage permet une évaluation précise et une indépendance au maillage de cette contrainte. Finalement, le passage 2D à 3D a été la dernière étape de notre méthodologie. Ce passage est assuré par une simple correction d'épaisseur $B_e^{1/m}$ en fonction de la présence ou non d'entailles latérales : $B_e = B_n$ lorsque l'éprouvette est latéralement entaillée et $B_e = B$ dans le cas contraire. Les résultats de cette correction permettent une erreur relative inférieur à 2% ce qui est très acceptable.

La méthodologie du maillage et du calcul de σ_w étant figée, on s'est intéressé dans la suite à l'effet de la géométrie et de la température sur la contrainte de Weibull. L'effet du volume et l'effet de l'état de confinement observés dans le chapitre (§3) sur les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ sont mis en évidence sur les contraintes de Weibull calculées. D'une part, la contrainte de Weibull croit en fonction de l'épaisseur effective et augmente la probabilité de rupture de l'éprouvette, et d'une autre part, cette contrainte est moins élevée sur les éprouvettes $SENT_{0.5}$ à cause du faible état de confinement (*Low constraint effect*) en contraste avec les éprouvettes CT_B. L'effet de la température sur σ_w est entièrement induit par l'écoulement du matériau. L'effet du paramètre m est également étudié. On a montré que la contrainte de Weibull suit une tendance décroissante en fonction de m et que σ_w est égale à la plus grande valeur de la contrainte principale maximale lorsque m devient très grand. Vu l'importance de ce paramètre sur l'évaluation de σ_w, on a proposé dans la dernière partie de ce chapitre une nouvelle méthodologie d'identification des paramètres du modèle statistique de Beremin. Dans un premier temps, l'identification est basée sur le modèle de Beremin classique et est effectuée à $-100°C$. La stratégie d'identification des paramètres consiste dans la minimisation de l'erreur quadratique entre la probabilité de rupture calculée et la probabilité de rupture expérimentale sur l'ensemble des éprouvettes disponibles par température donnée. Les paramètres retenus sont ceux qui permettent un minimum global de cette erreur. La même stratégie est appliquée à $-150°C$ et $-50°C$ en fixant la valeur du paramètre m. Les résultats de ces identifications montrent une forte dépendance du paramètre σ_u à la température. Cette dépendance n'est certainement pas induite par des artefacts numériques liés au calcul de la contrainte

de Weibull. On conclut également que la prise en compte de l'effet de déformation plastique ne permet pas de supprimer cette dépendance. La modélisation des éprouvettes du haut de la transition par le couplage *GTN*-Beremin permettra certainement dans le futur d'apporter plus d'arguments sur la nécessité ou non de cette dépendance explicite à la température lorsque l'effet de la déchirure ductile sur la contrainte de Weibull sera pris en compte.

7 Conclusions et Perspectives

7.1 Conclusions

L'objectif du présent travail est d'étudier l'effet de la température et de la géométrie sur la rupture dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile à l'aide d'une approche locale de la rupture. L'ambition initiale de la thèse était de pouvoir modéliser le couplage entre la rupture ductile et fragile dans toute la zone de transition. Or, pour des contraintes de temps, cet objectif n'a pu être atteint. Le travail de modélisation de la thèse a essentiellement été centré sur le clivage dans la partie basse de cette zone.

Le matériau de notre étude est l'acier 18MND5 qui est un acier ferritique faiblement allié proche en termes de composition chimique de l'acier 16MND5 (A508) qui est l'acier type pour la fabrication des cuves des réacteurs à eau pressurisée. Afin de décrire le comportement de notre matériau vis-à-vis de la plasticité et de la rupture, une étude expérimentale sur plusieurs géométries d'éprouvettes testées à plusieurs températures a été effectuée. Ces résultats viennent compléter une base de données déjà existante sur ce matériau.

L'ensemble de ces nouveaux essais sont classés en fonction de la géométrie des éprouvettes testées. On distingue alors les essais effectués sur des éprouvettes non fissurées des essais effectués sur des éprouvettes fissurées.

- Les essais sur des éprouvettes non fissurées :
  - Essai de traction sur des éprouvettes de tractions lisses TC_6 à $+20°C, -20°C, -50°C, -100°C, -150°C$. Ces essais permettent d'avoir les courbes de tractions uni-axiales, et les données de traction à savoir la limite d'écoulement $R_{p0.2}$ et la limite à la rupture R_m.
  - Essai de traction sur des éprouvettes axisymétriques entaillées (AE_χ) : AE_2, AE_4, AE_{10} et AE_{20} à $-20°C, -50°C, -100°C$ et uniquement à $-150°C$ pour les seules éprouvettes AE_{20}. Ces essais permettent d'étudier l'effet de différentes triaxialités sur l'endommagement et la rupture. Ces éprouvettes ont un paramètre de Lode $\mathcal{L} = 1$ (Nahshon and Hutchinson, 2008).
  - Essai sur des éprouvettes de déformations planes DP, DP_η : DP_1, DP_6 à $-20°C, -50°C$ et $-100°C$. En complément des essais sur les éprouvettes AE_χ, ces essais permettent d'étudier l'effet de $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile (Xue, 2007). En effet, ces éprouvettes ont des triaxialités comparables aux éprouvettes AE_χ mais un paramètre de Lode $\mathcal{L} = 0$ différent.
- Les essais sur les éprouvettes fissurées sont :
  - Essai de traction sur des éprouvettes fissurées CT_B (*Compact Tension*) à deux épaisseurs : $B = 12.5mm$ et $B = 25mm$ avec la présence d'entailles latérales. Ces essais ont été conduits à $-20°C$ et $-50°C$ et représentent la catégorie d'éprouvettes qui ont la plus grande triaxialité de la base de données.
  - Essai de traction sur des éprouvettes fissurées $SENT_{a_0/W}$ (*Single Edge Notched Tensile*) pour trois profondeurs défauts : (a_0/W = 0.30, 0.5 et 0.7). Ces essais ont été conduits à $-100°C, -50°C$ et $-20°$ et permettent en plus des essais sur les éprouvettes CT_B, d'étudier l'effet d'une grande triaxialité sur l'endommagement et la rupture.

Ces nouveaux essais présentés couvrent l'ensemble de la zone de transition car l'ambition initiale de la thèse était de pouvoir modéliser le couplage entre la rupture ductile et fragile dans cette zone. Cependant, dans ce travail on s'est intéressé principalement à la description de la rupture dans le bas de la transition.

L'analyse de notre base expérimentale des essais permet une première compréhension macroscopique des mécanismes d'endommagement et de rupture mises en jeu. D'une part, les éprouvettes non fissurées montrent que la ductilité et la triaxialité sont deux grandeurs qui caractérisent la géométrie et qui ne dépendent pas de la température. Ceci suggère que pour toutes les températures de la zone de transition ductile-fragile, l'amorçage est de nature ductile. D'une autre part, on a démontré que la surface

d'écrouissage de notre matériau à une température donnée est proportionnelle à la contrainte $\sigma_Y = 0.5(R_m + Rp_{0.2})$ à cette température. Ceci signifie que les contraintes évoluent d'une température à l'autre selon un facteur de σ_Y près. Cette remarque est exploitée dans la modélisation du comportement élastoplastique de notre matériau.

En revanche, l'analyse des éprouvettes fissurées $CT_B, SENT_{a_0/W}$ montre que l'épaisseur a un effet limité sur les courbes $J_t - \Delta a$ contrairement à la profondeur de la fissure a_0/W. Plus précisément, moins le défaut est profond, plus tenace est l'éprouvette. En plus, la ductilité de ces éprouvettes ne dépend pas de la température comme pour les éprouvettes non fissurées. Ceci suggère un endommagement ductile dont les paramètres sont indépendants de la température. Finalement, on a montré que les éprouvettes $SENT_{0.5}$ qui ont une triaxialité relativement faible par rapport aux éprouvettes CT_B ont, en revanche, des ténacités plus élevées à cause de l'effet de confinement relativement faible dans ces éprouvettes (*Constraint effect*). Un effet de volume est également mis en évidence entre les éprouvettes CT_B.

Afin de décrire plus finement les mécanismes de rupture qu'on souhaite modéliser, des analyses fractographies des faciès de rupture en *MEB* ont été effectuée. Ces analyses permettent dans un premier temps de décrire qualitativement l'effet de la géométrie et de la température sur l'endommagement ductile et dans un deuxième temps, de distinguer les éprouvettes du bas de la zone de transition ductile-fragile des éprouvettes qui ont une certaine avancée ductile de la fissure avant clivage.

L'observation des faciès de rupture confirme que toutes les éprouvettes AE_χ testées entre $-100°C$ et $-20°C$ présentent un amorçage ductile avant la rupture. En outre, pour une géométrie donnée, la température n'a pas d'effet sur la taille des cupules observées. Quant à l'effet de triaxialité sur l'endommagent, on conclut que :

- Une grande triaxialité favorise des cupules de grandes tailles qui coalescent par striction interne. Le faciès est dominé par des cupules de grande taille (~200µm)
- Une triaxialité modérée favorise l'apparition de quelques cupules de grandes tailles qui coalescent par cisaillement à des niveaux de déformations plus élevés. Le faciès est dominé par des cupules de petites tailles (~ quelques microns)
- Une triaxialité faible favorise le cisaillement. Le faciès est entièrement dominé par des cupules de petite taille.

La deuxième partie de ces observations a été consacrée à la distinction des éprouvettes ayant manifesté de la déchirure ductile avant le clivage et les éprouvettes qui sont entièrement rompues par le clivage sans avancée ductile. A $-150°C$ et à $-100°C$, toutes les géométries $CT_B, SENT_{0.5}$ ont été rompues par pur clivage. En revanche à $-50°C$ certaines éprouvettes CT_B et l'ensemble des éprouvettes $SENT_{0.5}$ ont manifesté une déchirure avant la rupture.

À partir des résultats des observations *MEB* et des analyses expérimentales, on modélise la plasticité et l'endommagement de notre matériau. Le comportement élastoplastique de notre matériau a été modélisé avec un écrouissage isotrope suivant le critère de plasticité de von Mises. Cet écrouissage est décrit à partir de deux fonctions exponentielles dont les paramètres sont identifiés à $-20°C$ et sont déduits aux autres températures. En revanche, l'endommagement est modélisé avec le modèle GTN dont les paramètres sont supposés indépendants de la température. L'analyse des ductilités des éprouvettes AE_χ et $DP - DP_6$ en fonction de la triaxialité de ces éprouvettes montre une influence négligeable du paramètre de Lode $\mathcal{L}$ sur l'amorçage ductile. Le modèle GTN ne tiendra pas compte de ce paramètre dans la modélisation de l'endommagement ductile. Les paramètres du modèle GTN sont identifiés uniquement sur les éprouvettes AE_χ. Cette modélisation de l'endommagement ductile reste préliminaire et devrait être appuyée par la considération des autres géométries $DP_\eta - CT - SENT$ dans les études futures.

Afin de modéliser la rupture fragile par clivage en utilisant le modèle de Beremin, il est indispensable de calculer avec précision la contrainte de Weibull. Une méthodologie du calcul de cette contrainte a été développée. Cette méthodologie permet de calculer avec précision la contrainte de Weibull pour une géométrie donnée en modélisant la fissure par une entaille. Le calcul précis de la contrainte de Weibull avec cette méthodologie est obtenu grâce à l'utilisation d'une part, des éléments finis à 5 champs efficaces au traitement du verrouillage volumique des éléments et d'une autre part, grâce au filtrage du champ de contraintes afin d'exclure les éléments excessivement déformés du calcul de la contrainte de Weibull.

En se basant sur la méthodologie précédente, la modélisation du clivage par le modèle de Beremin classique ne permet pas de représenter l'état de confinement différent entre les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$. Cependant, l'utilisation de la version modifiée de ce modèle permet de mieux tenir compte de cet effet qui implique que les éprouvettes $SENT_{0.5}$ ont plus de capacités à créer des sites de clivage à cause de leur niveau de déformations élevé relativement aux éprouvettes CT_B. Les paramètres identifiés avec ce modèle sont :

- À $-100°C$ avec ce modèle sont : $\lambda = 200, m = 9.6, \sigma_u = 4793.60\ MPa$. L'erreur globale est égale à 0.20
- À $-50°C$ sont : $\lambda = 200, m = 9.6, \sigma_u = 5963{,}60\ MPa$. L'erreur globale est égale à 0.26. A cette température, on dispose de peu de résultats purement fragiles.
- À $-150°C$ sont : $\lambda = 200, m = 9.6, \sigma_u = 3903\ MPa$. L'erreur globale est égale à 0.27. Cependant, ces paramètres ne sont pas uniques selon (Gao *et al.*, 1998) car on dispose d'un seul type de géométrie $CT_{12.5}$ à cette température qui est rompue dans le régime de la plasticité confinée (*SSY*)

Le palier de Lüders modélisée (artificiellement) à partir de la modification de la loi d'écrouissage n'a pas d'effet sur les paramètres identifiés. En revanche, on montre que la contrainte σ_u est une grandeur qui dépend linéairement de la température. Cette dépendance à la température n'est pas une dépendance artificielle liée au calcul de la contrainte de Weibull mais elle émane d'une réalité intrinsèque du clivage. La prise en compte de l'effet de déformation plastique ne permet pas de supprimer cette dépendance.

7.2 Perspectives

Identification des paramètres du modèle GTN

Dans le chapitre §5, une modélisation préliminaire de l'endommagement ductile de notre matériau a été présentée. Les paramètres du modèle GTN n'ont été identifiée que sur les éprouvettes AE_{χ}. Afin de consolider cette identification, on propose de modéliser les éprouvettes $DP - DP_{\eta}$ aussi bien que les éprouvettes $CT_B - SENT_{a_0/W}$. Les points de blocage qui peuvent être rencontrés dans cette modélisation sont :

- En ce qui concerne les éprouvettes fissurées et les éprouvettes DP_1 qui présentent une entaille aigue, le niveau de déformations élevé obtenu autour de l'entaille pourra conduire à un sur-écrouissage du matériau et donc une force finale plus élevée. Cet artéfact peut être causé par une valeur élevée du paramètre c. Dans ce cas, le réajustement du paramètre c est nécessaire.
- Pour les éprouvettes $CT_B - SENT_{a_0/W}$, la modélisation de l'entaille pourrait rendre difficile l'amorçage de la fissure. En effet, comme observé dans le chapitre 4, la zone immédiate à côté de l'entaille est caractérisée par une triaxialité relativement faible. La porosité dans cette zone n'est pas suffisante pour atteindre la valeur de porosité critique f_R. Au fur et à mesure du chargement, cette zone durcit à cause des niveaux de déformation élevés. L'utilisation du terme supplémentaire de la germination est nécessaire pour amorcer la fissure.

Identification des paramètres du modèle de $Beremin$

Dans le chapitre §6, le modèle de $Beremin$ modifié est adopté pour modéliser le clivage. Dans ce chapitre on a identifié les paramètres de ce modèle à $-100°C$ et à $-50°C$ et on a évoqué le fait que l'identification à $-150°C$ devrait être confirmée en ajoutant une géométrie complémentaire. On propose alors comme continuité de ce travail de tester des éprouvettes $SENT_{0.5}$ à $-150°C$ et de ré-identifier les paramètres σ_u et éventuellement le paramètre λ.

Modélisation du couplage $GTN - Beremin$ d'une fissure

La modélisation du couplage entre ces deux modèles locaux de rupture constitue une suite cruciale de notre présent travail. Plus précisément, ce couplage revient à simuler l'avancée ductile de la fissure et à évaluer, au fur et à mesure de la déchirure, la contrainte de Weibull donnée par le modèle de Beremin modifié. Cette contrainte sera présentée en fonction de l'avancée ductile Δa. Les éprouvettes CT_B et $SENT_{0.5}$ à $-50°C$ qui sont rompues en clivage après une certaines avancée ductile de la fissure se verront attribuer une contrainte de Weibull en fonction de leur Δa_f mesurée. Les paramètres σ_u et éventuellement λ devront être ré-identifiés à $-50°C$ afin de décrire les probabilités de rupture à cette température.

Le calcul de la contrainte de Weibull des éprouvettes ayant une certaine avancée ductile pourra être simplifié dans un premier de temps en simulant l'avancée ductile non pas avec le modèle GTN, mais en simulant un simple relâchement successif des nœuds jusqu'à l'atteinte du Δa_f ciblé. Une éventuelle comparaison entre cette méthode et la simulation de l'endommagement ductile de la fissure serait intéressante. Une comparaison entre les calculs en 2D plane et 3D en termes de la contrainte de Weibull en modélisant la déchirure ductile serait également très utile pour faciliter les calculs.

Le passage éprouvette-structure

Le passage des éprouvettes à des structures industrielles constitue le but ultime dans le futur. La méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull présentée dans le chapitre §6 impose des tailles de mailles très faibles ce qui soulèvera la difficulté de son application directe aux structures sans doute plus volumineuses que les éprouvettes de cette étude. Il sera alors nécessaire d'envisager des stratégies de simplifications du calcul dans ces structures, soit à partir de la possibilité d'adopter une modélisation en déformations planes, soit à partir d'autres techniques (transferts de champs, réduction des modèles en guise d'exemple).

8 Références

Aguirre, F., Kyriakides, S. and Yun, H. D. (2004) 'Bending of steel tubes with Lüders bands', *International Journal of Plasticity*, 20(7), pp. 1199–1225.

Al Akhrass, D., Bruchon, J., Drapier, S. and Fayolle, S. (2014) 'Integrating a logarithmic-strain based hyperelastic formulation into a three-field mixed finite element formulation to deal with incompressibility in finite-strain elastoplasticity', *Finite Elements in Analysis and Design*, 86, pp. 61–70.

Anderson, T. L., Stienstra, D. and Dodds, R. H. (1995) 'Theoretical framework for addressing fracture in the ductile-brittle transition region', *ASTM Special Technical Publication*, (1207), pp. 186–214.

ASTM-E1820 (2001) 'Standard test method for measurement of fracture toughness', *American Society for Testing and Materials*, pp. 1–46.

ASTM-E1921 (2013) 'Standard test method for determination of reference temperature, to, for ferritic steels in the transition range', in. American Society of Testing and Materials Philadelphia.

Baird, J. D. (1963) 'Strain aging of steel — a critical review', *Iron Steel*, 36(No. 5), pp. 186–192.

Bakker A. (1991) 'Prediction of Cleavage Fracture Events in the Brittle-Ductile Transition Region of a Ferritic Steel', *ESIS/EGF*, 9, pp. 613–632.

Bazant, Z. P. and Pijaudier-Cabot, G. (1988) 'Nonlocal continuum damage, localization instability and convergence', *American Society of Mechanical Engineers (Paper)*. Available at: (Accessed: 7 January 2021).

Berdin, C., Cailletaud, G. and Jeulin, D. (1996) 'Brittle failure prediction of ceramics using a multiscale approach', *Journal of the American Ceramic Society*, 79(11), pp. 2825–2832.

Beremin, F. M. (1981) 'Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel', *Metallurgical Transactions A*, 12(5), pp. 723–731.

Beremin, F. M. *et al.* (1983) 'A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel', *Metallurgical Transactions A*, 14(11), pp. 2277–2287.

Bernauer, G., Brocks, W. and Schmitt, W. (1999) 'Modifications of the Beremin model for cleavage fracture in the transition region of a ferritic steel', *Engineering Fracture Mechanics*, 64(3), pp. 305–325.

Besson, J. (2010) 'Continuum models of ductile fracture : A review', *International Journal of Damage Mechanics*, 19, pp. 3–52.

Besson, J., Steglich, D. and Brocks, W. (2001) 'Modeling of crack growth in round bars and plane strain specimens', *International Journal of Solids and Structures*, 38(46–47), pp. 8259–8284.

Bordet, S. R. *et al.* (2006) 'Cleavage fracture of RPV steel following warm pre-stressing: Micromechanical analysis and interpretation through a new model', *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 29(9–10), pp. 799–816.

Bordet, S. R., Karstensen, A. D., Knowles, D. M. and Wiesner, C. S. (2005a) 'A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part I: Model presentation', *Engineering Fracture Mechanics*, 72(3), pp. 435–452.

Bordet, S. R., Karstensen, A. D., Knowles, D. M. and Wiesner, C. S. (2005b) 'A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part II: Application to an offshore structural steel', *Engineering Fracture Mechanics*, 72(3), pp. 453–474.

Bouyne, E., Flower, H. M., Lindley, T. C. and Pineau, A. (1998) 'Use of EBSD technique to examine microstructure and cracking in a bainitic steel', *Scripta Materialia*, 39(3), pp. 295–300.

Bowen, P., Druce, S. G. and Knott, J. F. (1987) 'Micromechanical modelling of fracture toughness', *Acta Metallurgica*, 35(7), pp. 1735–1746.

Bridgman, P. W. (1952) ‘Studies in Large Plastic Flow and Fracture’, *New York-London: McGraw-Hill*.

Brown, W. F. and Srawley, J. E. (1967) ‘“Plane strain crack toughness testing of high strength metallic materials”’, in *Plane Strain Crack Toughness Testing of High Strength Metallic Materials*. American Society for Testing and Metarials, pp. 1–129.

Brozzo, P., Buzzichelli, G., Mascanzoni, A. and Mirabile, M. (1977) ‘Microstructure and cleavage resistance of low-carbon bainitic steels’, *Metal Science*, 11(4), pp. 123–129.

Cao, T. S., Mazière, M., Danas, K. and Besson, J. (2015) ‘A model for ductile damage prediction at low stress triaxialities incorporating void shape change and void rotation’, *International Journal of Solids and Structures*, 63, pp. 240–263.

Carassou, S., Renevey, S., Marini, B. and Pineau, A. (1998) ‘Modelling of the ductile to brittle transition of a low alloy steel’, *ECF 12: Fracture from Defects.*, 2, pp. 691–696.

Chapuliot, S. and Lidbury, D. (2005) *‘Smile project : calibration and validation of WPS selected models against laboratory specimen tests – Deliverables D3 and D6’, Rapport interne, CEA SEMT/LISN/RT/05-017/A*.

Le Chatelier, A. (1909) ‘Influence du temps et de la température sur les essais au choc’, *Revue de Métallurgie*, 6(8), pp. 914–917.

Chen, Y. (2019) *‘Modeling of ductile fracture using local approach: reliable simulation of crack extension’, Thèse doctorat*. École nationale supérieure des mines (Paris).

Chu, C. C. and Needleman, A. (1980) ‘Void nucleation effects in biaxially stretched sheets’, *Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions of the ASME*, 102(3), pp. 249–256.

Le Corre, V. (2006) *‘Etude de la compétition déchirure ductile / rupture fragile : application à la tenue mécanique des tubes en acier C-Mn et de leurs joints soudés’, Thèse doctorat*. Ecole Centrale de Lille.

Cottrell, A. H. (1958) ‘Theory of brittle fracture in steel and similar metals’, *Trans. Met. Soc. AIME*, 212.

Cottrell, A. H. (1989) ‘Strengths of grain boundaries in pure metals’, *Materials Science and Technology (United Kingdom)*, 5(12), pp. 1165–1167.

Cottrell, A. H. (1990a) ‘Strength of grain boundaries in impure metals’, *Materials Science and Technology (United Kingdom)*, 6(4), pp. 325–329.

Cottrell, A. H. (1990b) ‘Strengthening of grain boundaries by segregated interstitials in iron’, *Materials Science and Technology (United Kingdom)*, 6(2), pp. 121–123.

Cravero, S. and Ruggieri, C. (2007) ‘Estimation procedure of J-resistance curves for SE(T) fracture specimens using unloading compliance’, *Engineering Fracture Mechanics*, 74(17), pp. 2735–2757.

Curry, D. A. and Knott, J. F. (1978) ‘Effects of microstructure on cleavage fracture stress in steel’, *Metal Science*, 12(11), pp. 511–514.

Dahl, A. (2017) *‘Projet Cuve - LP 5.3 - Synthèse des essais sur éprouvettes CT12,5, CT25 et CT50 en 18MND5 testées entre -150°C et -50°C’, Rapport interne, EDF R&D-MMC 6125-2111-2017-02805-FR*.

Dahl, A. and Masson, R. (2003) *‘Acier 18MND5 : Synthèse des données (caractérisation mécanique et cycles de pré-chargement à chaud) disponibles’, Rapport interne EDF HT-26/02//042/A*.

Desrues, J. and Chambon, R. (1986) ‘Bifurcation par Localisation de la Déformation: Etude Expérimentale et Théorique à l’Essai Biaxial sur Sable’, in *Large Deformations of Solids: Physical Basis and Mathematical Modelling*. Springer Netherlands, pp. 433–459.

Ebrahimi, F. and Seo, H. K. (1996) ‘Ductile crack initiation in steels’, *Acta materialia*, 44(2), pp. 831–843.

EDF (ed.) (2016) *‘Memento sûreté nucléaire en exploitation’*.

Eripret, C., Lidbury, D. P. G., Sherry, A. and Howard, I. (1996) 'Prediction of fracture in the transition regime: application to an A533B pressure vessel steel', *Le Journal de Physique IV*, 6(C6), pp. C6-315.

Feller, W. (1968) *'An Introduction to Probability Theory and Its Applications'*. 2e édition. Edited by New York : Wiley ; London : Chapman and Hall. John Wiley and Sons, Inc.,.

Forest, S. (2009) 'Micromorphic Approach for Gradient Elasticity, Viscoplasticity, and Damage', *Journal of Engineering Mechanics*, 135(3), pp. 117–131.

Forget, P. (2008) *'Effet d'irradiation sur la description par la "Master Curve" de la rupture par clivage ou de la rupture intergranualire d'acier de cuve'*.

Fortin, M. and Glowinski, R. (1983) 'Chapter III On Decomposition-Coordination Methods Using an Augmented Lagrangian', *Studies in Mathematics and its Applications*, 15(C), pp. 97–146.

Fothergill, J. C. (1990) 'Estimating the cumulative probability of failure data points to be plotted on Weibull and other probability paper', *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 25(3), pp. 489–492.

Franklin, A. G. (1969) 'Comparison Between a Quantitative Microscopic and Chemical Methods for Assessment of Non-Metallic Inclusions', *J Iron Steel Inst*, 207, p. 181.

Gao, X., Faleskog, J. and Shih, C. F. (1999) 'Analysis of ductile to cleavage transition in part-through cracks using a cell model incorporating statistics', *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 22(3), pp. 239–250.

Gao, X., Ruggieri, C. and Dodds, R. H. (1998) 'Calibration of Weibull stress parameters using fracture toughness data', *International Journal of Fracture*, 92(2), pp. 175–200.

Gao, X., Zhang, G. and Srivatsan, T. S. (2006) 'A probabilistic model for prediction of cleavage fracture in the ductile-to-brittle transition region and the effect of temperature on model parameters', *Materials Science and Engineering A*, 415(1–2), pp. 264–272.

Gehlen, P. C. and Kanninen, M. F. (1969) *'An atomic model for cleavage crack propagation in alpha iron'*. Defense Technical Information Center.

Griffith, A. A. (1921) 'The phenomena of rupture and flow in solids', *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 221(582–593), pp. 163–198.

Gurland, J. (1972) 'Observations on the fracture of cementite particles in a spheroidized 1.05% c steel deformed at room temperature', *Acta Metallurgica*, 20(5), pp. 735–741.

Gurson, A. L. (1975) 'Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth. Part I. Yield criteria and flow rules for porous ductile media', *Journal of Engineering Materials and Technology*, pp. 2–15.

Hajjaj, M. (2006) *Propagation dynamique et arrêt de fissure de clivage dans un acier bainitique*. Ecole centrale de Paris.

Hausïld, P. (2002) *'Transition ductile-fragile dans un acier faiblement allié', Thèse doctorat*. Ecole centrale de Paris.

Haušild, P., Berdin, C. and Bompard, P. (2005) 'Prediction of cleavage fracture for a low-alloy steel in the ductile-to-brittle transition temperature range', *Materials Science and Engineering: A*, 391(1–2), pp. 188–197.

Haušild, P., Berdin, C., Bompard, P., Prioul, C. and Parrot, A. (2002) 'Fracture toughness prediction for a low-alloy steel in the DBBT range', in *Proceedings of ECF*. Citeseer, pp. 8–13.

Hebel, J., Hohe, J., Friedmann, V. and Siegele, D. (2007) 'Experimental and numerical analysis of in-plane and out-of-plane crack tip constraint characterization by secondary fracture parameters', *International Journal of Fracture*, 146(3), pp. 173–188.

Hild, F. (1992) *De la rupture des materiaux a comportement fragile*.

Hughes, T. J. R. (1980) 'Generalization of selective integration procedures to anisotropic and nonlinear media', *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 15(9), pp. 1413–1418.

Hutchinson, J. W. (1968) 'Singular behaviour at the end of a tensile crack in a hardening material', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 16(1), pp. 13–31.

Hütter, G., Linse, T., Roth, S., Mühlich, U. and Kuna, M. (2014) 'A modeling approach for the complete ductile-brittle transition region: Cohesive zone in combination with a non-local Gurson-model', *International Journal of Fracture*, 185(1–2), pp. 129–153.

Inglis, C. E. (1913) 'Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners', *Trans Inst Naval Archit*, 55, pp. 219–241.

Irwin, G. R. (1948) 'Fracture Dynamics', *Fracturing of Metals*.

Irwin, G. R. (1957) 'Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate', *J. Appl. Mech.*, 24, p. 3.

James, M. A. and Newman, J. C. (2003) 'The effect of crack tunneling on crack growth: Experiments and CTOA analyses', *Engineering Fracture Mechanics*, 70(3–4), pp. 457–468.

Jayatilaka, A. D. S. and Trustrum, K. (1977) 'Statistical approach to brittle fracture', *Journal of Materials Science*, 12(7), pp. 1426–1430.

Jeulin, D. (1990) 'Random fields models for fracture statistics', in *Proceed. Colloque de Métallurgie, INSTN*, pp. 99–113.

Johnson, G. R. and Cook, W. H. (1985) 'Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures', *Engineering Fracture Mechanics*, 21(1), pp. 31–48.

Kachanov L. M. (1958) 'Time of the Rupture Process under Creep Conditions, Izy Akad', *Nank S. S. R. Otd Tech Nauk*, 8, pp. 26–31.

Kaeghele, L. E. and Tetelman, A. S. (1969) 'A statistical investigation of microcrack formation', *Acta Metallurgica*, 17(4), pp. 463–475.

Kanetake, N., Nomura, M. and Choh, T. (1995) 'Continuous observation of microstructural degradation during tensile loading of particle reinforced aluminium matrix composites', *Materials Science and Technology (United Kingdom)*, 11(12), pp. 1246–1252.

Knott, J. F. (1980) 'Micromechanisms of fibrous crack extension in engineering alloys', *Metal Science 14*, p. 327.

Knott, J. F. (1989) 'Effects of Microstructure and Stress-state on Ductile Fracture in Metallic Alloys', in *Proceedings of The 7th International Conference On Fracture (ICF7)*. Elsevier, pp. 125–138.

Koers, R. W. J., Krom, A. H. M. and Bakker, A. (1995) 'Prediction of Cleavage Fracture in the Brittle to Ductile Transition Region of a Ferritic Steel', in Kirk, M. and Bakker, A. (eds) *Constraint Effects in Fracture Theory and Applicatons: Second Volume*. West Conshohocken, PA: ASTM International, pp. 191–208.

Koplik, J. and Needleman, A. (1988) 'Void growth and coalescence in porous plastic solids', *International Journal of Solids and Structures*, 24(8), pp. 835–853.

Kroon, M. and Faleskog, J. (2002) 'A probabilistic model for cleavage fracture with a length scale-influence of material parameters and constraint', *International Journal of Fracture*, 118(2), pp. 99–118.

Lacombe, P. (1985) 'L'effet portevin-le chatelier ses caractéristiques et ses conséquences sur les hétérogénéités de déformation plastique', *Matériaux & Techniques*, 73(8–9), pp. E5–E19.

Lambert-Perlade, A., Sturel, T., Gourgues, A. F., Besson, J. and Pineau, A. (2004) 'Mechanisms and modeling of cleavage fracture in simulated heat-affected zone microstructures of a high-strength low alloy steel', *Metallurgical and Materials Transactions A*, 35(3), pp. 1039–1053.

Leblond, J.-B. (1998) 'Rupture fragile et rupture ductile', *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, 326(4), pp. 243–250.

Lee, S., Kim, S., Hwang, B., Lee, B. S. and Lee, C. G. (2002) 'Effect of carbide distribution on the fracture toughness in the transition temperature region of an SA 508 steel', *Acta Materialia*, 50(19), pp. 4755–4762.

Lefèvre, W. and Barbier, G. (2000) *'Collaboration MPA-EDF Sur l'effet de préchargement à chaud',Rapport interne EDF HT-2C/99/048/A.*

Lefevre, W., Barbier, G., Masson, R. and Rousselier, G. (2002) 'A modified Beremin model to simulate the warm pre-stress effect', *Nuclear Engineering and Design*, 216(1), pp. 27–42.

Lemaitre, J. (1985) 'A continuous damage mechanics model for ductile fracture', *Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions of the ASME*, 107(1), pp. 83–89.

Lemaitre, J. (1996) *'A Course on Damage Mechanics'*. Springer Berlin Heidelberg.

Lin, T., Evans, A. G. and Ritchie, R. O. (1986) 'A statistical model of brittle fracture by transgranular cleavage', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 34(5), pp. 477–497.

Lindley, T. C., Oates, G. and Richards, C. E. (1970) 'A critical of carbide cracking mechanisms in ferride/carbide aggregates', *Acta Metallurgica*, 18(11), pp. 1127–1136.

Linse, T., Hütter, G. and Kuna, M. (2012) 'Simulation of crack propagation using a gradient-enriched ductile damage model based on dilatational strain', *Engineering Fracture Mechanics*, 95, pp. 13–28.

Lorentz, E. (1999) *'Lois de comportement à gradients de variables internes: construction, formulation variationnelle et mise en oeuvre numérique', Thèse doctorat*. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.

Lorentz, E. (2017) 'A nonlocal damage model for plain concrete consistent with cohesive fracture', *International Journal of Fracture*, 207(2), pp. 123–159.

Lorentz, E. and Benallal, A. (2005) 'Gradient constitutive relations: Numerical aspects and application to gradient damage', *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194(50–52), pp. 5191–5220.

Lorentz, E. and Godard, V. (2011) 'Gradient damage models: Toward full-scale computations', *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 200(21–22), pp. 1927–1944.

Luders, W. (1860) 'On the Manifestation of Plasticity in Steel-Like Iron Bars and in Steel Bars; On the Observation of Molecular Movement when Bending such Bars', *Polytechnisches Jnl.*, 155(1), pp. 18–22.

Mäntylä, M., Rossoll, A., Nedbal, I., Prioul, C. and Marini, B. (1999) 'Fractographic observations of cleavage fracture initiation in a bainitic A508 steel', *Journal of Nuclear Materials*, 264(3), pp. 257–262.

Marais, A. (2012) *'Influence du vieillissement statique sur la transition ductile-fragile des aciers au C-Mn', Thèse doctorat*. École nationale supérieure des mines de Paris.

Margolin, B. Z. and Kostylev, V. I. (1999) 'Modeling for ductile-to-brittle transition under ductile crack growth for reactor pressure vessel steels', *International journal of pressure vessels and piping*, 76(5), pp. 309–317.

Martin-Meizoso, A., Ocana-Arizcorreta, I., Gil-Sevillano, J. and Fuentes-Perez, M. (1994) 'The effect of ductile crack extension on cleavage fracture probability', *ECF 10--Structural Integrity: Experiments-Models-Applications.*, 2, pp. 977–986.

Mathieu, J. P., Inal, K., Berveiller, S. and Diard, O. (2010) 'A micromechanical interpretation of the temperature dependence of Beremin model parameters for french RPV steel', *Journal of Nuclear Materials*, 406(1), pp. 97–112.

McMahon, C. J. and Cohen, M. (1965) 'Initiation of cleavage in polycrystalline iron', *Acta Metallurgica*, 13(6), pp. 591–604.

McMeeking, R. M. (1977) ‘Finite deformation analysis of crack-tip opening in elastic-plastic materials and implications for fracture’, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 25(5), pp. 357–381.

Miehe, C., Apel, N. and Lambrecht, M. (2002) ‘Anisotropic additive plasticity in the logarithmic strain space: Modular kinematic formulation and implementation based on incremental minimization principles for standard materials’, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 191(47–48), pp. 5383–5425.

Miehe, C. and Lambrecht, M. (2001) ‘Algorithms for computation of stresses and elasticity moduli in terms of Seth-Hill’s family of generalized strain tensors’, *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 17(5), pp. 337–353.

Minami, F., Brückner-Foit, A., Munz, D. and Trolldenier, B. (1992) ‘Estimation procedure for the Weibull parameters used in the local approach’, *International journal of fracture*, 54(3), pp. 197–210.

Moinereau, D., Bezdikian, G., Lidbury, D. and Ampere, C. (2003) ‘Smile: a european r&d programme for the validation of the warm pre-stress effect in a reactor pressure vessel structural integrity assessment’, in *Icone II 11h International Conference in Nuclear Engineering*, pp. 20–23.

Moinereau, D., Chapuliot, S., Dahl, A. and Lidbury, D. (2006) ‘Smile project the effect of warm pre-stress in RPV assessment: Synthesis of experimental results and analyses’, in *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, pp. 169–186.

Mudry, F. (1987) ‘A local approach to cleavage fracture’, *Nuclear Engineering and Design*, 105(1), pp. 65–76.

Nahshon, K. and Hutchinson, J. W. (2008) ‘Modification of the Gurson Model for shear failure’, *European Journal of Mechanics, A/Solids*, 27(1), pp. 1–17.

Naudin, C., Frund, J. . and Pineau, A. (1999) ‘Intergranular fracture stress and phosphorus grain boundary segregation of a Mn-Ni-Mo steel’, *Scripta Materialia*, 40(9), pp. 1013–1019.

Naylor, J. P. and Krahe, P. R. (1974) ‘Effect of the bainite packet size on toughness’, *Metall Trans*, 5(7), pp. 1699–1701.

O’Dowd, N. P., Shih, C. F. and Dodds, R. H. (1995) ‘The role of geometry and crack growth on constraint and implications for ductile/brittle fracture’, in *Constraint Effects in Fracture Theory and Applicatons: Second Volume*. ASTM International.

Orowan, E. (1949) ‘Fracture and strength of solids’, *Reports on Progress in Physics*. IOP Publishing, pp. 185–232.

Pardoen, T. and Delannay, F. (2000) ‘A method for the metallographical measurement of the CTOD at cracking initiation and the role of reverse plasticity on unloading’, *Engineering Fracture Mechanics*, 65(4), pp. 455–466.

Parrot, A., Dahl, A., Forget, P. and Marini, B. (2006) ‘Evaluation of fracture toughness from instrumented Charpy impact tests for a reactor pressure vessel steel using local approach to fracture’, *Euromech-mecamat*, pp. 291–296.

Parrot, A., Forget, P. and Dahl, A. (2003) ‘Evaluation of fracture toughness from instrumented Charpy impact tests for a reactor pressure vessel steel’, in *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, pp. 1–8.

Peerlings, R. H. J., De Borst, R., Brekelmans, W. A. M. and De Vree, J. H. P. (1996) ‘Gradient enhanced damage for quasi-brittle materials’, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 39(19), pp. 3391–3403.

Peerlings, R. H. J., Geers, M. G. D., De Borst, R. and Brekelmans, W. A. M. (2001) ‘A critical comparison of nonlocal and gradient-enhanced softening continua’, *International Journal of Solids and Structures*, 38(44–45), pp. 7723–7746.

Petti, J. P. and Dodds, R. H. (2004) 'Coupling of the Weibull stress model and macroscale models to predict cleavage fracture', *Engineering fracture mechanics*, 71(13–14), pp. 2079–2103.

Pineau, A. (2008) 'Modeling ductile to brittle fracture transition in steels—micromechanical and physical challenges', *International Journal of Fracture*, 150(1–2), pp. 129–156.

Pineau, A., Benzerga, A. A. and Pardoen, T. (2016) 'Failure of metals I: Brittle and ductile fracture', *Acta Materialia*, 107, pp. 424–483.

Piobert, G., Morin, A. J. and Didion, I. (1842) 'Commission des principes du tir', *Mémorial de l'artillerie*, 5, pp. 501–552.

Portevin, A. and Le Chatelier, F. (1923) 'Sur un phénomène observé lors de l'essai de traction d'alliages en cours de transformation', *Comp. Rend. Acad. Sci. Paris*, 176, pp. 507–510.

Rabotnov, Y. N. (1969) *'Creep problems in structural members'*. Amsterdam,. North-Holland.

RCC-M, E. (2007) 'Design and Construction Rules for Mechanical Components of PWR Nuclear Islands', *Section I, Subsection B: Class*, 1.

Renevey, S. (1997) *'Approches globale et locale de la rupture dans le domaine de transition fragile-ductile d'un acier faiblement allié'*. Paris 11.

Rice, J. R. and Rosengren, G. F. (1968) 'Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 16(1), pp. 1–12.

Rice, J. R. and Tracey, D. M. (1969) 'On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 17(3), pp. 201–217.

Ritchie, R. O., Knott, J. F. and Rice, J. R. (1973) 'On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 21(6), pp. 395–410.

Roos, E., Alsmann, U., Elsasser, K., Eisele, U. and Seidenfuss, M. (1998) 'Experiments on warm prestress effect and their numerical simulation based on local approach', *ECF 12: Fracture from Defects.*, 2, pp. 939–944.

Rosenfield, A. R., Shetty, D. K. and Skidmore, A. J. (1983) 'Fractographic observations of cleavage initiation in the ductile-brittle transition region of a reactor-pressure-vessel steel.', *Metallurgical transactions. A, Physical metallurgy and materials science*, 14 A(9), pp. 1934–1937.

Rossoll, A. (1998) *'Détermination de la ténacité d'un acier faiblement allié à partir de l'essai Charpy instrumenté'*. Ecole centrale de Paris.

Rossoll, A., Berdin, C. and Prioul, C. (2002a) 'Charpy impact test modelling and local approach to fracture', in *European Structural Integrity Society*. Elsevier, pp. 445–452.

Rossoll, A., Berdin, C. and Prioul, C. (2002b) 'Determination of the fracture toughness of a low alloy steel by the instrumented Charpy impact test', *International Journal of Fracture*, 115(3), pp. 205–226.

Rousselier, G. (2001) 'The Rousselier model for porous metal plasticity and ductile fracture', *Handbook of Materials Behavior Models*, 2, pp. 436–445.

Ruggieri, C. and Dodds, R. H. (1996) 'Probabilistic modeling of brittle fracture including 3-D effects on constraint loss and ductile tearing', *Le Journal de Physique IV*, 6(C6), pp. C6-353.

Ruggieri, C., Savioli, R. G. and Dodds, R. H. (2015) 'An engineering methodology for constraint corrections of elastic-plastic fracture toughness - Part II: Effects of specimen geometry and plastic strain on cleavage fracture predictions', *Engineering Fracture Mechanics*, 146, pp. 185–209.

Sainte-Catherine, C. (1998) *'Caractérisation Mécanique à Basse Température (-196°C à 20°C) en Traction et en Mécanique de la Rupture de l'acier 18MND5 issu d'une Tôle Forte de 200mm', Rapport interne CEA SEMT/LISN/RT/98-0.21/A.*

Samal, M. K., Seidenfuss, M., Roos, E., Dutta, B. K. and Kushwaha, H. S. (2008) 'Experimental and numerical investigation of ductile-to-brittle transition in a pressure vessel steel', *Materials Science and Engineering: A*, 496(1), pp. 25–35.

Sanz, G. (1980) 'Essai de mise au point d'une méthode quantitative de choix des qualités d'aciers vis-à-vis du risque de rupture fragile', *Revue de Métallurgie*, 77(7), pp. 621–642.

Shih, C. F. (1981) 'Relationships between the J-integral and the crack opening displacement for stationary and extending cracks', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 29(4), pp. 305–326.

Sicsic, P., Marigo, J. J. and Maurini, C. (2014) 'Initiation of a periodic array of cracks in the thermal shock problem: A gradient damage modeling', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 63(1), pp. 256–284.

Sivaprasad, S., Tarafder, S., Ranganath, V. R., Das, S. K. and Ray, K. K. (2002) 'Effect of prestrain on stretch-zone formation during ductile fracture of Cu-strengthened high-strength low-alloy steels', *Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science*, 33(12), pp. 3731–3740.

Soboyejo, W. (2002) *'Mechanical properties of engineered materials'*. London, United Kingdom: Taylor & Francis Ltd, CRC Press.

Stone, R. H., Cox, T. B., Low, J. R. and Psioda, J. A. (1985) 'Microstructural aspects of fracture by dimpled rupture', *International Metals Reviews*, 30(1), pp. 157–179.

Stroh, A. N. (1954) 'The formation of cracks as a result of plastic flow', *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 223(1154), pp. 404–414.

Sumpter, J. D. G. (1993) 'An experimental investigation of the T stress approach', in *Constraint Effects in Fracture*. ASTM International, pp. 492–502.

Tahar, M. (1998) *'Applications de l'approche locale de la rupture fragile à l'acier 16 mnd5 : corrélation résilience-ténacité - probabilité de rupture bimodale (clivage et intergranulaire)'*. ENSMP.

Tanguy, B. (2001) *Modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale de la rupture : Application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition*.

Tanguy, B. (2006) *'Etude par l'approche locale de la rupture du décalage des courbes de résilience et de la ténacité dû à la fragilisation par irradiation', Rapport interne, Centre des Matériaux, Mines de Paris*.

Tanguy, B., Besson, J. and Pineau, A. (2003) 'Comment on "Effect of carbide distribution on the fracture toughness in the transition temperature region of an SA 508 steel" ', *Scripta Metallurgica*, 49, pp. 191–197.

Tanguy, B., Besson, J., Piques, R. and Pineau, A. (2005) 'Ductile to brittle transition of an A508 steel characterized by Charpy impact test Part I: Experimental results', *Engineering Fracture Mechanics*, 72(1), pp. 49–72.

Tanguy, B., Bouchet, C., Bordet, S. R., Besson, J. and Pineau, A. (2006) 'Toward a better understanding of the cleavage in RPV steels: Local mechanical conditions and evaluation of a nucleation enriched Weibull model and of the Beremin model over a large temperature range', in *Local approach to fracture, EUROMECH-MECAMAT 2006, 9th European Mechanics of Materials Conference*. Presses des Mines de Paris, pp. 129–134.

Tanguy, B., Luu, T. T., Perrin, G., Pineau, A. and Besson, J. (2008) 'Plastic and damage behaviour of a high strength X100 pipeline steel: Experiments and modelling', *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 85(5), pp. 322–335.

Tanguy, B., Piques, R., Laiarinandrasana, L. and Pineau, A. (2000) 'Mechanical behaviour of A508 steel based on double nonlinear viscoplastic constitutive equation', in *Euromat*, pp. 499–504.

Thomason, P. F. (1968) 'A theory for ductile fracture by internal necking of cavities', *J. Inst. Metals*, 96, p. 360.

Tsukahara, H. and Iung, T. (1998) 'Finite element simulation of the Piobert–Lüders behavior in an uniaxial tensile test', *Materials Science and Engineering: A*, 248(1–2), pp. 304–308.

Tvergaard, V. (1981) 'Influence of voids on shear band instabilities under plane strain conditions', *International Journal of Fracture*, 17(4), pp. 389–407.

Tvergaard, V. (1982) 'On localization in ductile materials containing spherical voids', *International Journal of Fracture*, 18(4), pp. 237–252.

Tvergaard, V. and Needleman, A. (1984) 'Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar', *Acta Metallurgica*, 32(1), pp. 157–169.

Varias, A. G. and Shih, C. F. (1993) 'Quasi-static crack advance under a range of constraints—steady-state fields based on a characteristic length', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 41(5), pp. 835–861.

Verma, P., Sudhakar Rao, G., Srinivas, N. C. S. and Singh, V. (2017) 'Rosette fracture of modified 9Cr–1Mo steel in tension', *Materials Science and Engineering A*, 683, pp. 172–186.

Wallin, K. (1984) 'The scatter in KIC-results', *Engineering Fracture Mechanics*, 19(6), pp. 1085–1093.

Wallin, K. (1985) 'The size effect in KIC results', *Engineering Fracture Mechanics*, 22(1), pp. 149–163.

Wallin, K. (1991) 'Fracture Toughness Transition Curve Shape for Ferritic Structural Steels', in *Fracture of Engineering Materials and Structures*. Springer Netherlands, pp. 83–88.

Wallin, K., Saario, T. and Törrönen, K. (1984) 'Statistical model for carbide induced brittle fracture in steel', *Metal Science*, 18(1), pp. 13–16.

Wang, G. Z., Chen, J. H. and Liu, G. H. (2002) 'On the characteristic distance and minimum fracture toughness for cleavage fracture in a C-Mn steel', *International Journal of Fracture*, 118(1), pp. 57–76.

Wasiluk, B., Petti, J. P. and Dodds, R. H. (2006) 'Temperature dependence of Weibull stress parameters: Studies using the Euro-material', *Engineering fracture mechanics*, 73(8), pp. 1046–1069.

Weck, A., Wilkinson, D. S., Maire, E. and Toda, H. (2008) 'Visualization by X-ray tomography of void growth and coalescence leading to fracture in model materials', *Acta Materialia*, 56(12), pp. 2919–2928.

Wells, A. A. (1963) 'Application of fracture mechanics at and beyond general yielding', *British Welding Journal*, 10.

Wierzbicki, T., Bao, Y., Lee, Y. W. and Bai, Y. (2005) 'Calibration and evaluation of seven fracture models', *International Journal of Mechanical Sciences*, 47(4-5 SPEC. ISS.), pp. 719–743.

Williams, M. (1957) 'On the Stress Distribution at the Base of a Stationary Crack', *Journal of Applied Mechanics*, (24), pp. 109–114.

Xia, L. and Cheng, L. (1997) 'Transition from ductile tearing to cleavage fracture: A cell-model approach', *International Journal of Fracture*, 87(3), pp. 289–305.

Xia, L. and Shih, C. F. (1996) 'Ductile crack growth—III. Transition to cleavage fracture incorporating statistics', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 44(4), pp. 603–639.

Xue, L. (2007) 'Damage accumulation and fracture initiation in uncracked ductile solids subject to triaxial loading', *International Journal of Solids and Structures*, 44(16), pp. 5163–5181.

Xue, L. (2008) 'Constitutive modeling of void shearing effect in ductile fracture of porous materials', *Engineering Fracture Mechanics*, 75(11), pp. 3343–3366.

Zeghadi, A. and Aït-bachir, M. (2012) *'Effet du préchargement à chaud : approches expérimentale et numérique appliquées aux aciers de cuve du PSI', Rapport interne EDF n°H-T24-2012-01753-FR*.

Zener, C. (1948) 'The micro-mechanism of fracture', in *Fracturing of metals*. American Society for Metals, Cleveland, OH, pp. 7–8.

Zhang, Y., Lorentz, E. and Besson, J. (2018) 'Ductile damage modelling with locking-free regularised GTN model', *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 113(13), pp. 1871–1903.

Zia-Ebrahimi, F. (1985) *'Ductile-to-brittle transition in steel weldments for arctic structures', National Bureau of Standards*. Boulder, Colorado.

A La contrainte de clivage

A.1 La contrainte de séparation

On se propose dans ce paragraphe de démontrer la relation de $\sigma_{separation} = \sqrt{E\gamma_s/b_0}$ fournie dans la bibliographie.

A l'échelle des atomes la rupture fragile peut se réduire à une déformation élastique des liaisons atomiques jusqu'au point de séparation complète des atomes. Dans ce cas simple on peut commencer notre analyse par considérer la force nécessaire pour séparer deux atomes se trouvant à l'équilibre à une distance b_0 initialement. La courbe classique de la Figure 114 présente l'énergie potentielle E_p entre deux atomes en fonction de la distance interatomique b. $E_p \geq 0$ Signifie la répulsion des atomes tandis que $E_p \leq 0$ signifie l'attraction des atomes. La force F nécessaire à la séparation de ces deux atomes peut être déduite par la formule :

$$F = \frac{dE_p}{db}$$

On peut déduire la courbe force-déplacement : $F - b$ comme illustré dans (Figure 115). Cette force est positive à une distance interatomique $b \geq b_0$ et vaut 0 à b_0. Ceci signifie que les atomes s'attirent même à grandes distance de séparation $b \geq b_0$ et tendent à se rapprocher jusqu'à b_0. Autrement dit b_0 est une position d'équilibre stable.

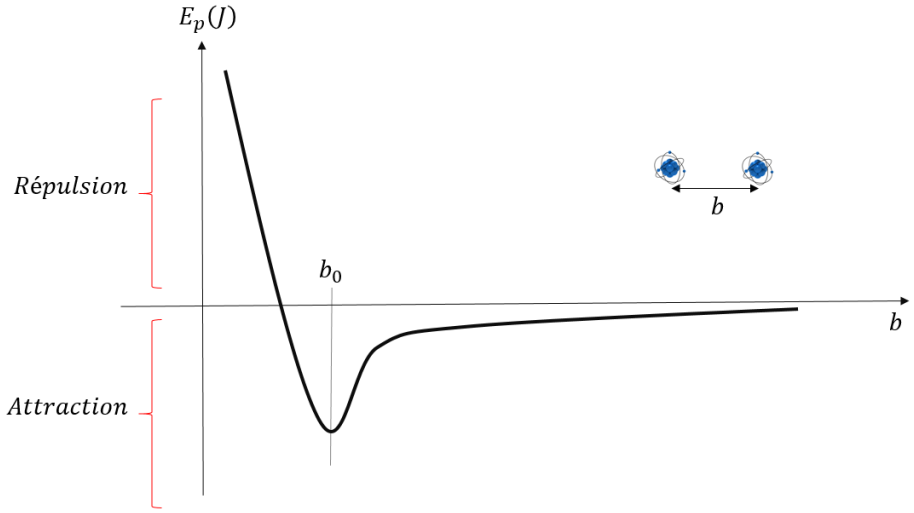


Figure 114 : L'énergie potentielle en fonction de la distance interatomique b

En séparant les deux atomes de la position d'équilibre stable b_0 à une position b_1, le travail effectué est alors :

$$W_{b_0 \to b_1} = \int_{b_0}^{b_1} F(x)dx$$

Ce travail peut être interprété comme l'énergie élastique stockée dans la liaison atomique qui va permettre l'attraction des atomes jusqu'à retrouver l'équilibre stable. Il est clair que ce travail ne sera pas toujours suffisant pour être transformée en une énergie permettant aux atomes de se joindre à la position stable b_0 et la rupture doit avoir lieu un moment donné. Plus précisément, la rupture aura lieu lorsque le travail $W_{b_0 \to \infty} \geq 2\gamma_s \times (b_0^2)$ avec γ_s l'énergie nécessaire pour créer une surface en J/m^2.

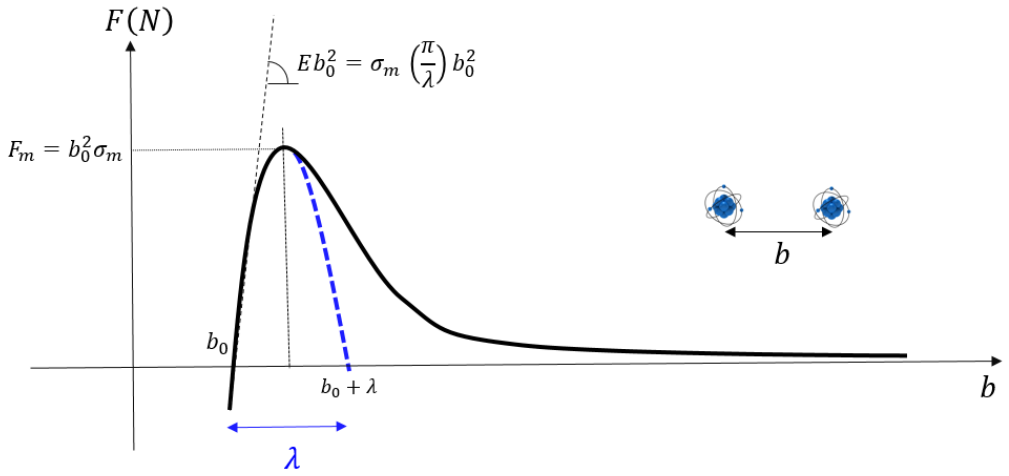


Figure 115 : La courbe force-déplacement de la liaison interatomique. La courbe est approximée au-delà du maximum F_m par la courbe bleue pointillée qui représente un arc sinusoïdale.

La courbe force-ouverture est approchée par une fonction sinusoïdale. La force tend vers 0 lorsque $b \to \infty$, on peut donc faire l'approximation $W_{b_0 \to \infty} \approx W_{b_0 \to b_0 + \lambda}$ (Voir Figure 115).

On a :

$$x \geq b_0 \to F = F_m \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) = b_0^2 \sigma_m \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right)$$

Et :

$$x \sim b_0 \to \left\{ \begin{array}{c} F = \sigma_m b_0^2 \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) x \\ F \underbrace{=}_{\text{def}\, E} E b_0^2 \; x \end{array} \right\} \to \frac{\lambda}{\pi} = \frac{b_0 \sigma_m}{E}$$

A partir de ces deux relations on peut traduire la condition de rupture $W_{b_0 \to \infty} \geq 2\gamma_s \times (b_0^2)$ par :

$$W_{b_0 \to \infty} \approx W_{b_0 \to b_0 + \lambda} = \int_{b_0}^{b_0 + \lambda} b_0^2 \sigma_m \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) dx = \frac{2 b_0^2 \lambda \sigma_m}{\pi} \cos\left(\frac{\pi b_0}{\lambda}\right) \approx \frac{2 b_0^2 \lambda \sigma_m}{\pi} = \frac{2 b_0 \sigma_m^2}{E} b_0^2$$

D'où :

$$W_{b_0 \to \infty} \geq 2\gamma_s \times (b_0^2) \to \frac{2 b_0 \sigma_m^2}{E} b_0^2 \geq 2\gamma_s \times (b_0^2) \to \sigma_m \geq \sqrt{\frac{E \gamma_s}{b_0}}$$

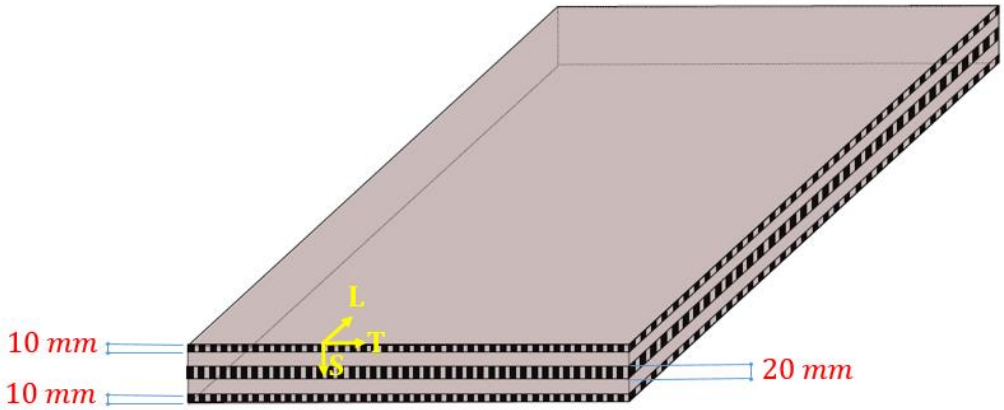
La contrainte seuil $\sigma_{separation}$ de séparation des deux atomes vaut donc :

$$\sigma_{separation} = \sqrt{\frac{E \gamma_s}{b_0}}$$

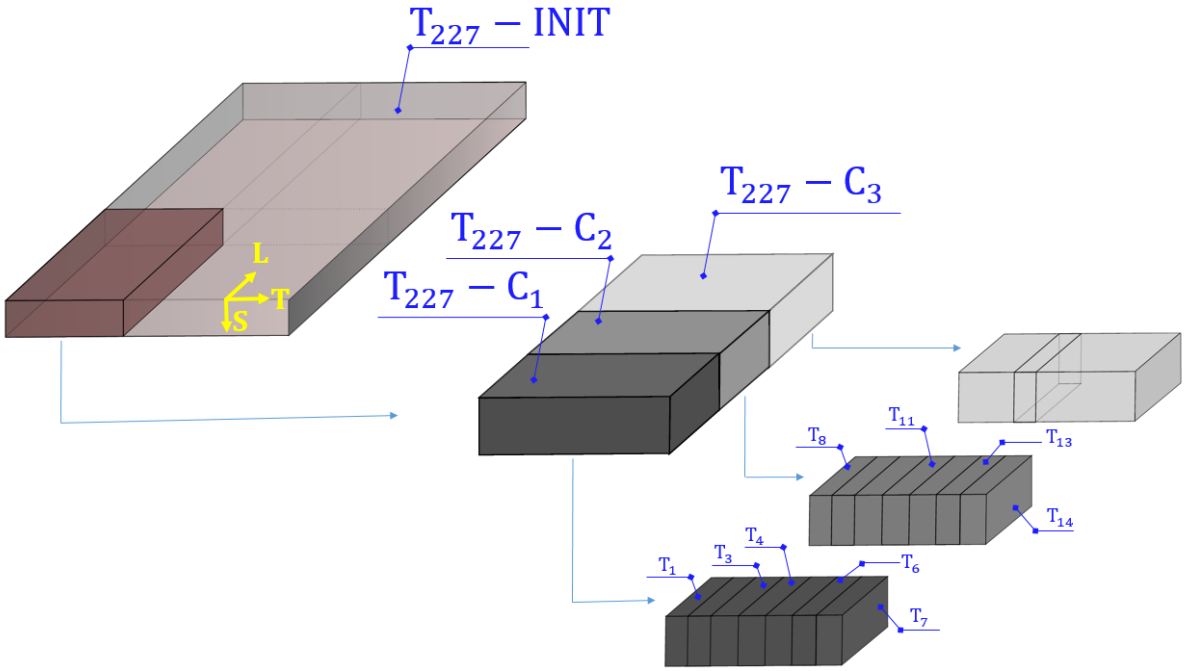
B Données dépouillées des essais

B.1 Prélèvement des éprouvettes

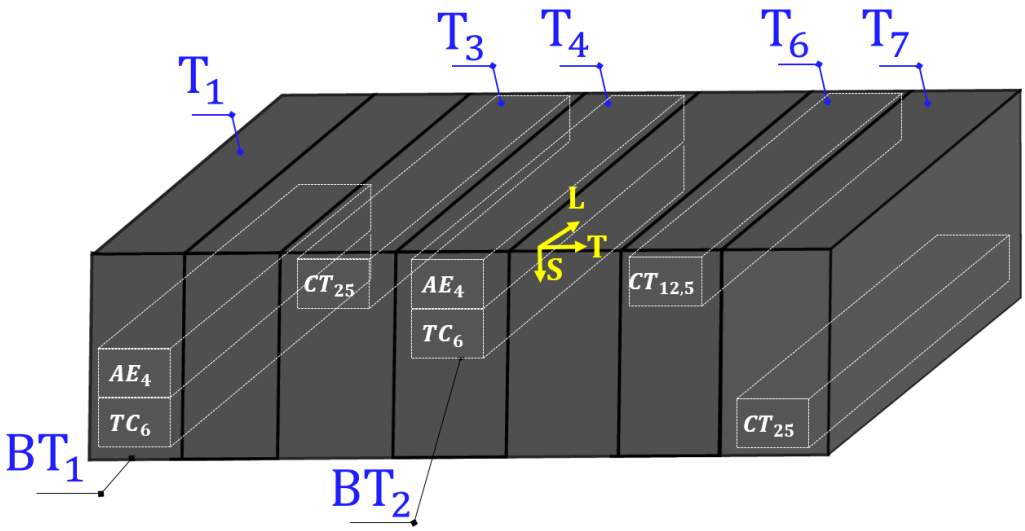
Zones exclues du prélèvement des éprouvettes (les dimensions sont exagérées)



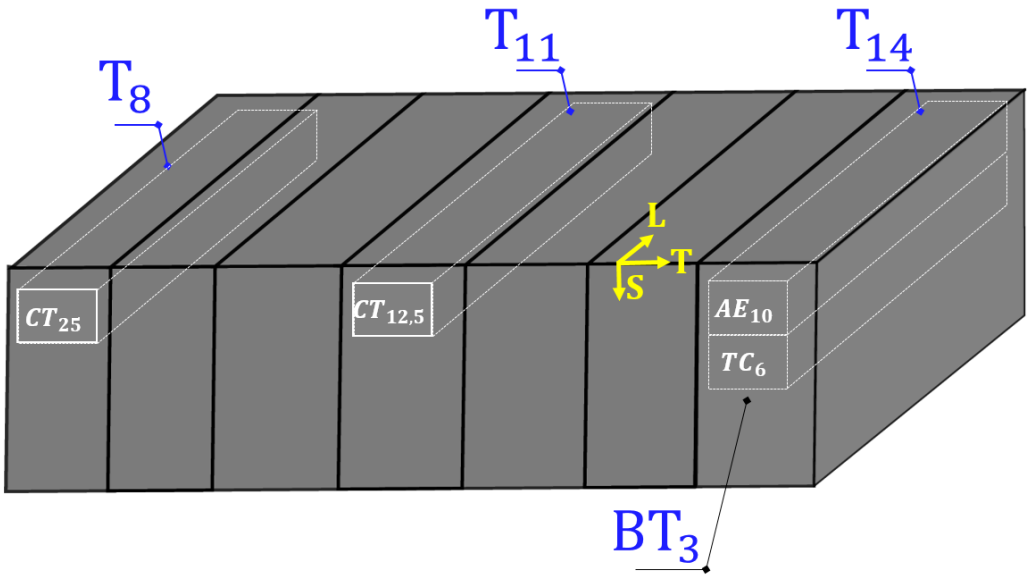
Définition des découpes réalisées sur la tôle initiale : les coupons sont repères par 'C' et les trançons par 'T' dans la codification *CADEEX*



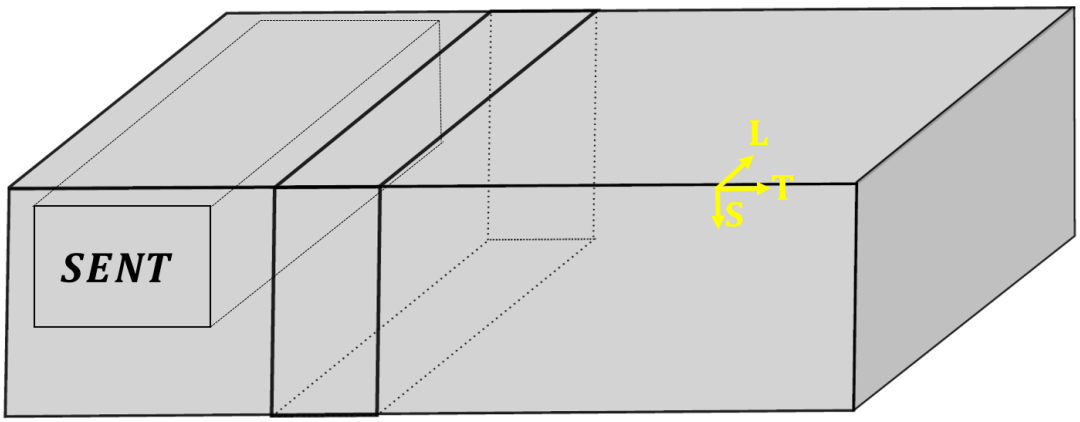
L'endroit de prélèvement des éprouvettes dans le Coupon C_1. Les cadres blancs représentent les blocs. Le BT_x signifie le Bloc Témoin numéro 'x'



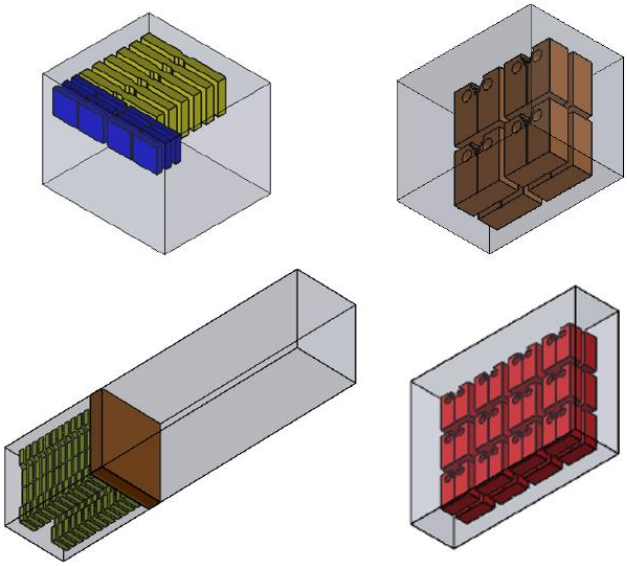
L'endroit de prélèvement des éprouvettes dans le Coupon C_2. Les cadres blancs représentent les blocs. Le BT_x signifie le Bloc Témoin numéro 'x'



L'endroit de prélèvement des éprouvettes dans le Coupon C_3. Les cadres blancs représentent les blocs



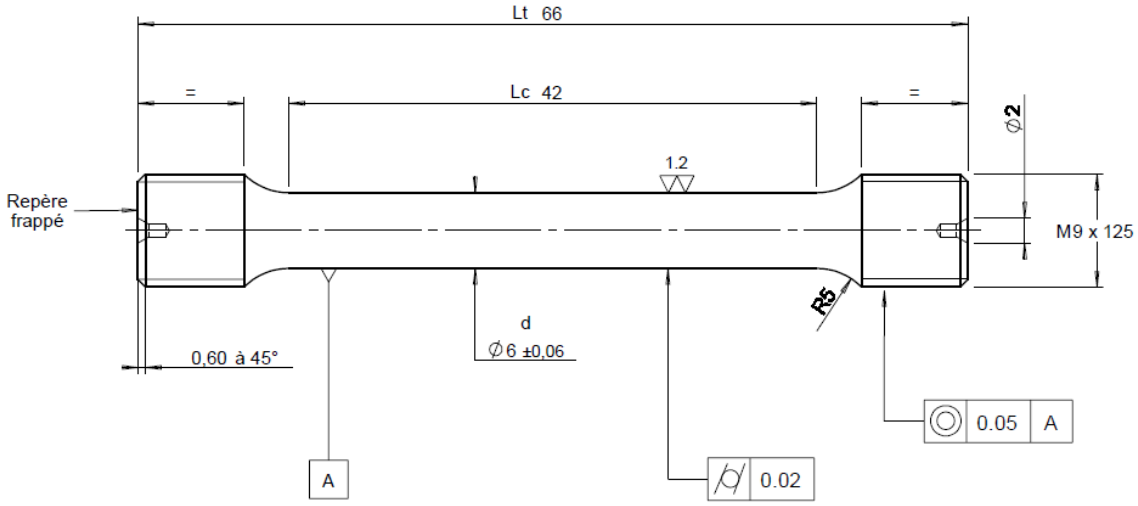
Vue d'ensemble des éprouvettes dans les blocs



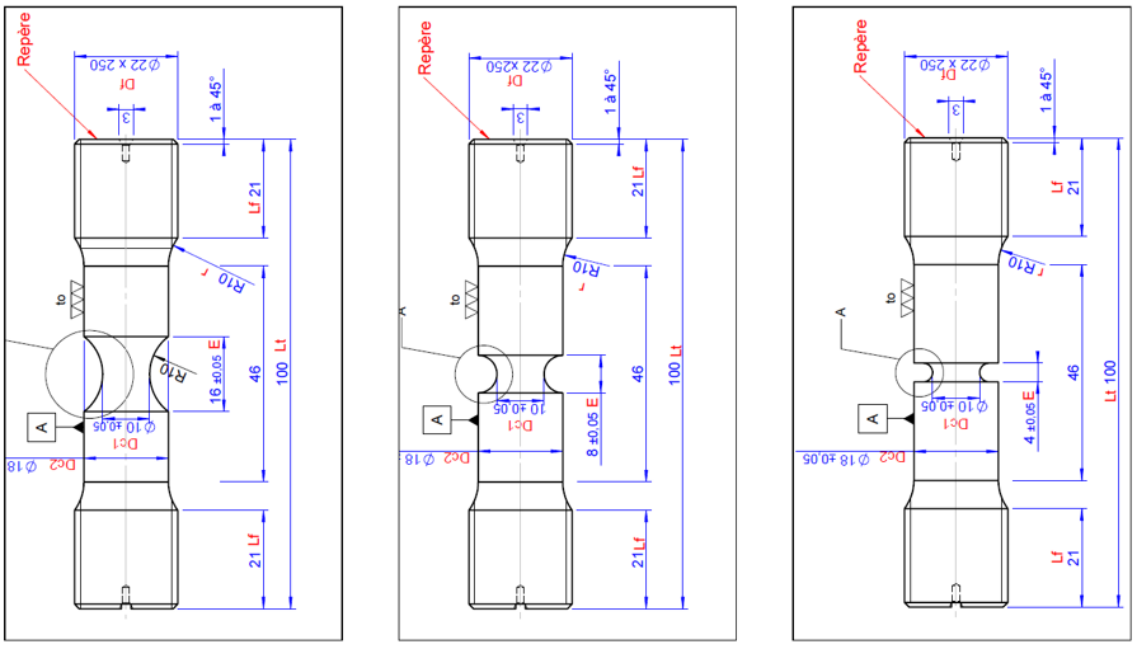
B.2 Les plans des éprouvettes

B.2.1 Les plans des éprouvettes non-fissurées

B.2.1.1 *TC*6

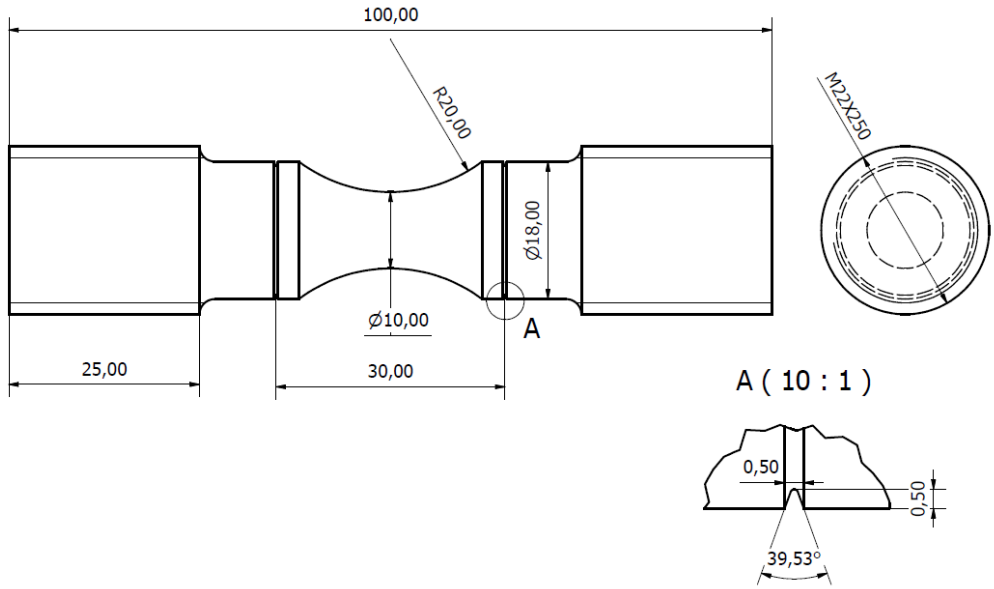


B.2.1.2 $AE\chi$



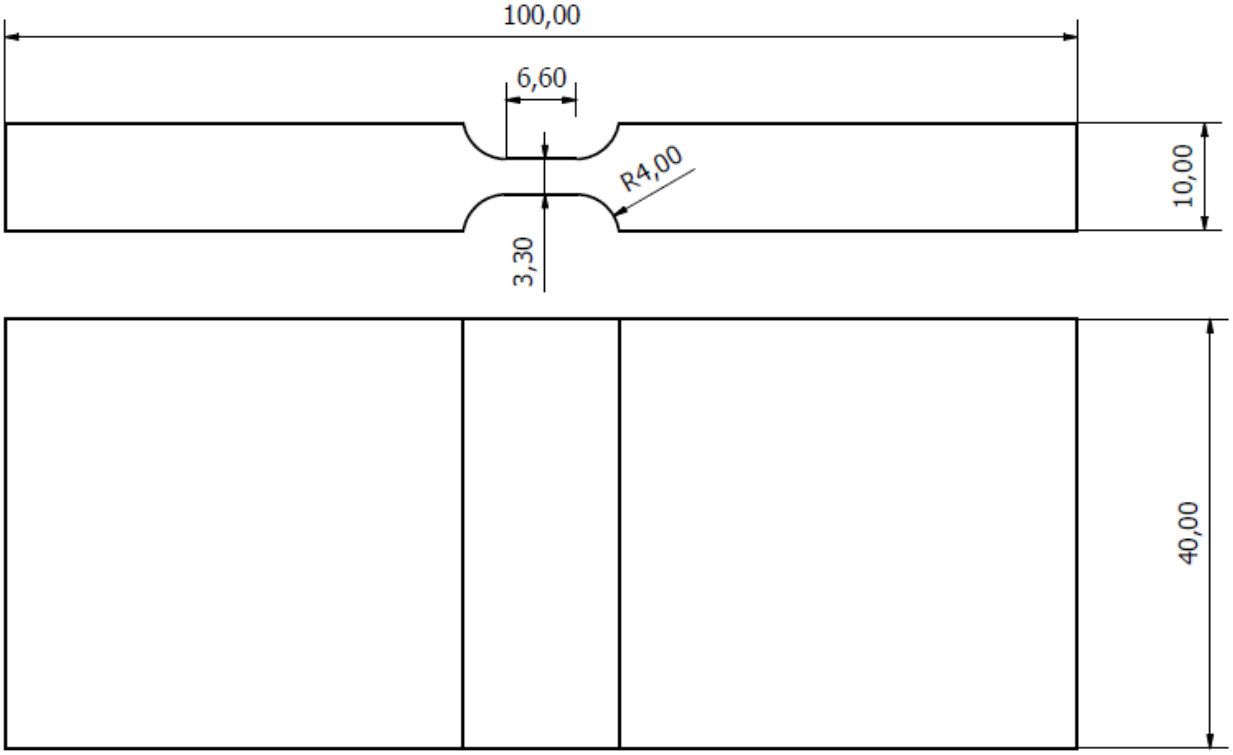
AE 10 **AE 4** **AE 2**

AE_{20}

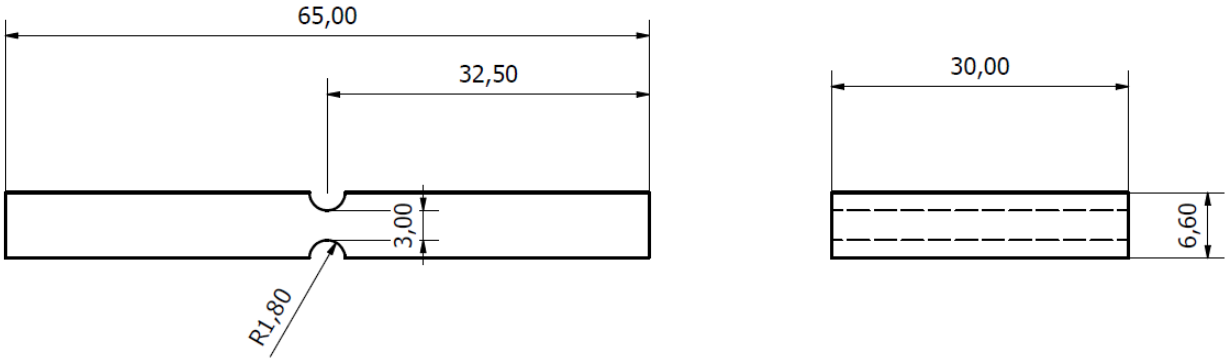


B.2.1.3 $DP - DP_6 - DP_1$

DP

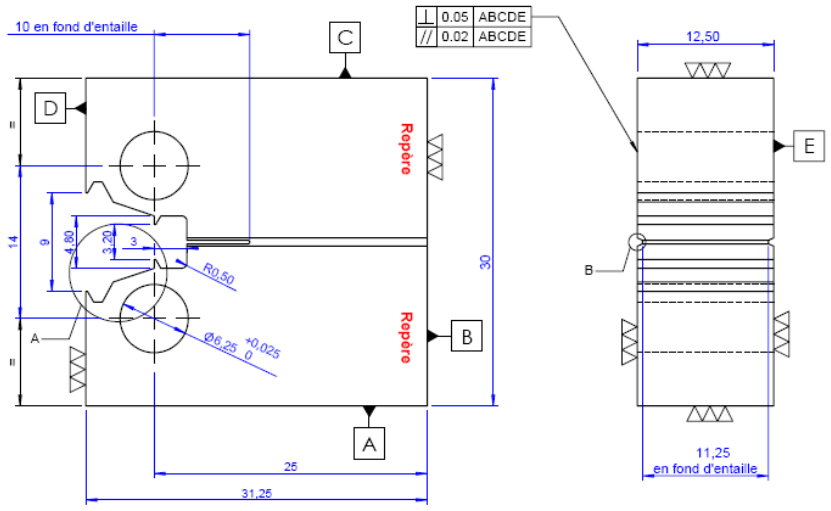


DP_6

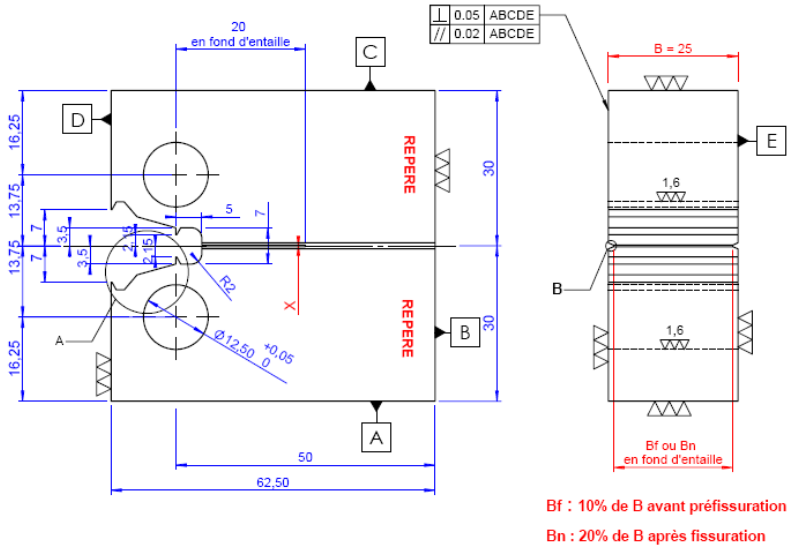


B.2.2 Les plans des éprouvettes *CT*

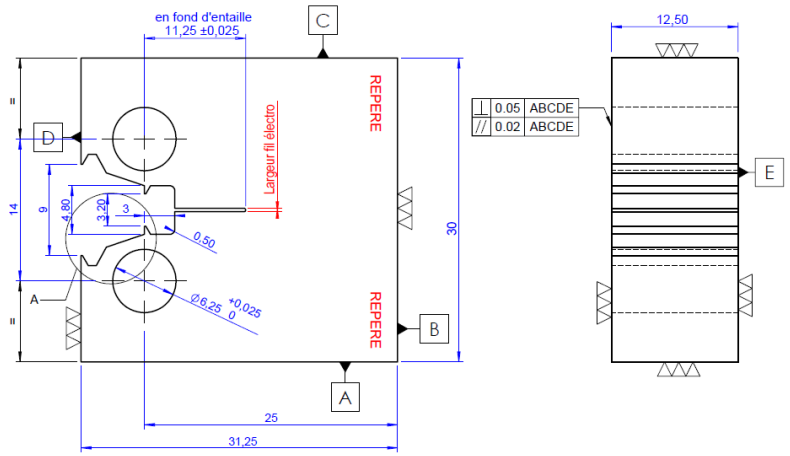
PEX 2141



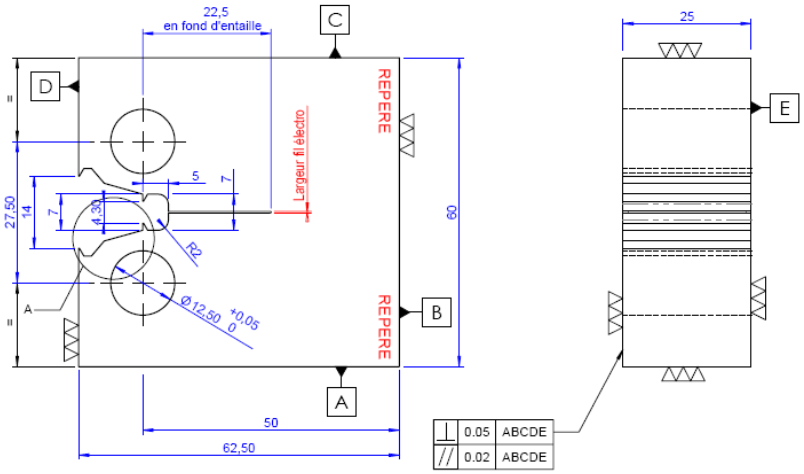
$CT_{12.5}$; $B_n = 0.8B$



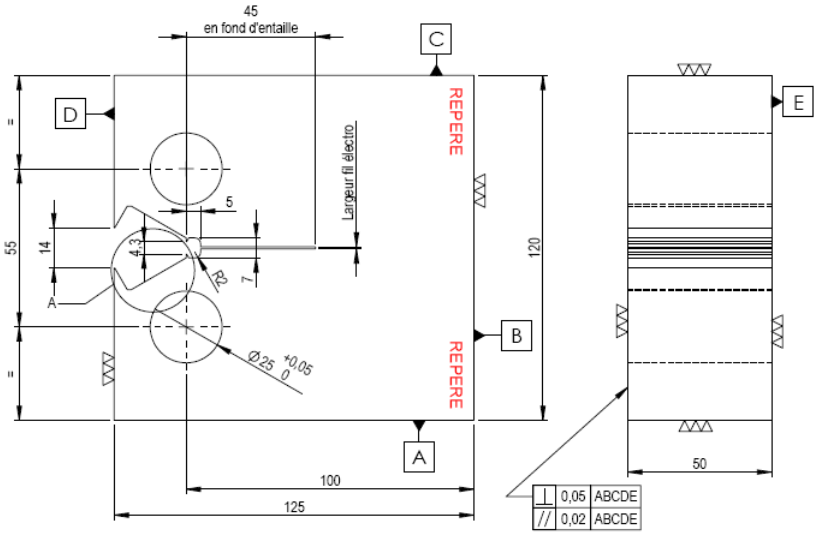
CT_{25} ; $B_n = 0.8B$



$CT_{12.5}$ sans entailles latérales



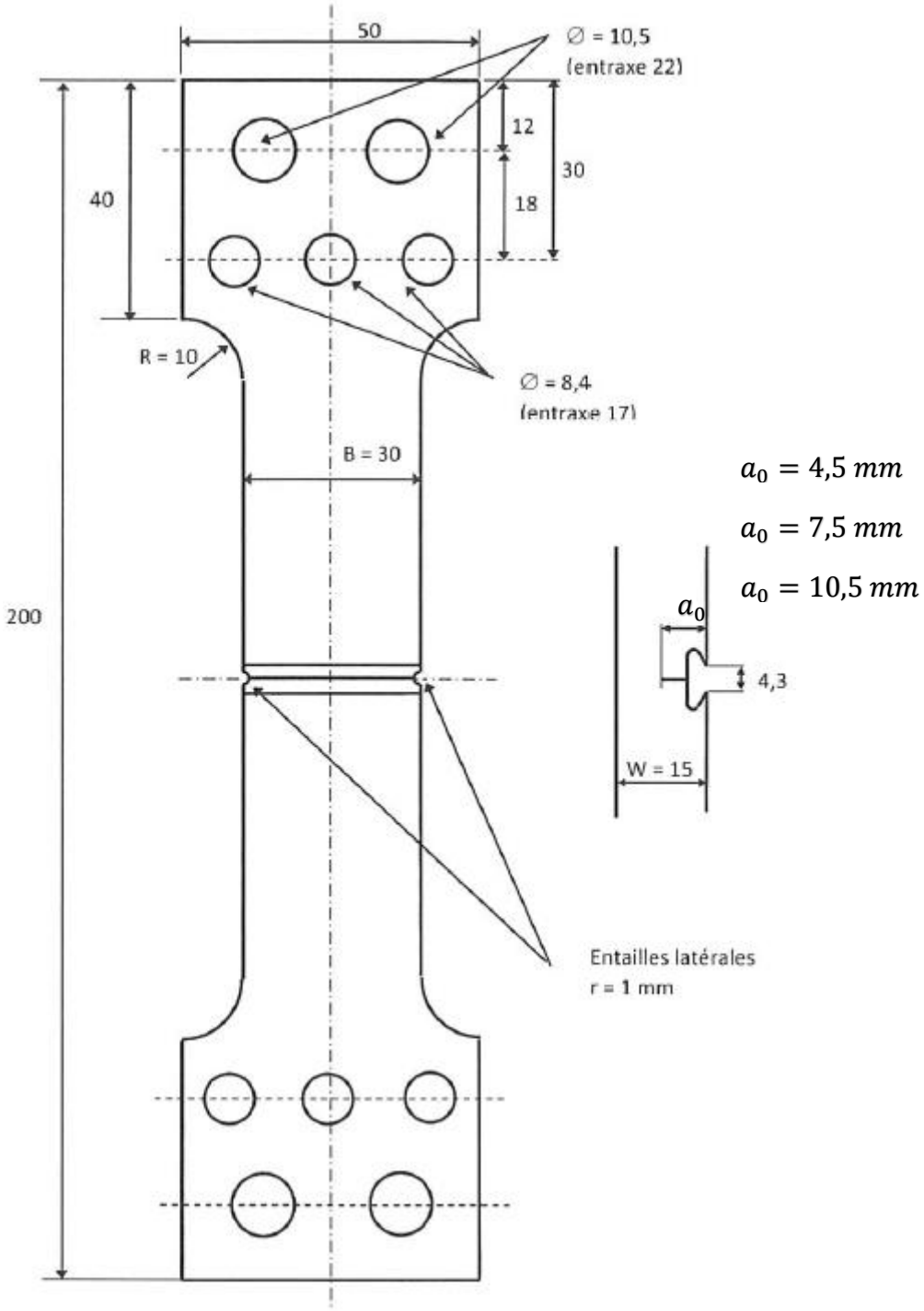
CT_{25} sans entailles latérales



CT_{50} sans entailles latérales

B.2.3 Les plans des éprouvettes *SENT*

***PEX* 2141**



$SENT_{0.5}; SENT_{0.3}; SENT_{0.7}\ ;\ B_n = 0.9B$

B.3 Dépouillement des essais AE_χ et $DP - DP_\eta$

On présente les données des graphes présentés dans les (Figure 34) (§3.4.1) dans les tableaux ci-dessous :

Eprouvette	Type	Température	$\Delta\Phi/\Phi_0$ (mesurée sur les faciès de rupture)	$\Delta\Phi/\Phi_0$ (dernier point des courbes $F/S_0 - \Delta\Phi/\Phi_0$)	F/S_0 (cellule de force) (MPa)
1987-BT1-AE-1	AE2	-20°C	0.22	0.187	885
1987-BT2-AE4-1	AE4	-20°C	0.25	0.238	733
1987-BT3-AE10-1	AE10	-20°C	0.34	0.313	570
1987-BT1-AE-3	AE2	-50°C	0.21	0.188	905
1987-BT2-AE4-2	AE4	-50°C	0.28	0.231	762
1987-BT3-AE10-2	AE10	-50°C	0.34	0.310	617
1987-BT1-AE-2	AE2	-100°C	0.20	0.183	967
1987-BT2-AE4-3	AE4	-100°C	0.25	0.222	861
1987-BT3-AE10-3	AE10	-100°C	0.04	0.306	691

Tableau 22 : Les mesures de $\Delta\Phi/\Phi_0$ et F/S_0 sur les éprouvettes AE_χ

Eprouvette	Type	Température	$\Delta e/e_0$ (mesurée sur les faciès)	F/S_0 (cellule de force) (MPa)
2141-T9-DP-2	DP	-20	0.63	556
2141-T9-DP-1	DP	-50	0.61	583
2141-T9-DP-3	DP	-100	0.56	634
2141-T9-DP6-2	DP6	-20	0.42	873
2141-T9-DP6-1	DP6	-50	0.40	903
2141-T9-DP6-3	DP6	-100	0.35	982

Tableau 23 : Les mesures de $\Delta e/e_0$ et F/S_0 sur les éprouvettes DP, DP_6

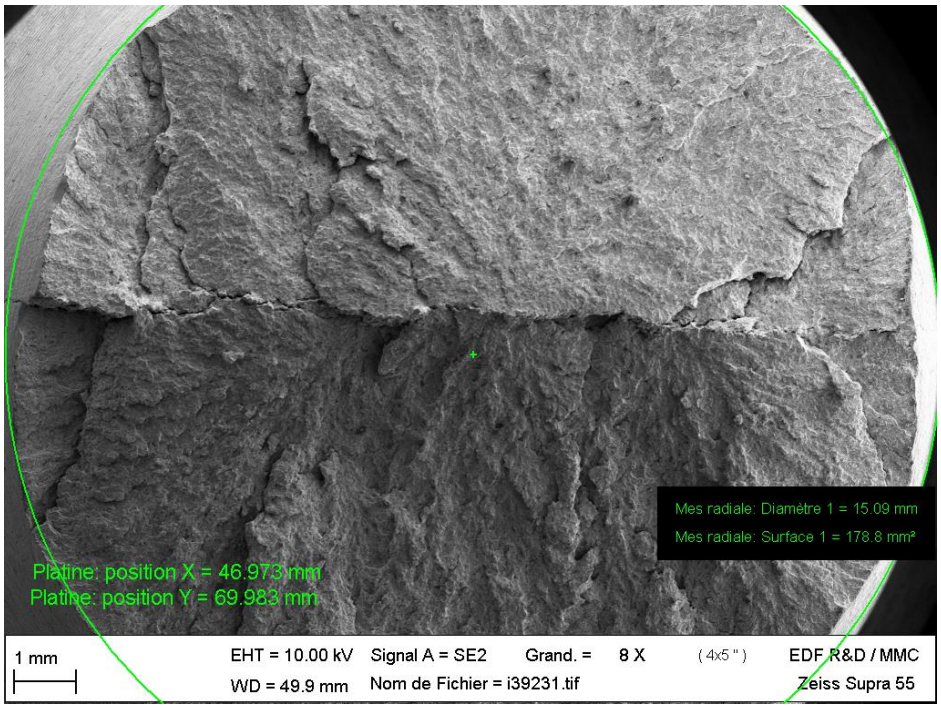


Figure 116 : Faciès du délaminage de l'éprouvette AE_{10} testée à $-100°C$ (1987-BT3-AE10-3)

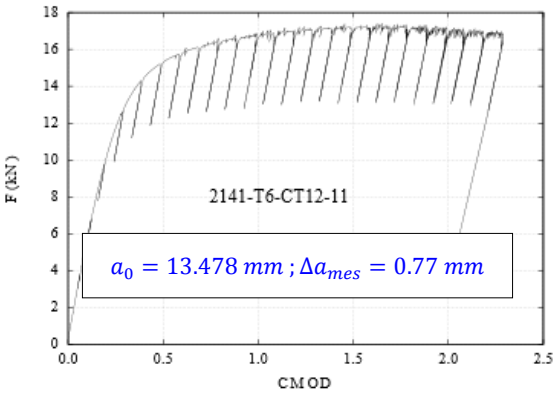
B.4 Dépouillement des essais *CT*

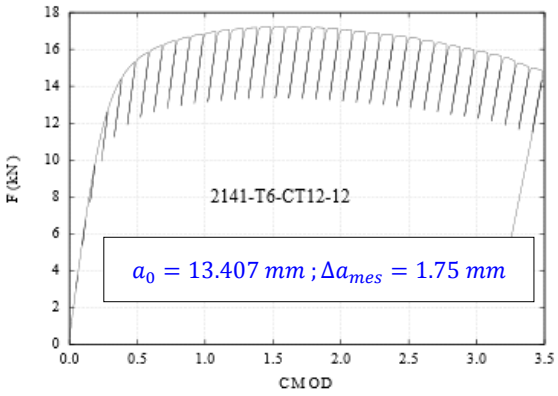
B.4.1 *CT* à -20°C

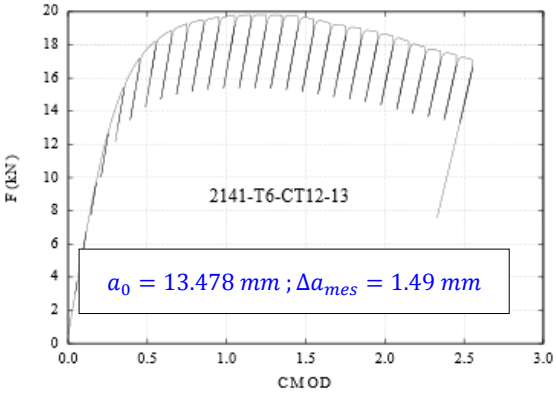
$-20°C$

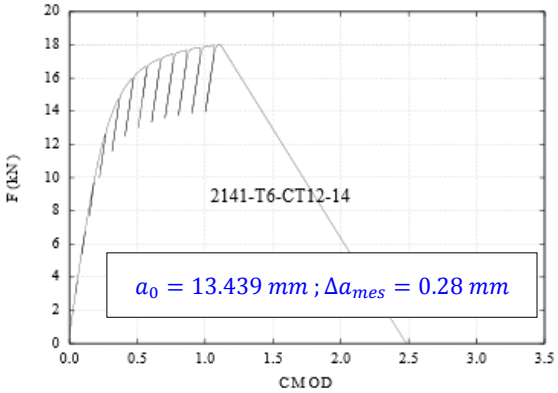
B.4.1.1 *CT*12.5

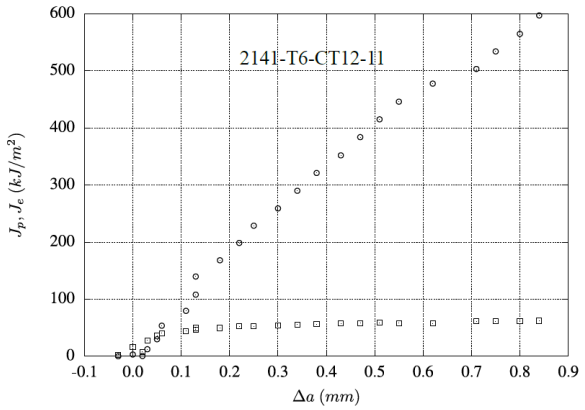
- ***PEX* 2141**

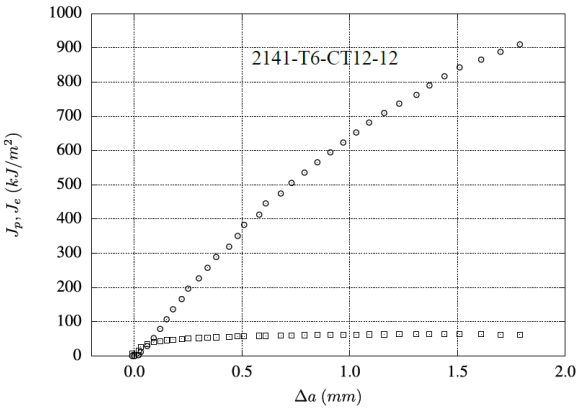


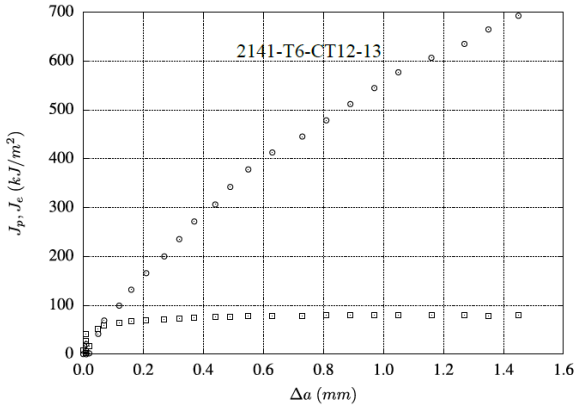


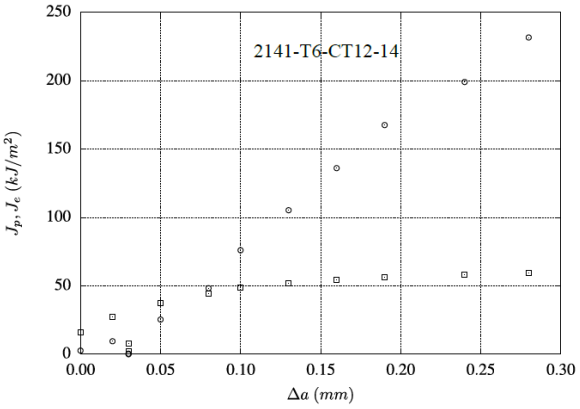








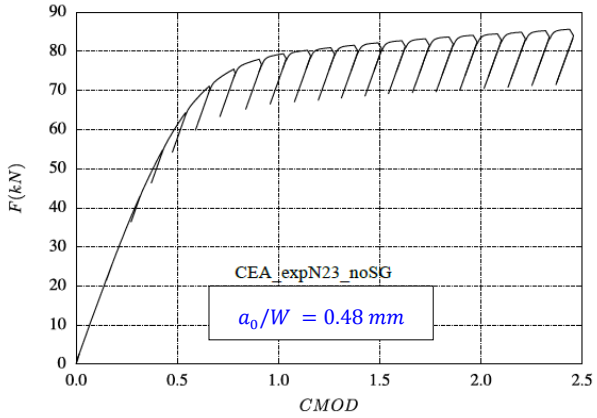


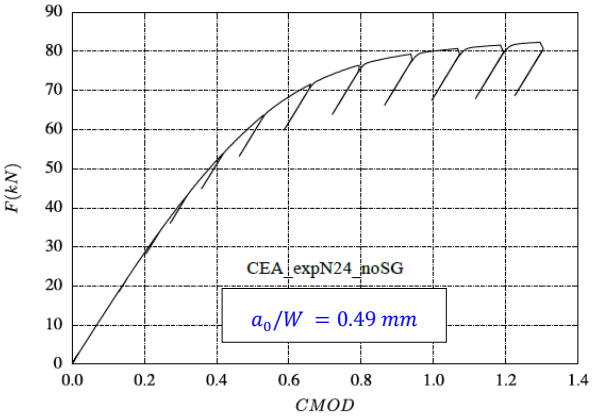


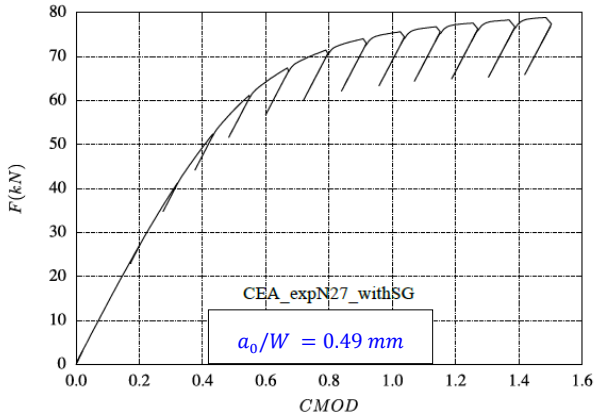
B.4.1.2 $CT25$

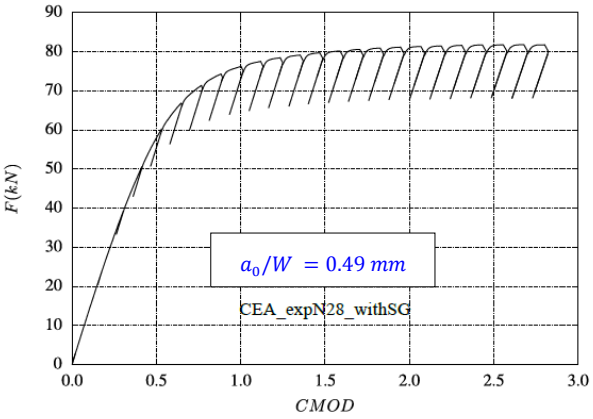
$-20°C$

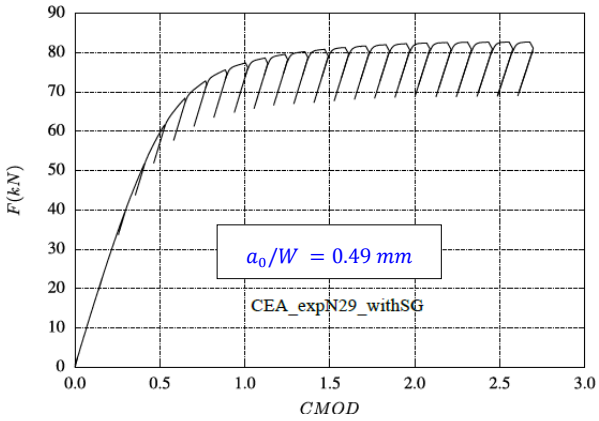
- ***CEA***









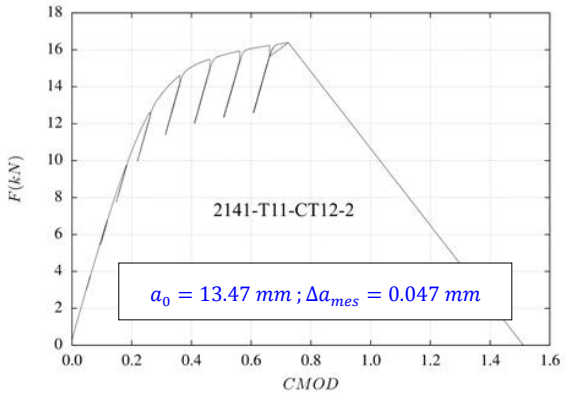


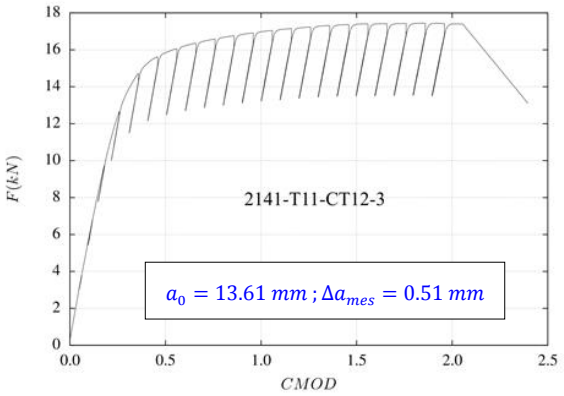
B.4.2 *CT* à -50°C

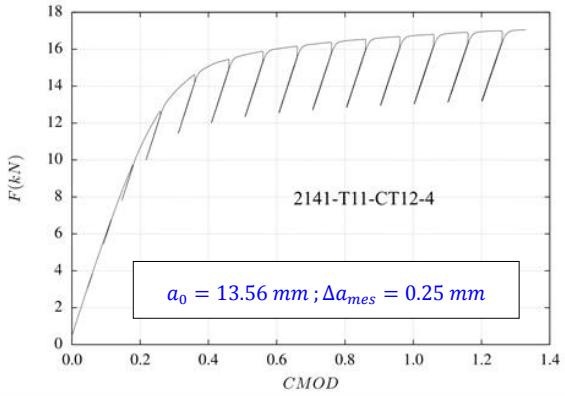
*B.4.2.1 CT*12.5

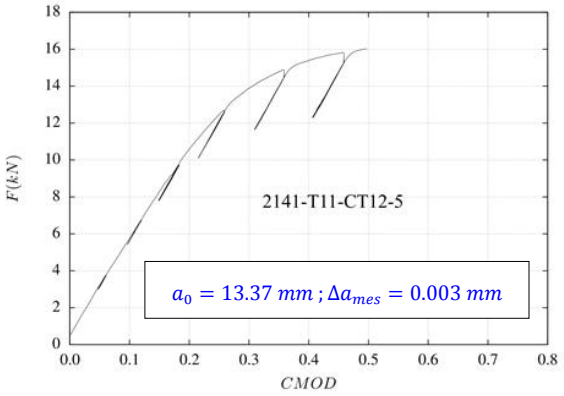
$-50°C$

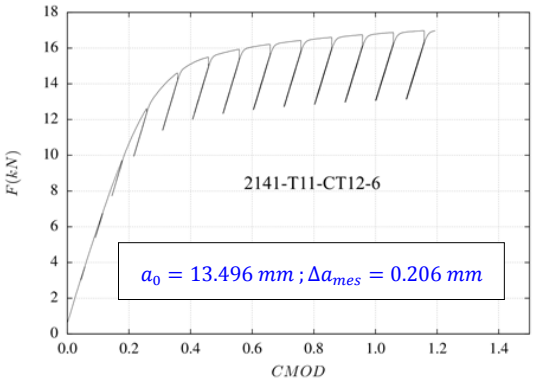
- ***PEX* 2141**

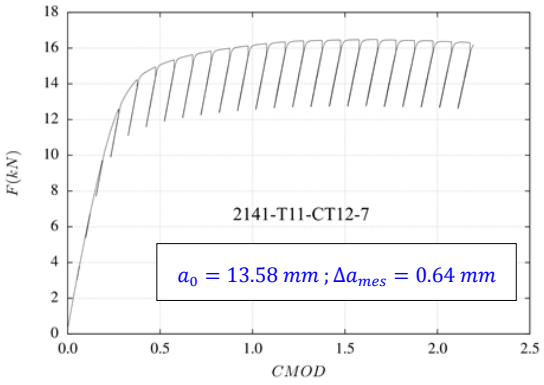


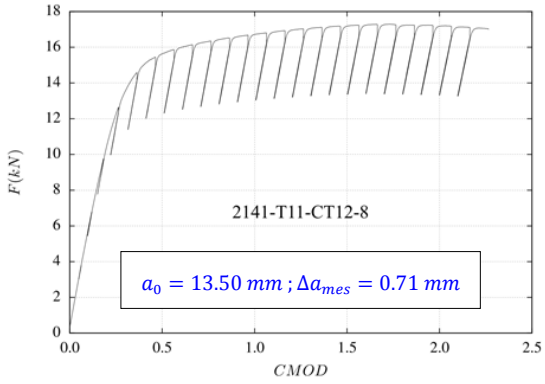


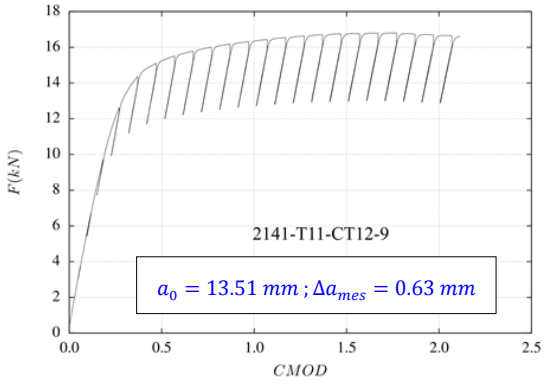




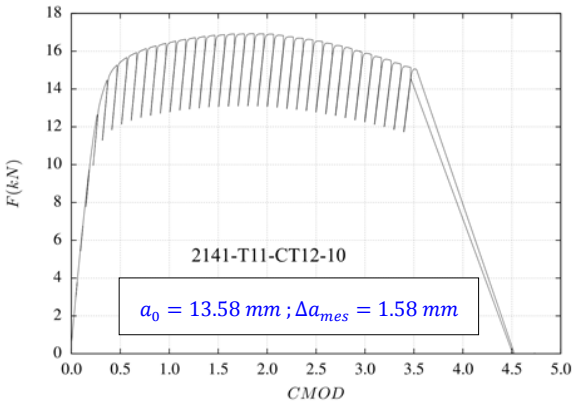


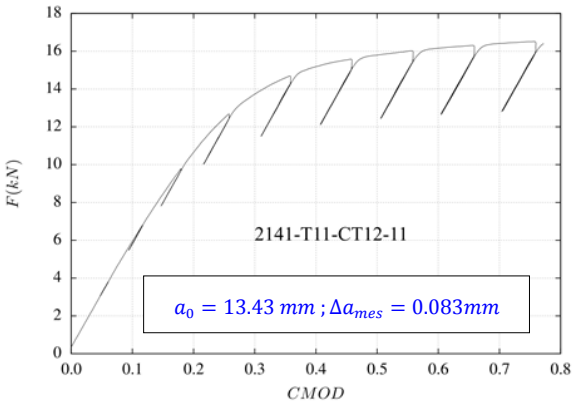


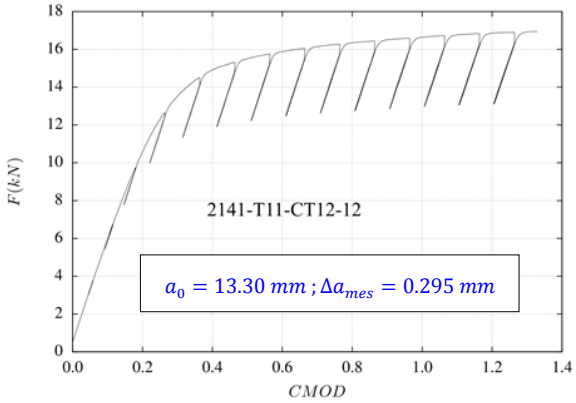


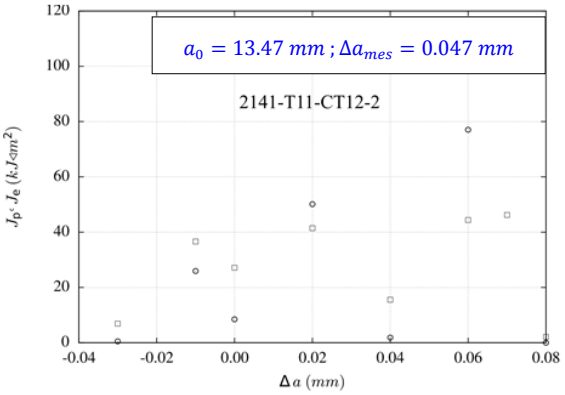


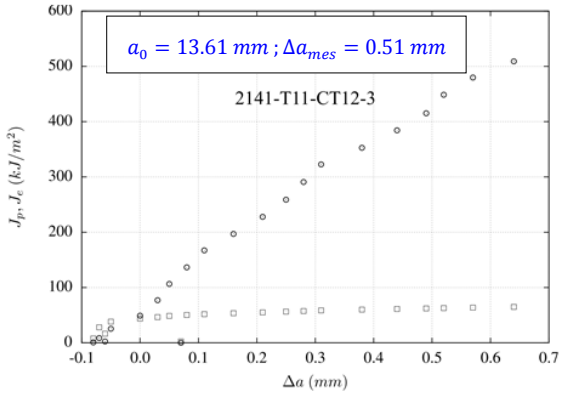
$-50°C$

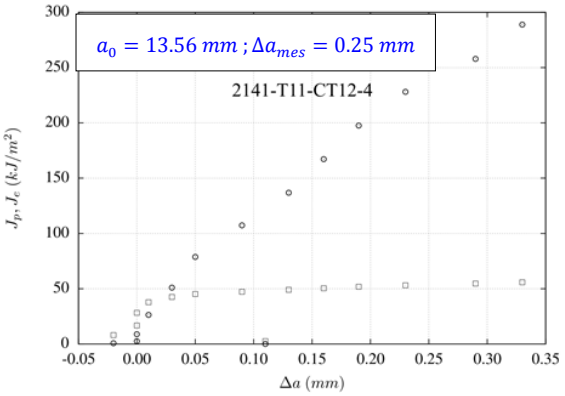

F(kN)
CMOD
2141-T11-CT12-10
$a_0 = 13.58\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 1.58\ mm$

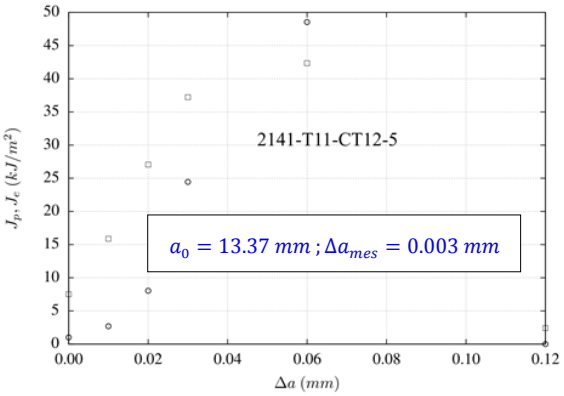

F(kN)
CMOD
2141-T11-CT12-11
$a_0 = 13.43\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.083mm$


F(kN)
CMOD
2141-T11-CT12-12
$a_0 = 13.30\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.295\ mm$

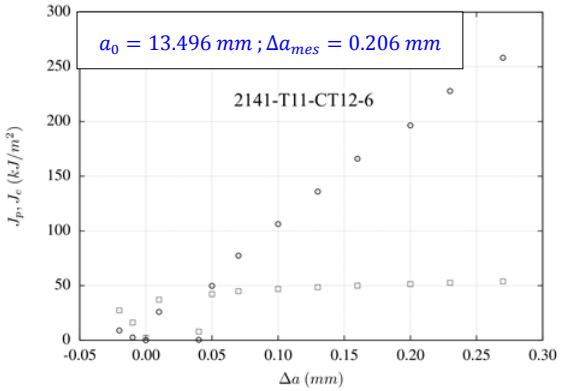

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
$a_0 = 13.47\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.047\ mm$
2141-T11-CT12-2

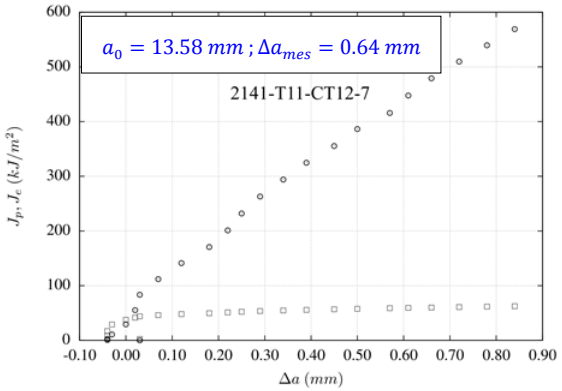

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
$a_0 = 13.61\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.51\ mm$
2141-T11-CT12-3

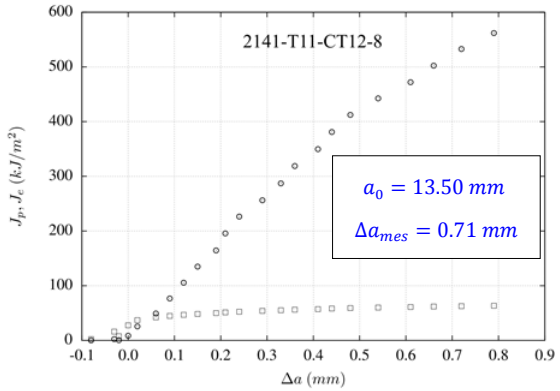

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
$a_0 = 13.56\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.25\ mm$
2141-T11-CT12-4

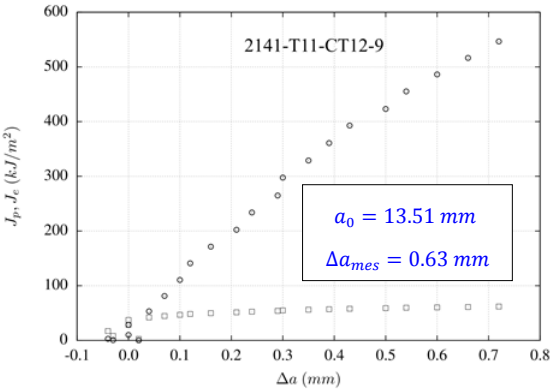

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
2141-T11-CT12-5
$a_0 = 13.37\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.003\ mm$

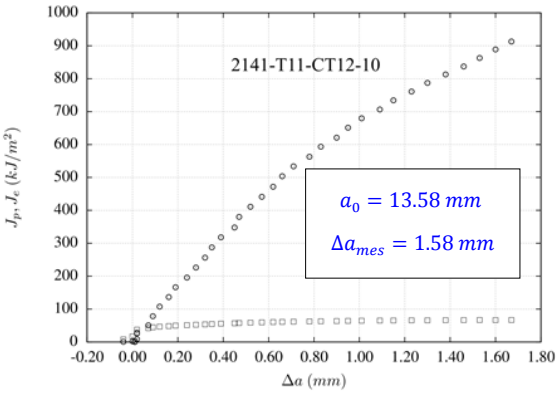
$-50°C$

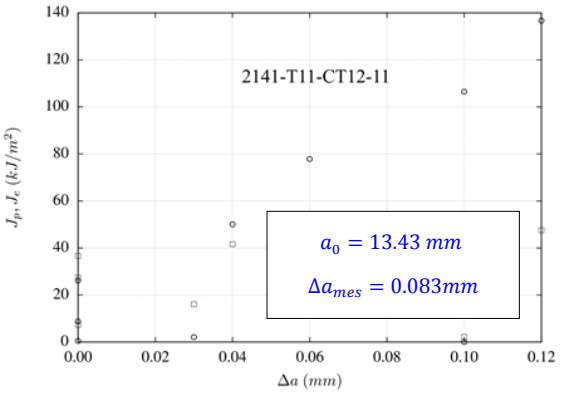

$a_0 = 13.496\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.206\ mm$
2141-T11-CT12-6
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

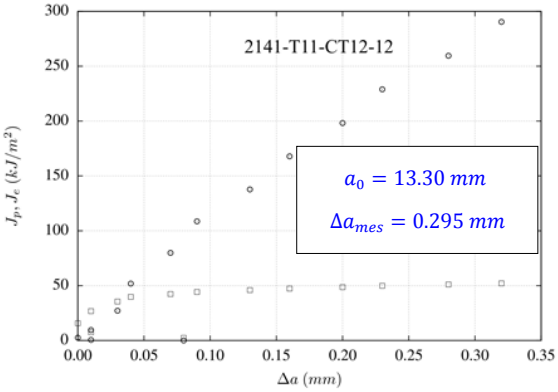

$a_0 = 13.58\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.64\ mm$
2141-T11-CT12-7
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$


2141-T11-CT12-8
$a_0 = 13.50\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.71\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

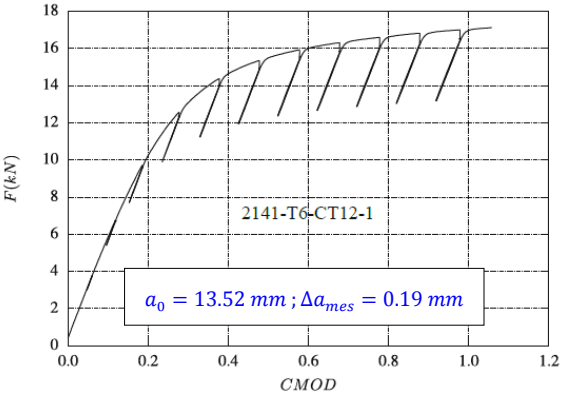

2141-T11-CT12-9
$a_0 = 13.51\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.63\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

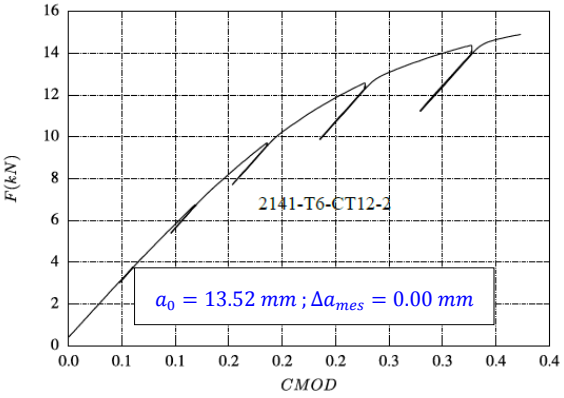

2141-T11-CT12-10
$a_0 = 13.58\ mm$
$\Delta a_{mes} = 1.58\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

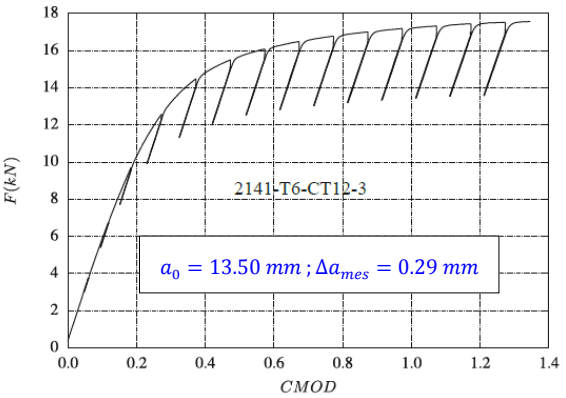

2141-T11-CT12-11
$a_0 = 13.43\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.083mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

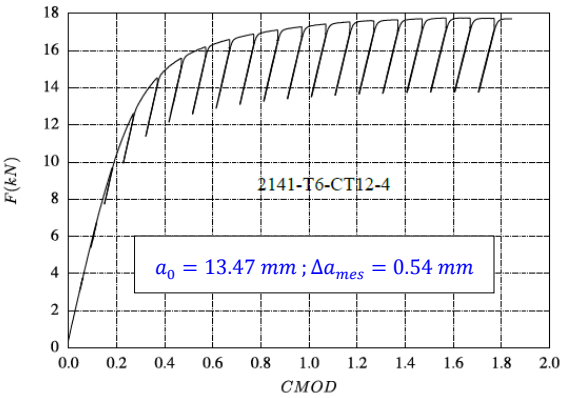

2141-T11-CT12-12
$a_0 = 13.30\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.295\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

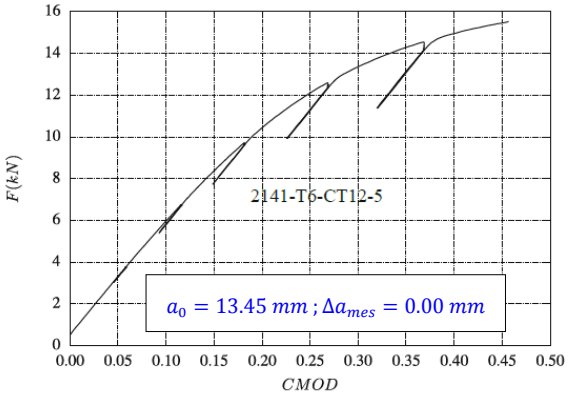
$-50°C$

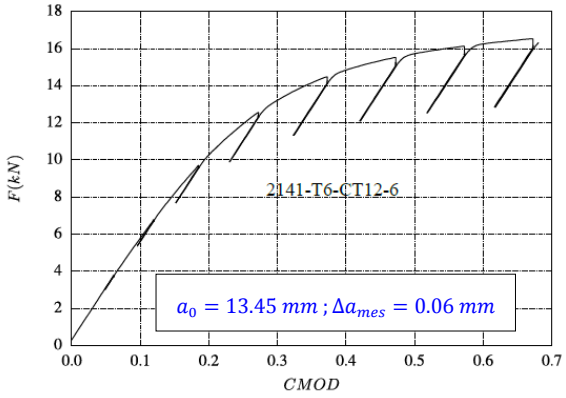

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-1
$a_0 = 13.52\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.19\ mm$

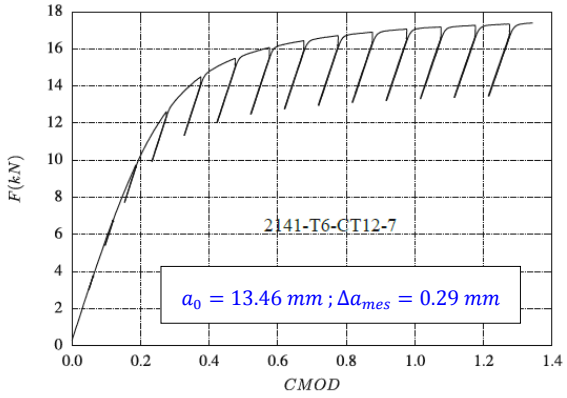

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-2
$a_0 = 13.52\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$

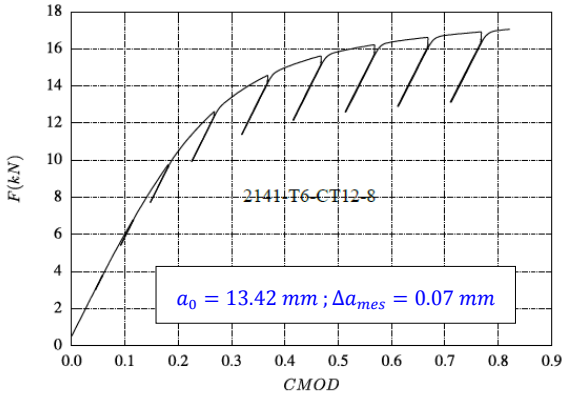

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-3
$a_0 = 13.50\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.29\ mm$


F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-4
$a_0 = 13.47\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.54\ mm$

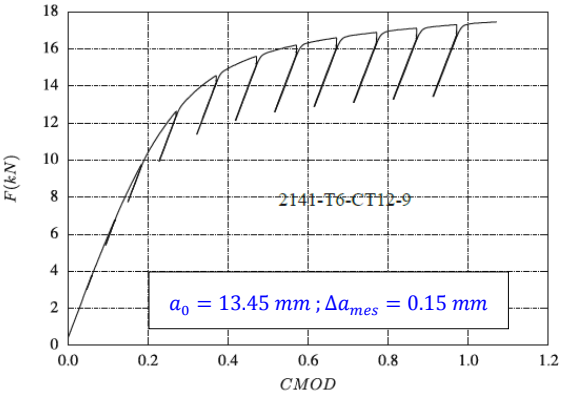

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-5
$a_0 = 13.45\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$

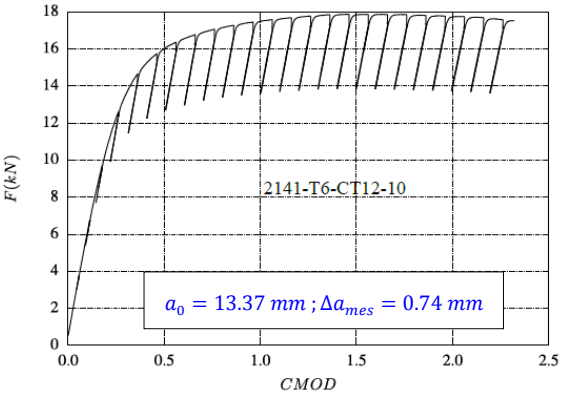

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-6
$a_0 = 13.45\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.06\ mm$

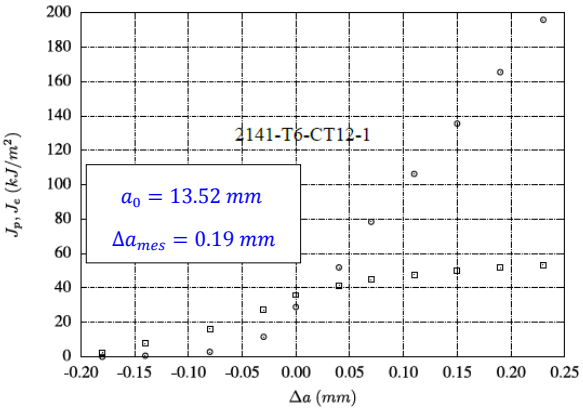

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-7
$a_0 = 13.46\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.29\ mm$

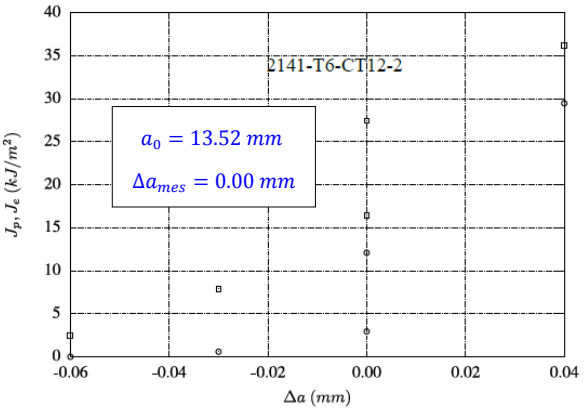

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-8
$a_0 = 13.42\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.07\ mm$

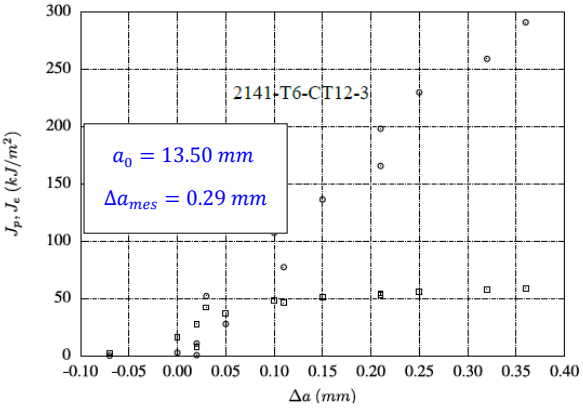
$-50°C$

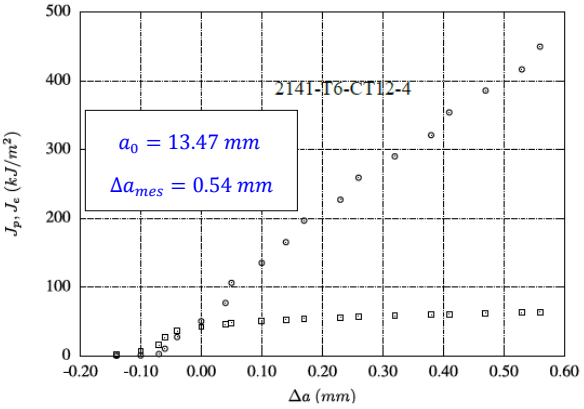

F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-9
$a_0 = 13.45\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.15\ mm$


F(kN)
CMOD
2141-T6-CT12-10
$a_0 = 13.37\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.74\ mm$

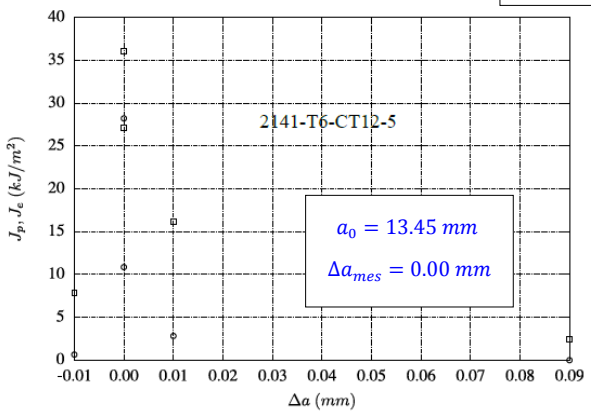

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
2141-T6-CT12-1
$a_0 = 13.52\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.19\ mm$

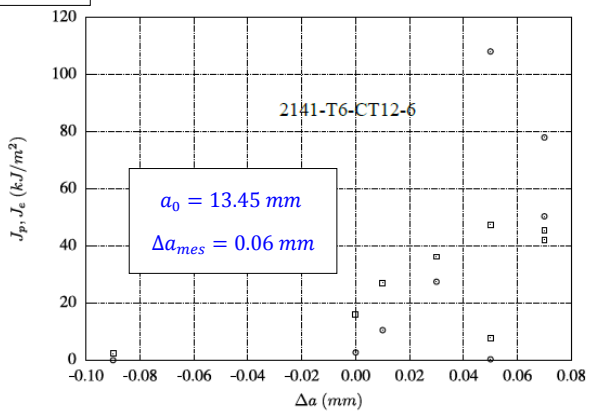

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
2141-T6-CT12-2
$a_0 = 13.52\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.00\ mm$

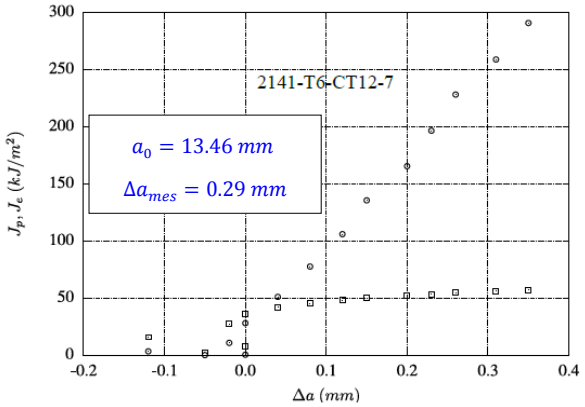

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
2141-T6-CT12-3
$a_0 = 13.50\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.29\ mm$

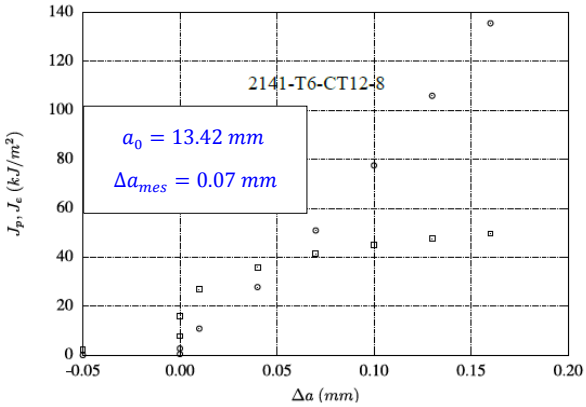

$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
Δa (mm)
2141-T6-CT12-4
$a_0 = 13.47\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.54\ mm$

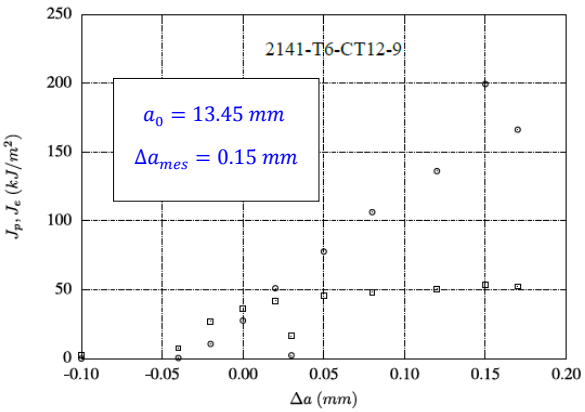
$-50°C$

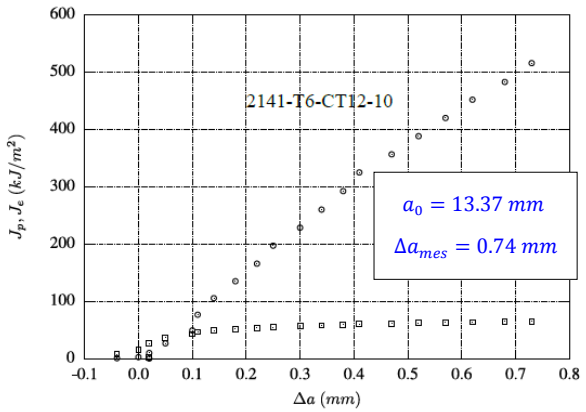

2141-T6-CT12-5
$a_0 = 13.45\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.00\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$


2141-T6-CT12-6
$a_0 = 13.45\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.06\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$


2141-T6-CT12-7
$a_0 = 13.46\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.29\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$


2141-T6-CT12-8
$a_0 = 13.42\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.07\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

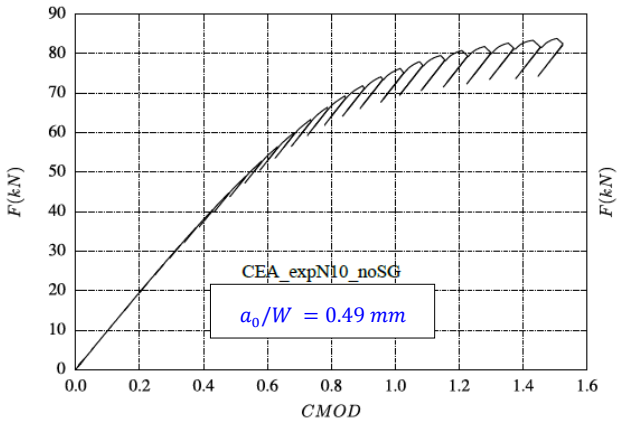

2141-T6-CT12-9
$a_0 = 13.45\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.15\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

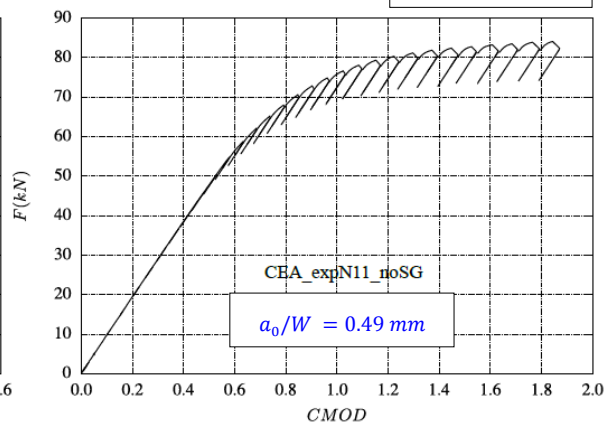

2141-T6-CT12-10
$a_0 = 13.37\ mm$
$\Delta a_{mes} = 0.74\ mm$
$J_p, J_e\ (kJ/m^2)$
$\Delta a\ (mm)$

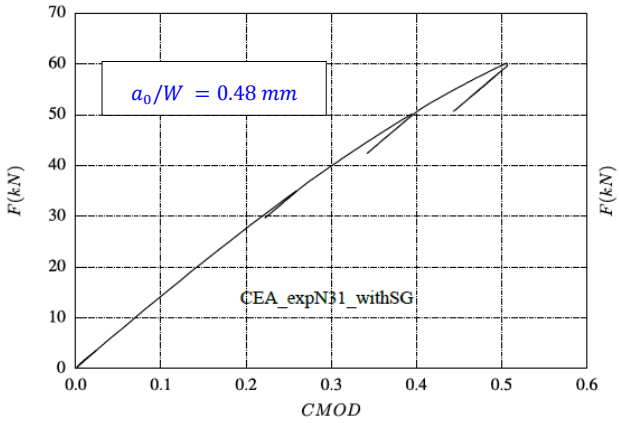
B.4.2.2 $CT25$

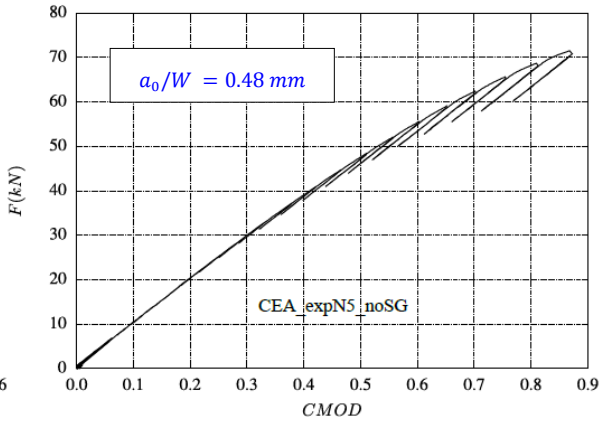
- ***CEA***

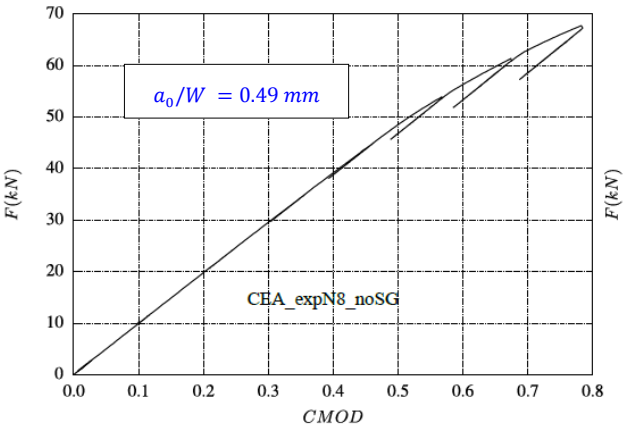
$-50°C$

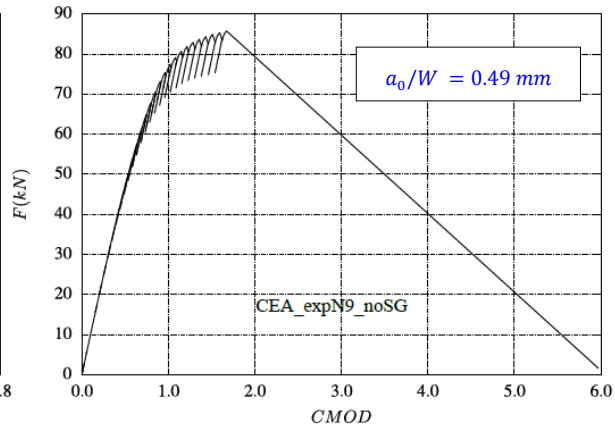








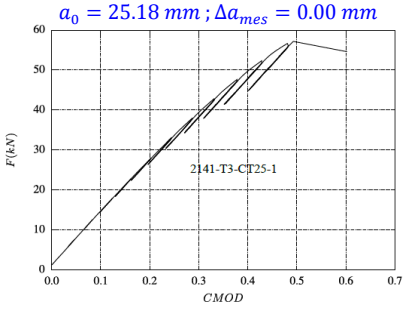




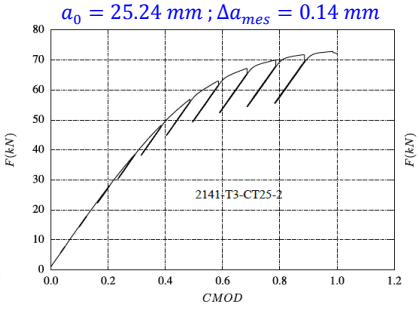
−50°C

- ***PEX* 2141**

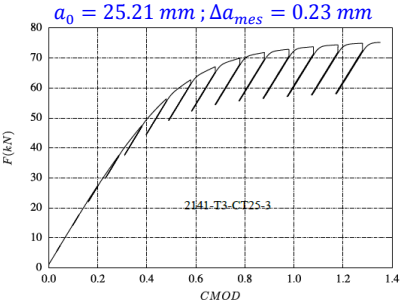
$a_0 = 25.18\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



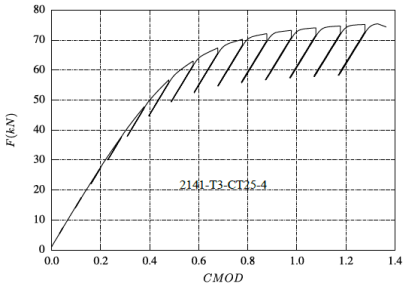
$a_0 = 25.24\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.14\ mm$



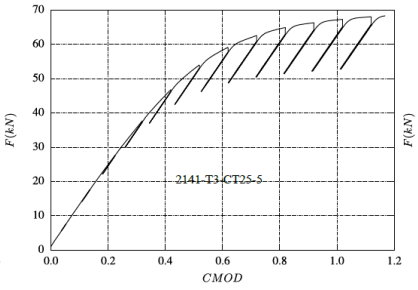
$a_0 = 25.21\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.23\ mm$



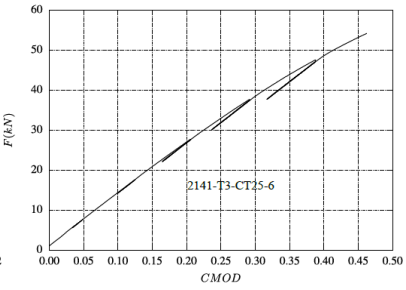
$a_0 = 25.1\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.22\ mm$



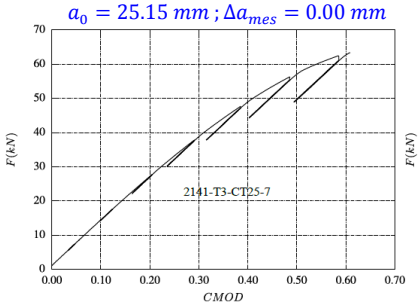
$a_0 = 25.64\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.16\ mm$



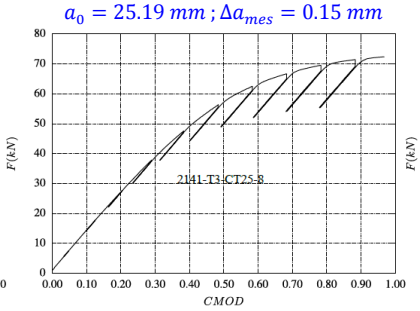
$a_0 = 25.33\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



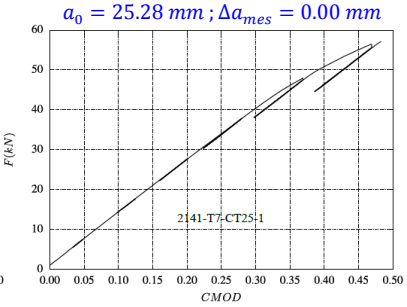
$a_0 = 25.15\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



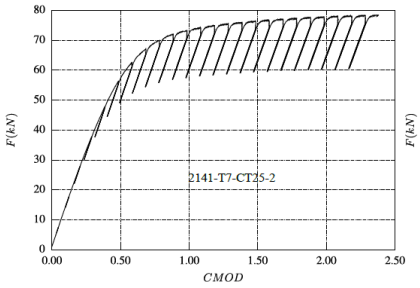
$a_0 = 25.19\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.15\ mm$



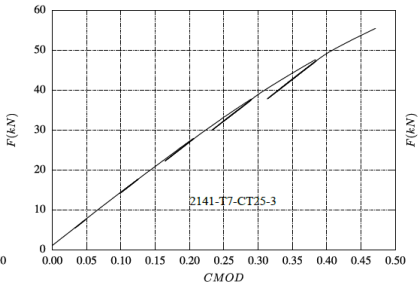
$a_0 = 25.28\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



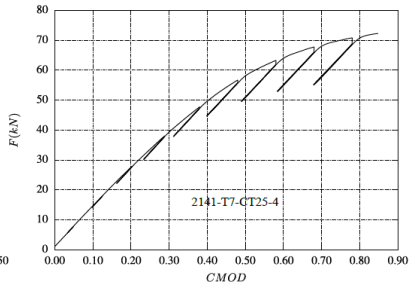
$a_0 = 25.27\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.70\ mm$



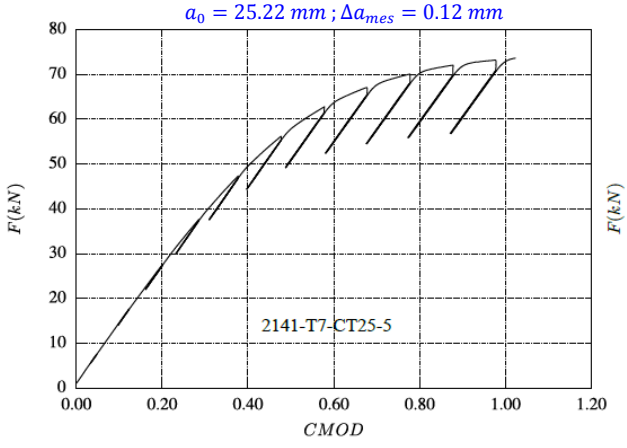
$a_0 = 25.12\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



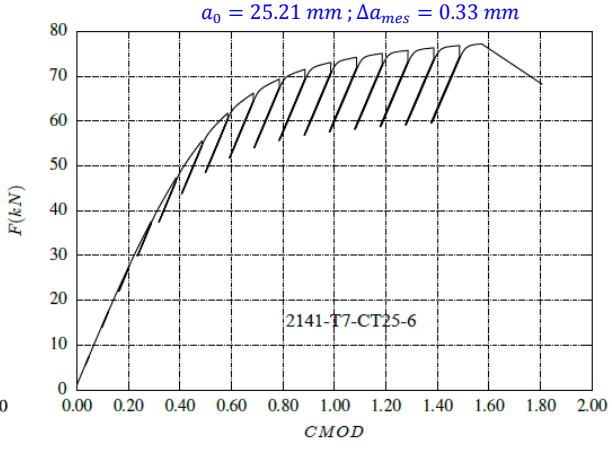
$a_0 = 25.17\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



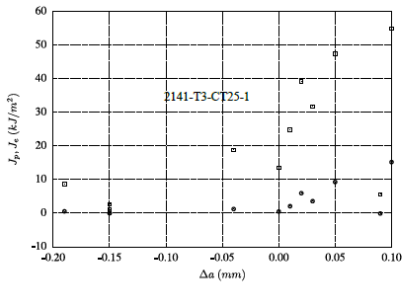
$a_0 = 25.22\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.12\ mm$



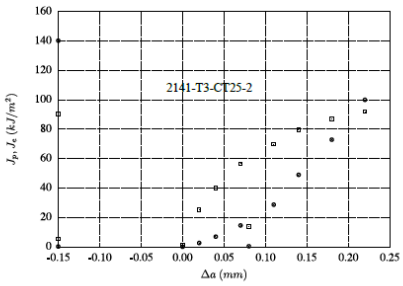
$a_0 = 25.21\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.33\ mm$



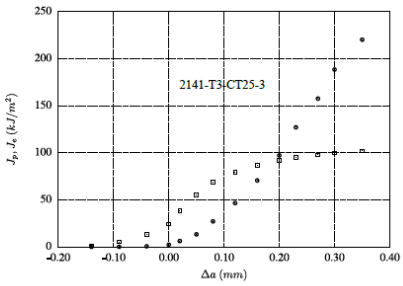
$a_0 = 25.18\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



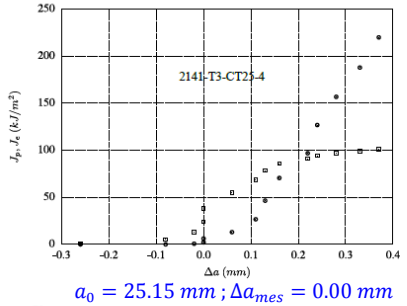
$a_0 = 25.24\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.14\ mm$



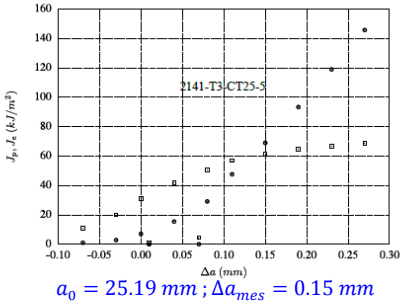
$a_0 = 25.21\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.23\ mm$



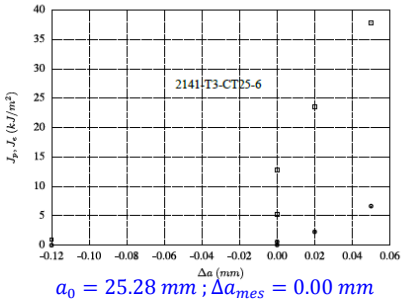
$a_0 = 25.1\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.22\ mm$



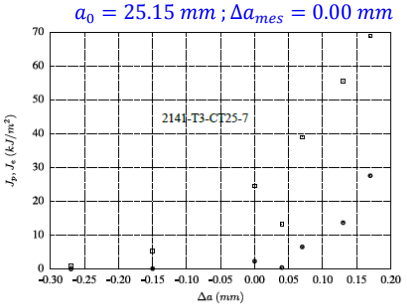
$a_0 = 25.64\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.16\ mm$



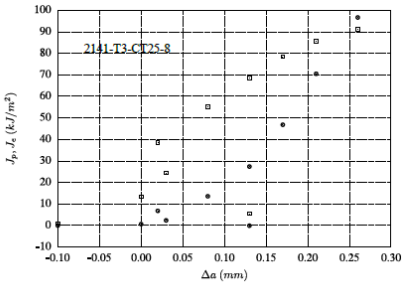
$a_0 = 25.33\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



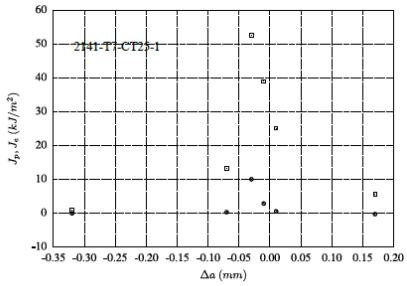
$a_0 = 25.15\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



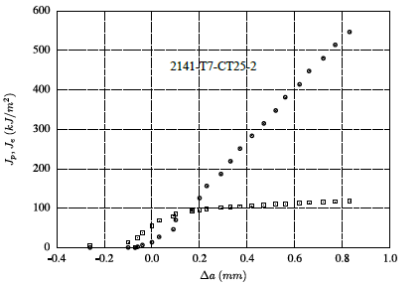
$a_0 = 25.19\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.15\ mm$



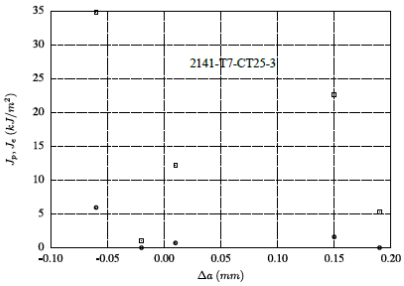
$a_0 = 25.28\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



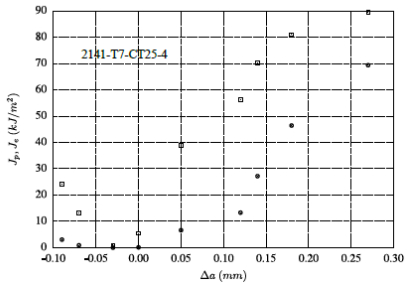
$a_0 = 25.27\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.70\ mm$



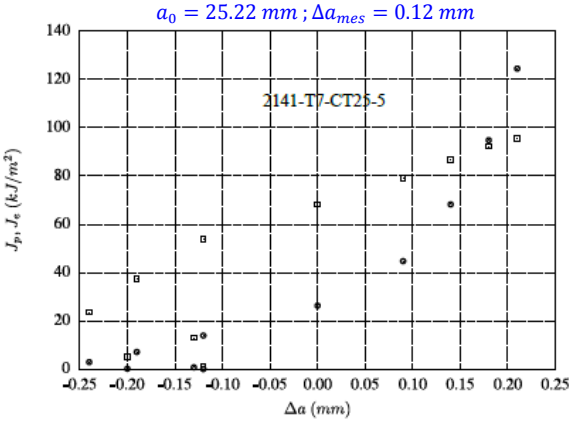
$a_0 = 25.12\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



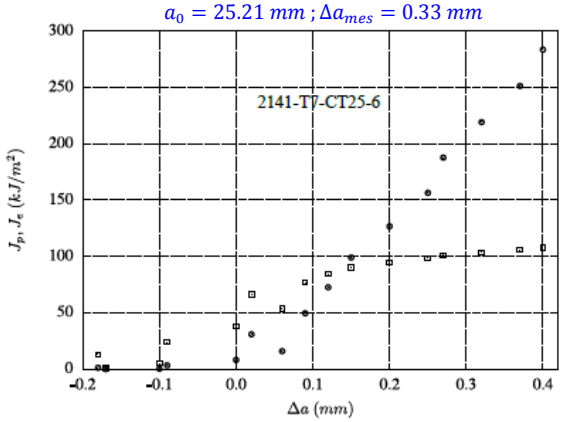
$a_0 = 25.17\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.00\ mm$



$a_0 = 25.22\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.12\ mm$



$a_0 = 25.21\ mm\ ; \Delta a_{mes} = 0.33\ mm$

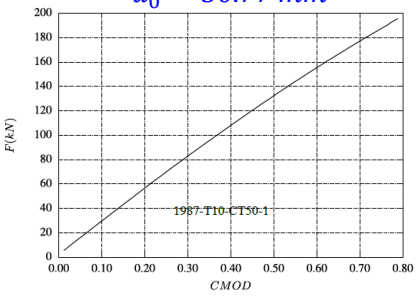


B.4.2.3 $CT50$

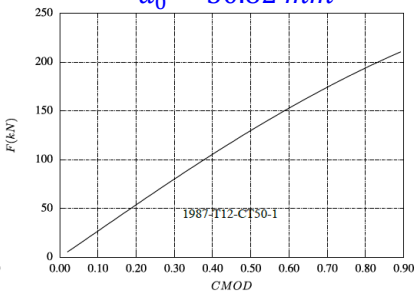
$-50°C$

- ***PEX* 1987**

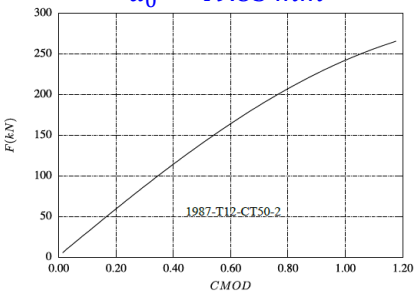
$a_0 = 50.77\ mm$



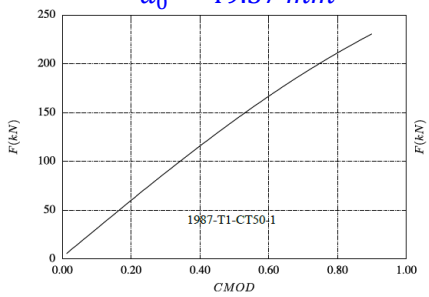
$a_0 = 50.82\ mm$



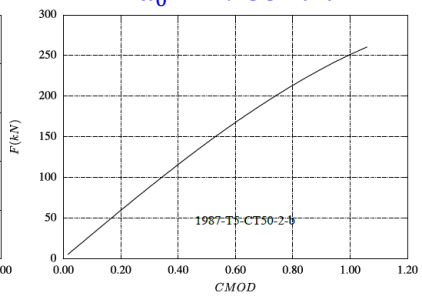
$a_0 = 49.85\ mm$



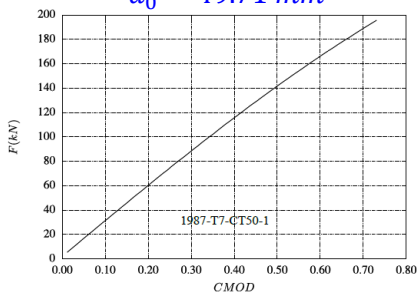
$a_0 = 49.57\ mm$



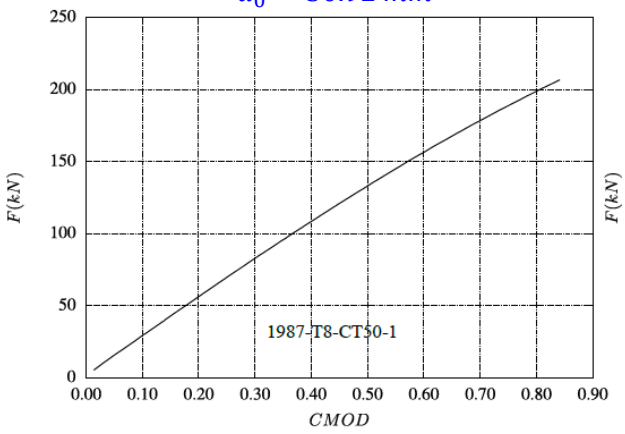
$a_0 = 49.38\ mm$



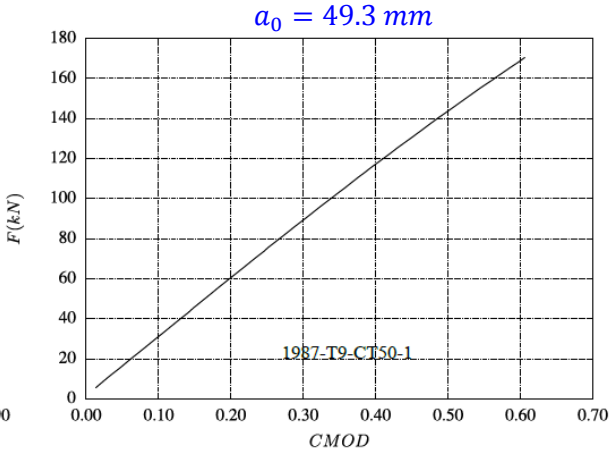
$a_0 = 49.71\ mm$



$a_0 = 50.92\ mm$



$a_0 = 49.3\ mm$

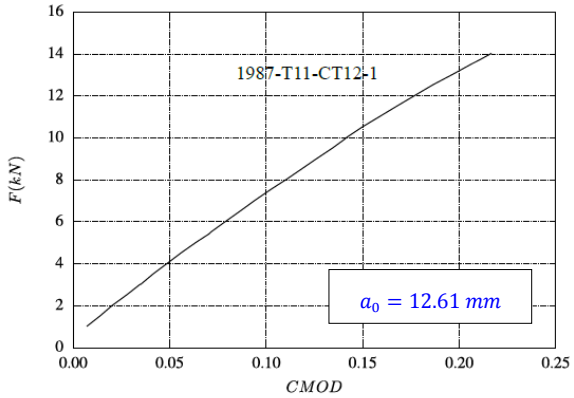


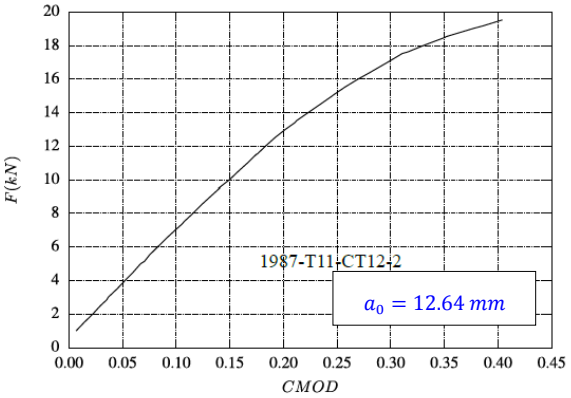
B.4.3 CT à -100°C

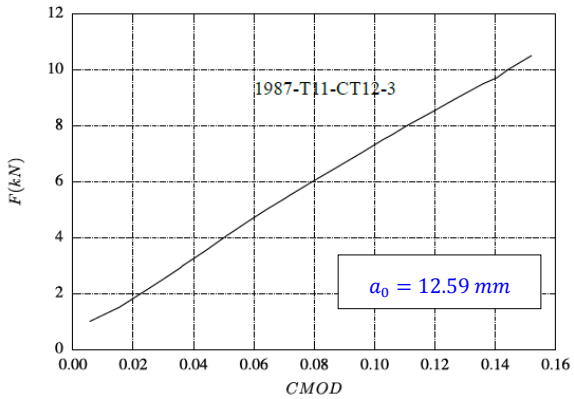
B.4.3.1 $CT12.5$

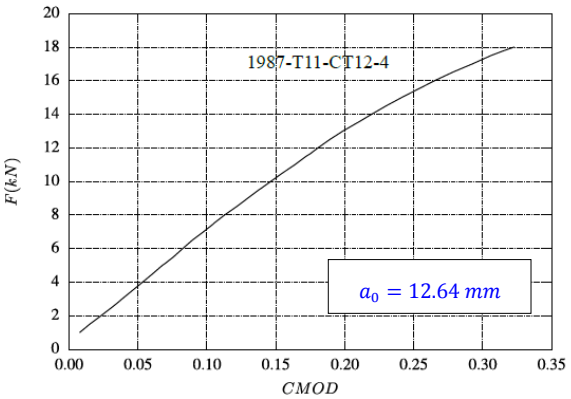
$-100°C$

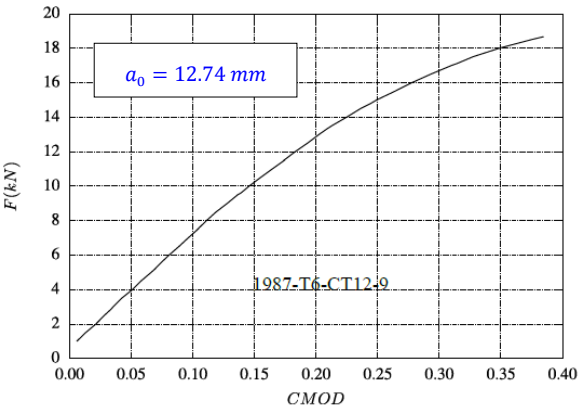
- ***PEX* 1987**

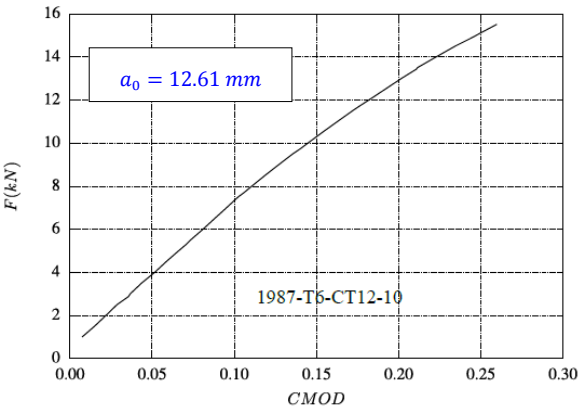




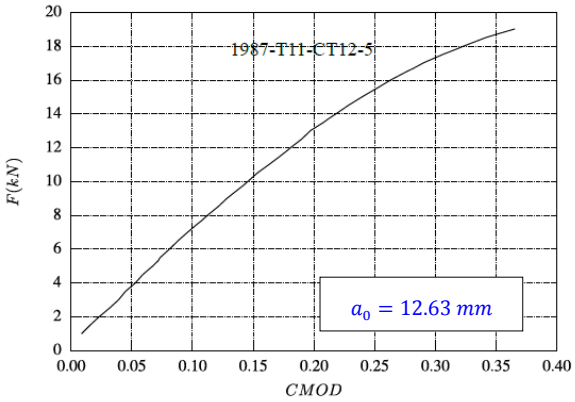


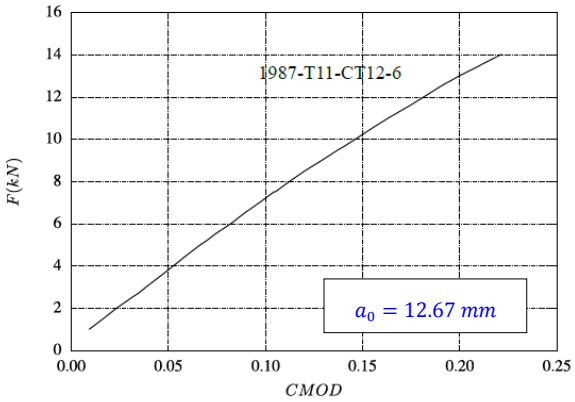


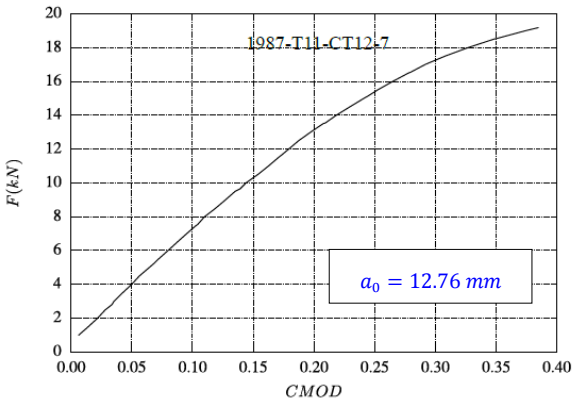


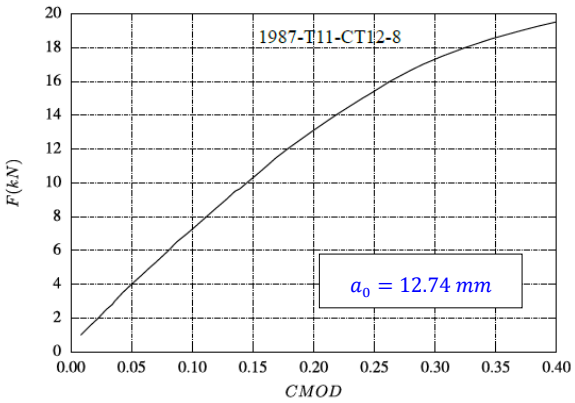


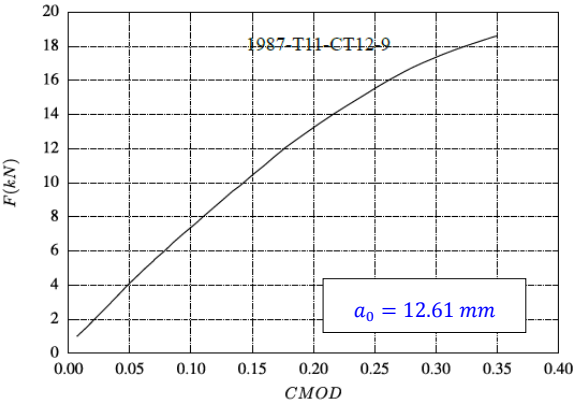
$-100°C$

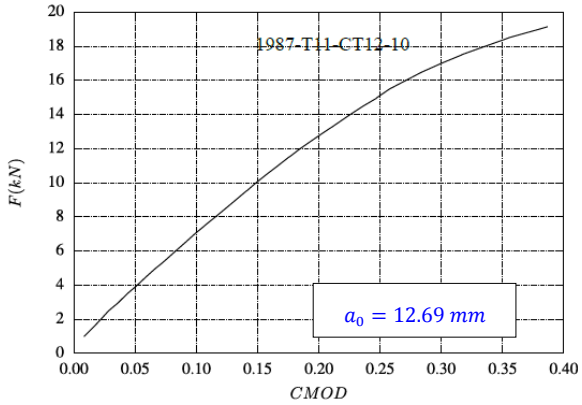

1987-T11-CT12-5
$a_0 = 12.63\ mm$
F(kN)
CMOD


1987-T11-CT12-6
$a_0 = 12.67\ mm$
F(kN)
CMOD

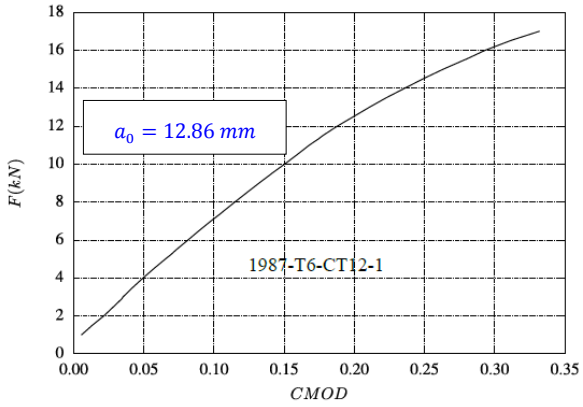

1987-T11-CT12-7
$a_0 = 12.76\ mm$
F(kN)
CMOD

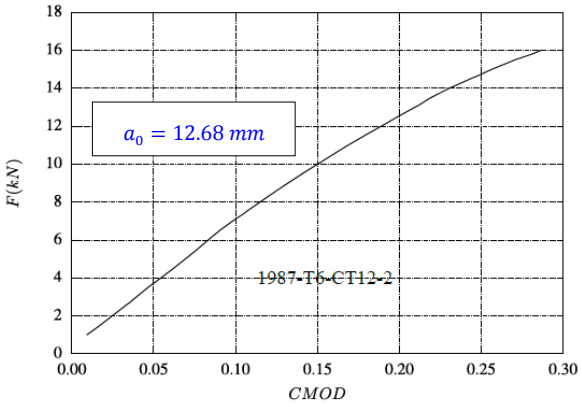

1987-T11-CT12-8
$a_0 = 12.74\ mm$
F(kN)
CMOD

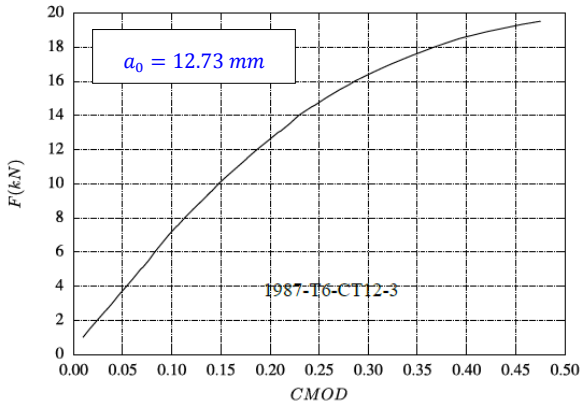

1987-T11-CT12-9
$a_0 = 12.61\ mm$
F(kN)
CMOD

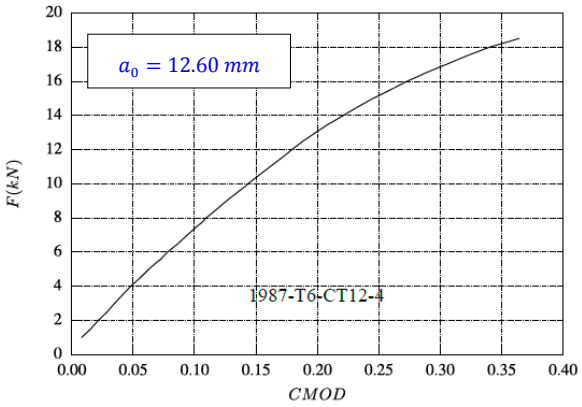

1987-T11-CT12-10
$a_0 = 12.69\ mm$
F(kN)
CMOD

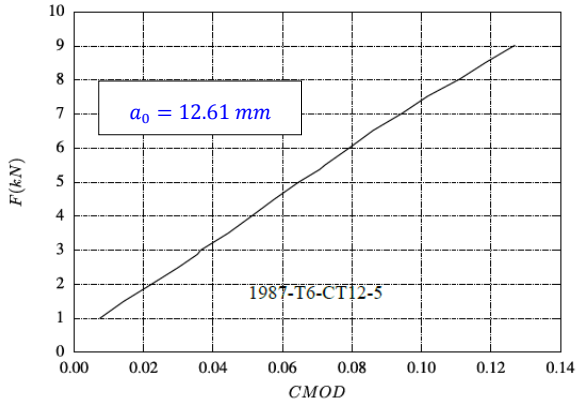
$-100°C$

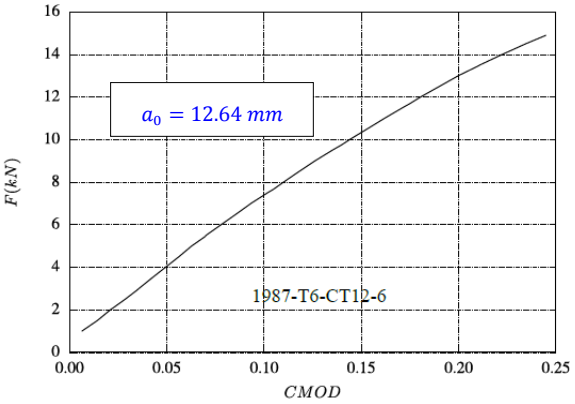

$a_0 = 12.86\ mm$
1987-T6-CT12-1
F(kN)
CMOD

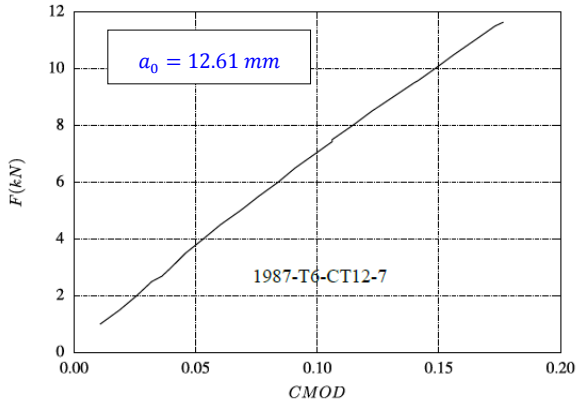

$a_0 = 12.68\ mm$
1987-T6-CT12-2
F(kN)
CMOD

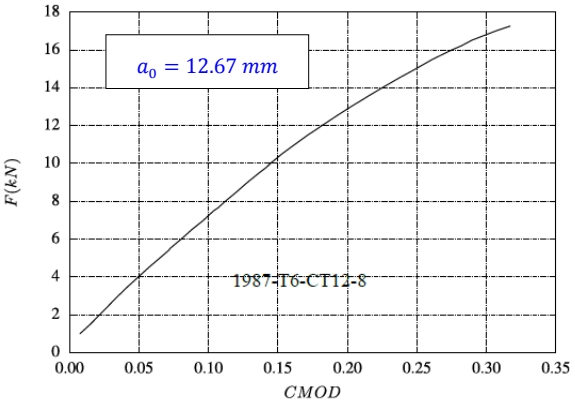

$a_0 = 12.73\ mm$
1987-T6-CT12-3
F(kN)
CMOD


$a_0 = 12.60\ mm$
1987-T6-CT12-4
F(kN)
CMOD


$a_0 = 12.61\ mm$
1987-T6-CT12-5
F(kN)
CMOD


$a_0 = 12.64\ mm$
1987-T6-CT12-6
F(kN)
CMOD


$a_0 = 12.61\ mm$
1987-T6-CT12-7
F(kN)
CMOD

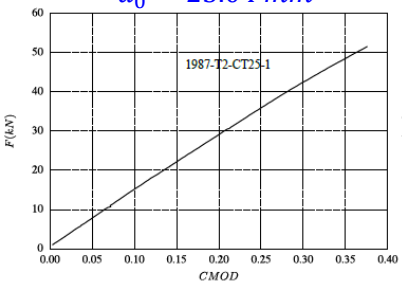

$a_0 = 12.67\ mm$
1987-T6-CT12-8
F(kN)
CMOD

B.4.3.2 $CT25$

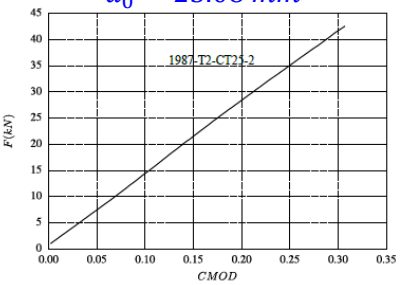
$-100°C$

- ***PEX* 1987**

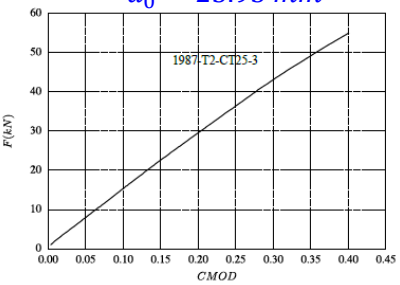
$a_0 = 25.04\ mm$



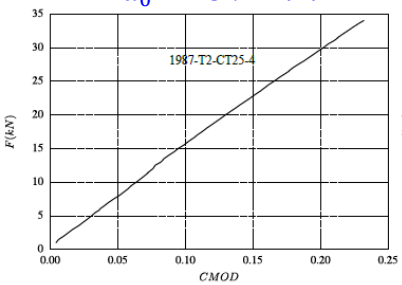
$a_0 = 25.08\ mm$



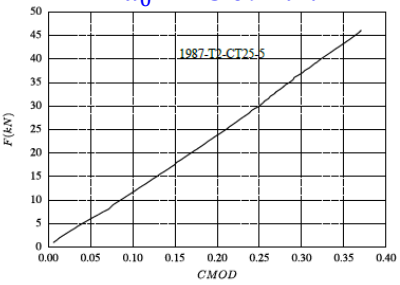
$a_0 = 25.93\ mm$



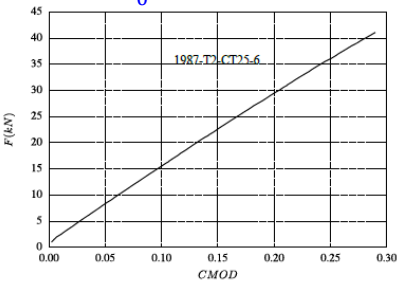
$a_0 = 25.97\ mm$



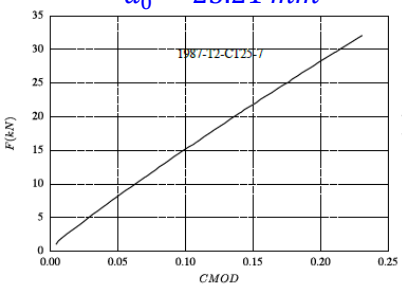
$a_0 = 25.09\ mm$



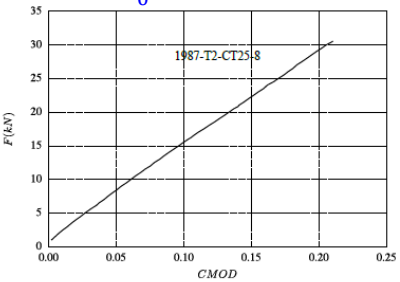
$a_0 = 25.85\ mm$



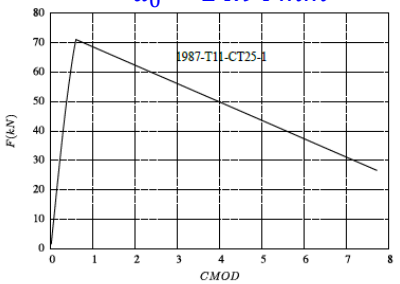
$a_0 = 25.21\ mm$



$a_0 = 25.06\ mm$

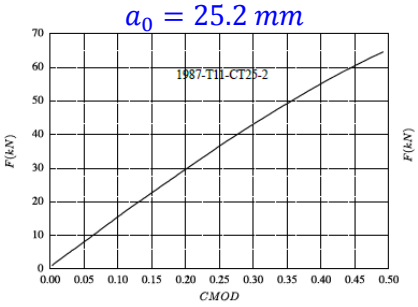


$a_0 = 24.94\ mm$

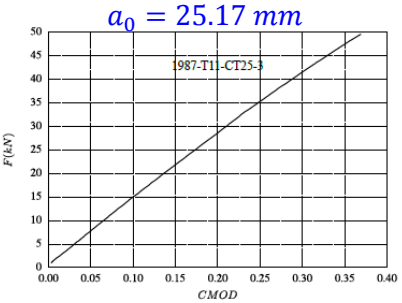


$-100°C$

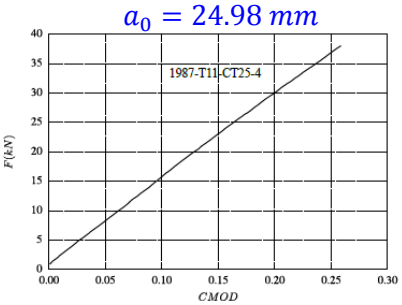
$a_0 = 25.2\ mm$



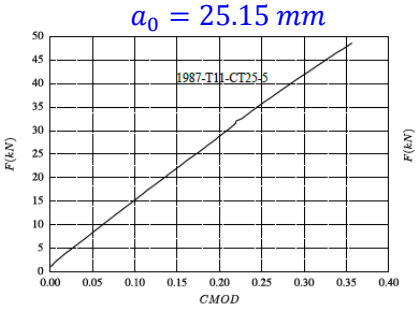
$a_0 = 25.17\ mm$



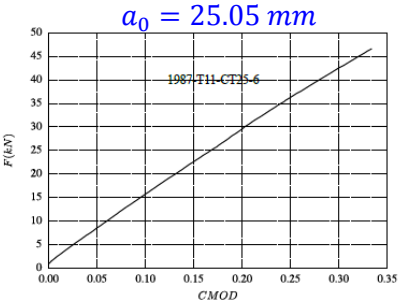
$a_0 = 24.98\ mm$



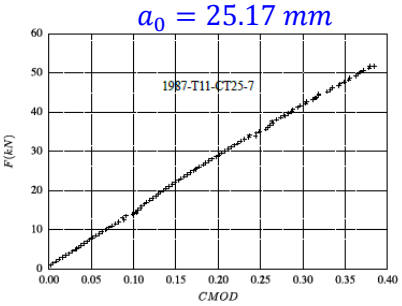
$a_0 = 25.15\ mm$



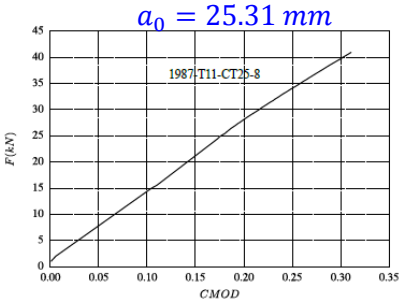
$a_0 = 25.05\ mm$



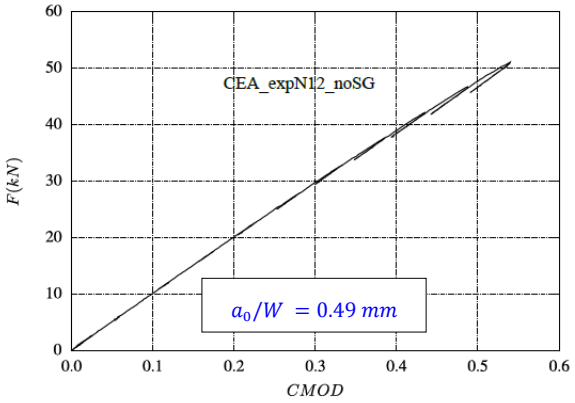
$a_0 = 25.17\ mm$

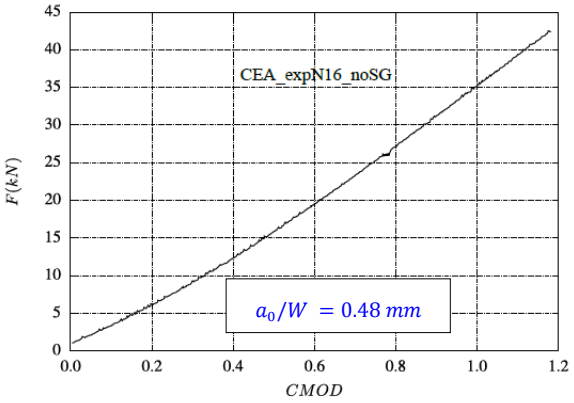


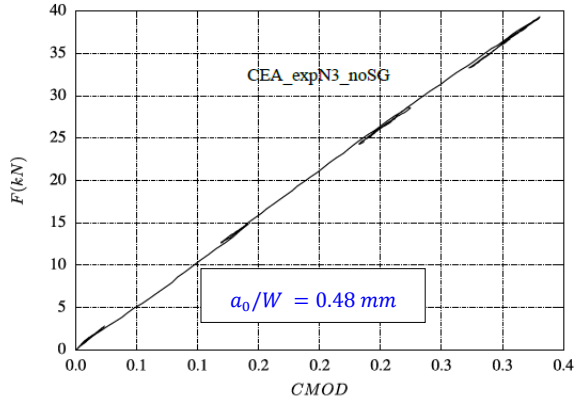
$a_0 = 25.31\ mm$

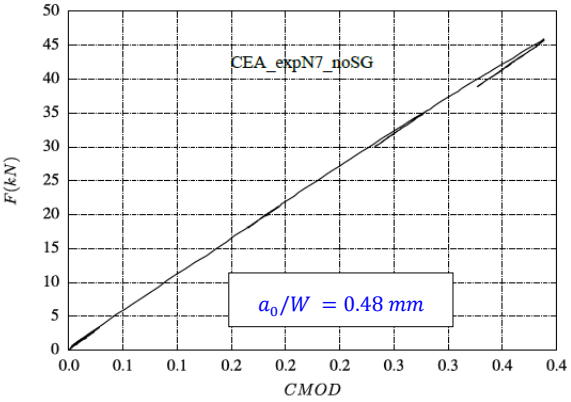


- ***CEA***





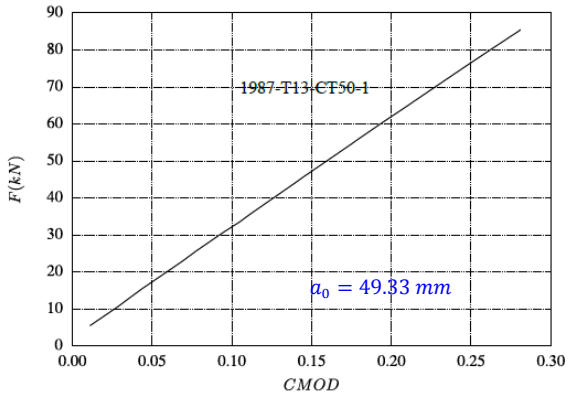


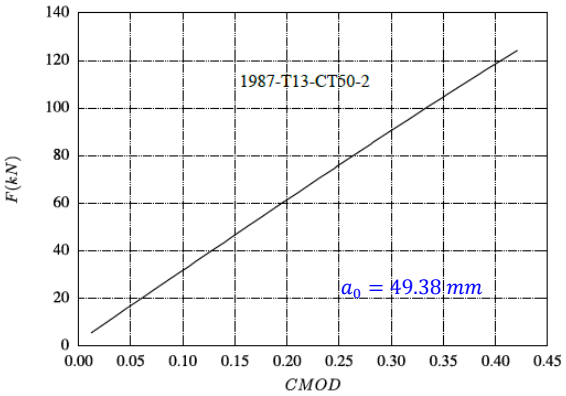


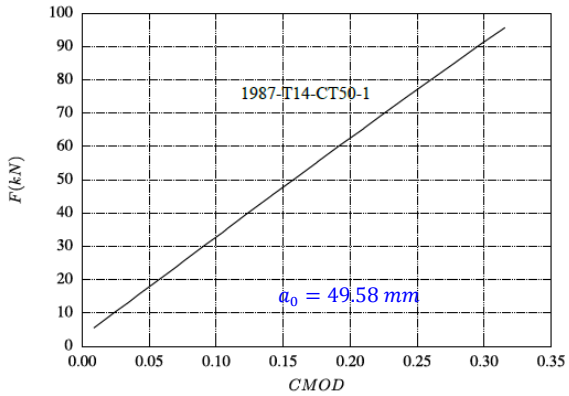
B.4.3.3 $CT50$

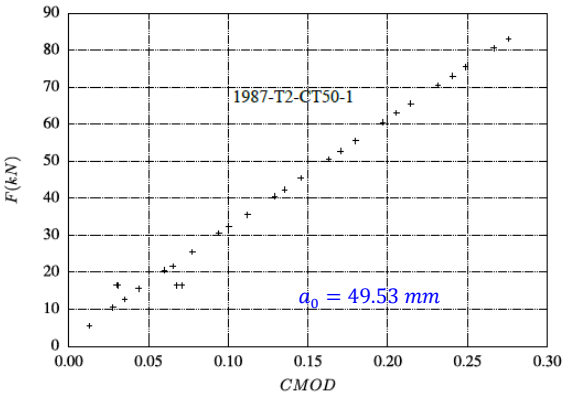
$-100°C$

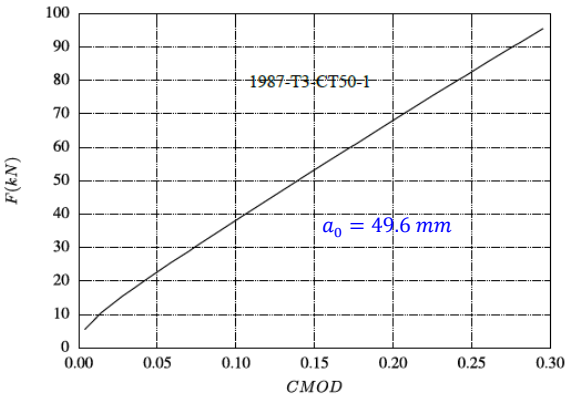
- ***PEX* 1987**

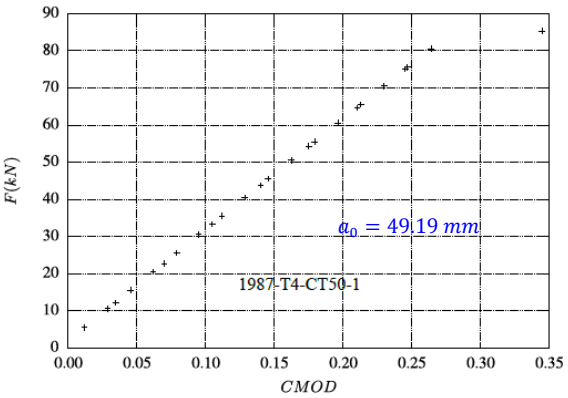


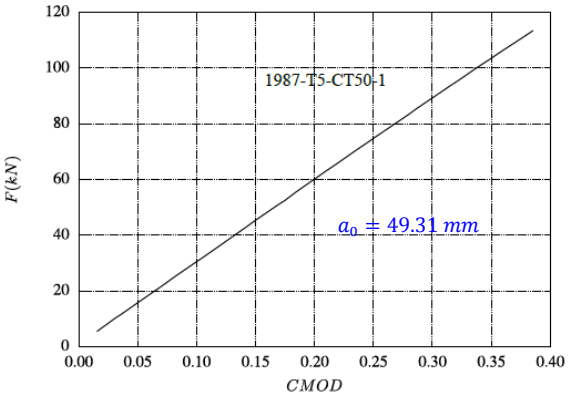


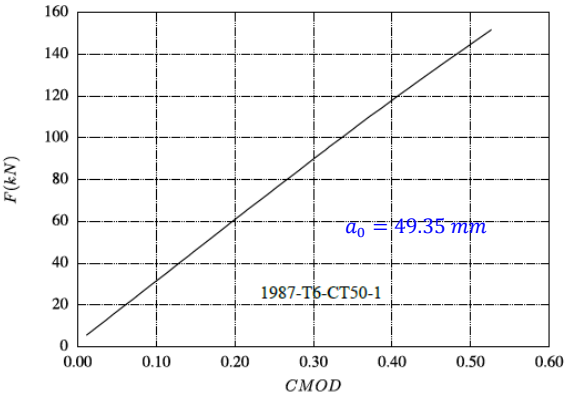










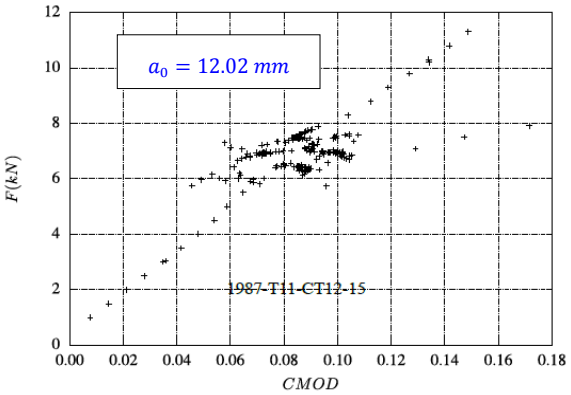


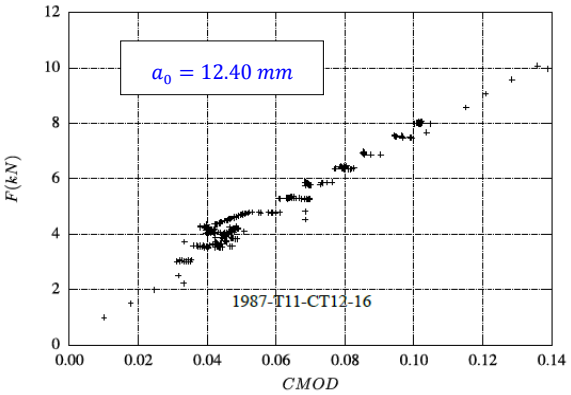
B.4.4 CT à -150°C

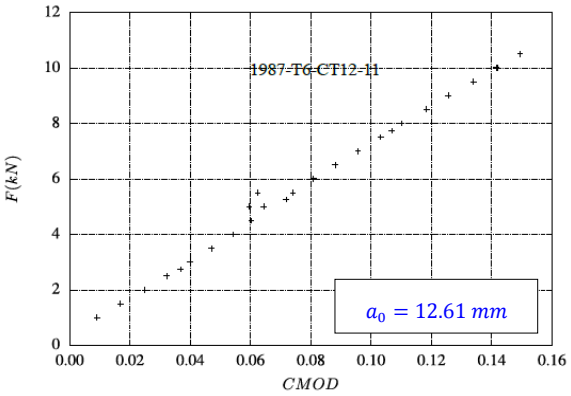
B.4.4.1 $CT12.5$

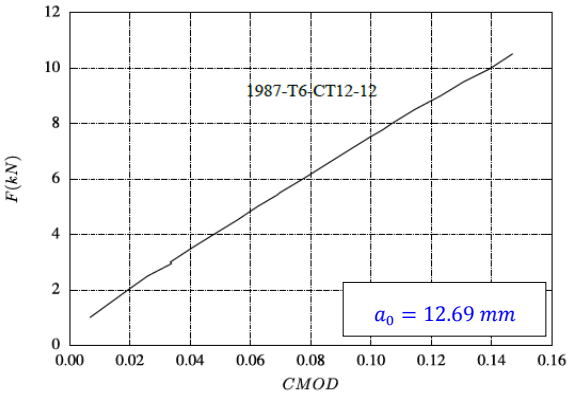
$-150°C$

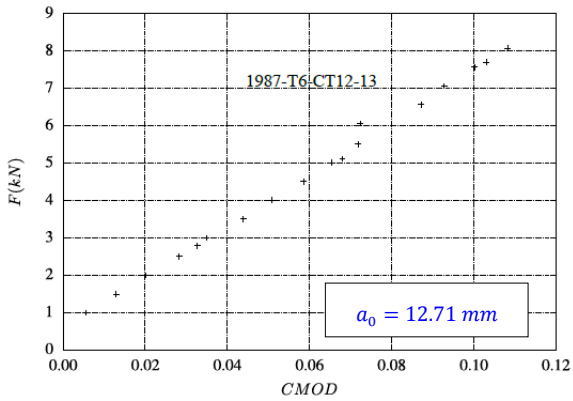
- ***PEX* 1987**

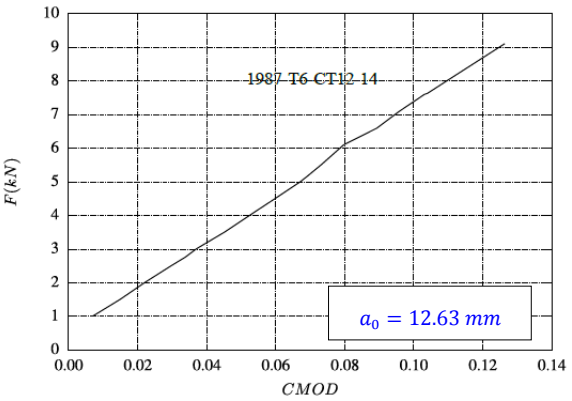


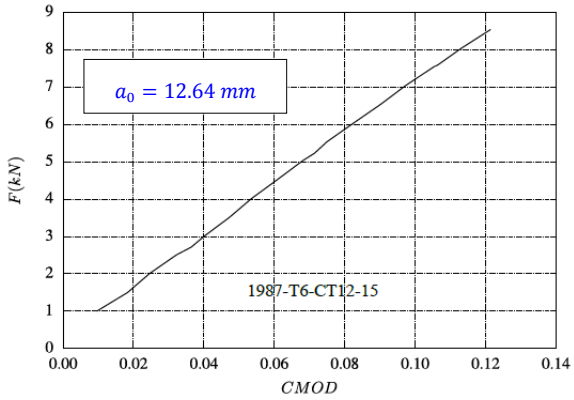


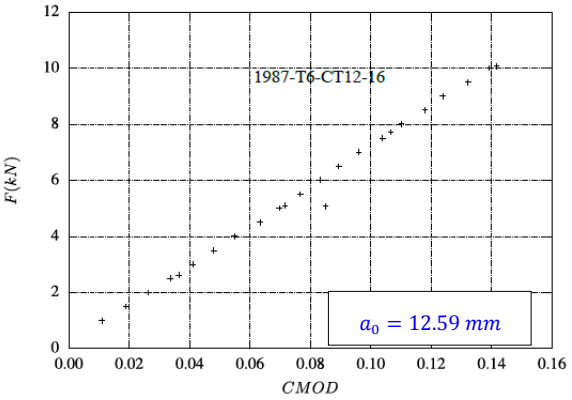












B.5 Dépouillement des essais $SENT$

B.5.1 Procédure de dépouillement

Dans cette partie on présente la procédure suivie dans le dépouillement des essais $SENT$. On utilise les courbes $Force - CMOD$ pour calculer les grandeurs $J_e, J_p, J_t, \Delta a$ à l'aide des formules suivantes :

$$J_t^{(k)} = J_e^{(k)} + J_p^{(k)} \tag{B.1}$$

$$J_e^{(k)} = \frac{K_{(k)}^2 (1-\nu^2)}{E};\ K_{(k)} = \frac{P_{(k)}}{\sqrt{BB_nW}} \zeta\left(\frac{a_{(k)}}{W}\right) \tag{B.2}$$

$$\zeta\left(\frac{a}{W}\right) = 0.2832 + 3.8497\left(\frac{a}{W}\right) - 1.4885\left(\frac{a}{W}\right)^2 + 4.1716\left(\frac{a}{W}\right)^3 + 9.9094\left(\frac{a}{W}\right)^4 - 7.4188\left(\frac{a}{W}\right)^5$$

$$J_p^{(k)} = \left[J_p^{(k-1)} + \left(\frac{\eta_{(k-1)}}{b_{(k-1)}}\right)\left(\frac{A_{pl(k)} - A_{pl(k-1)}}{B_N}\right)\right]\left[1 - \gamma_{(k-1)}\left(\frac{a_{(k)} - a_{(k-1)}}{b_{(k-1)}}\right)\right] \tag{B.3}$$

$$b_{(k)} = W - a_{(k)};\ \eta_{(k)} = \eta\left(\frac{a_{(k)}}{W}\right);\ \gamma_{(k)} = \gamma\left(\frac{a_{(k)}}{W}\right);\ B_N = 0.9B \tag{B.4}$$

$A_{pl(k)}$ est l'air sous la courbe $Force - CMOD_{pl}$ à la décharge partielle numéro k. η et γ sont des fonctions adimensionnelles de a/W qu'on évalue dans le paragraphe suivant.

Calcul de η, γ

Le facteur η permet de calculer le J_p selon la formule suivante : $J_p = \frac{\eta A_p}{B_n b}$ Avec $b = W - a$, B_N est l'épaisseur du ligament restant après la création des entailles latérales. Le paramètre η dépend principalement de l'écrouissage du matériau et de a/W. Ce paramètre est donné par la formule suivante identifiée dans (Cravero and Ruggieri, 2007). Finalement, on déduit la fonction γ à l'aide de la formule ((B.6)) :

$$\eta = 1.0398 - 0.6870\ (a/W) \tag{B.5}$$

$$\gamma = -1 + \eta - \left(\frac{b}{W}\frac{\eta'}{\eta}\right);\ \eta' = W\frac{d\eta}{da} \tag{B.6}$$

Calcul de Complaisance :

Les décharges partielles effectuées lors des essais permettent de calculer la taille de la fissure $a_{(i)}$ pendant la décharge numéro (i). La taille de la fissure affecte la rigidité de l'éprouvette. On peut alors lier la complaisance déduite des pentes de décharges avec la longueur de la fissure. On s'appuie sur un calcul élément fini élastique linéaire pour déduire la relation $C - a/W$ (Figure 117) :

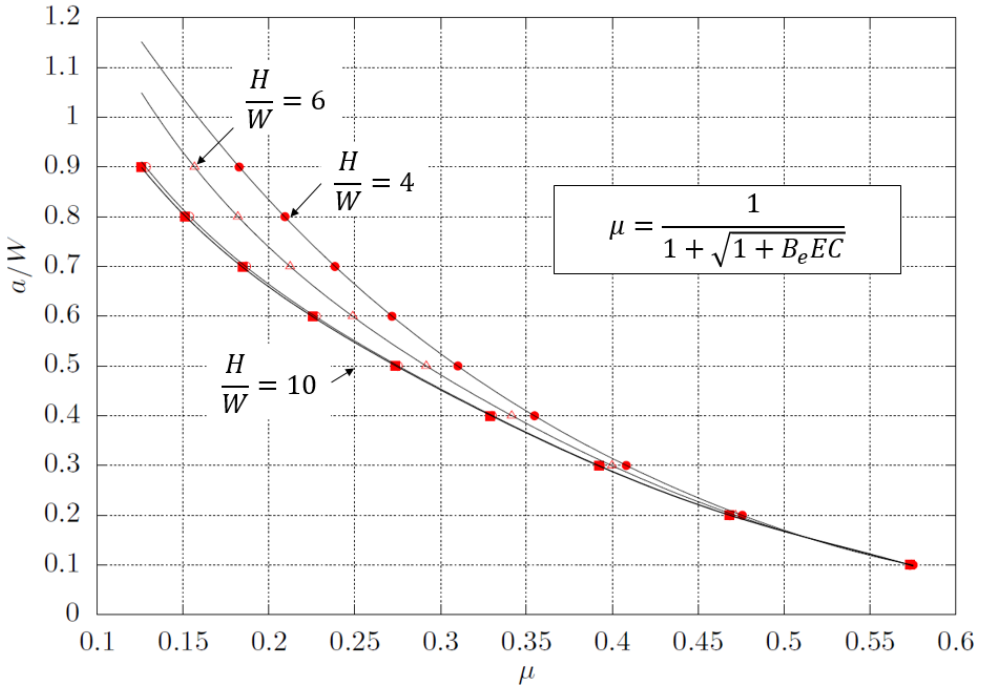


Figure 117 : Corrélation entre la longueur de fissure et la complaisance normalisée μ

Avec μ la complaisance normalisée exprimée par la formule :

$$\mu = \frac{1}{1+\sqrt{1+B_e EC}} \tag{B.7}$$

$B_e = B - (B - B_N)^2/B$ L'épaisseur effective de l'éprouvette, E le module de Young et C la complaisance lors d'une décharge élastique de l'éprouvette calculée par : $C = \frac{\Delta Ouverture}{\Delta Force}$.

A l'aide d'un lissage polynomiale on déduit les relations qui lient a/W avec μ :

$$\frac{H}{W} = 4 \; ; \; \frac{a}{W} = 1.9093 - 7.20768\mu + 9.59212\mu^2 + 0.501055\mu^3 - 16.3092\mu^4 + 13.5465\mu^5$$

$$\frac{H}{W} = 6 \; ; \; \frac{a}{W} = 2.2347 - 15.0775\mu + 60.5327\mu^2 - 145.16\mu^3 + 179.812\mu^4 - 88.1229\mu^5$$

$$\boxed{\frac{H}{W} = 10 \; ; \; \frac{a}{W} = 1.9192 - 13.7896\mu + 62.9883\mu^2 - 168.142\mu^3 + 225.547\mu^4 - 117.847\mu^5}$$

Calcul de facteurs de correction de rotation F_k :

La méthode de complaisance qu'on a détaillée ci-dessus est basée sur une corrélation $a/W - \mu$ déduite d'un calcul élastique linéaire. En réalité, une fissure qui s'émousse en plasticité aura un effet sur la complaisance. La simulation d'une éprouvette *SENT* fissurée en plasticité permet de montrer que pour une taille de fissure initiale fixée, la pente des décharges n'est pas constante en fonction du chargement (Figure 118). La rigidité de l'éprouvette varie à cause de l'émoussement sans que la fissure se soit réellement propagée lors de la simulation :

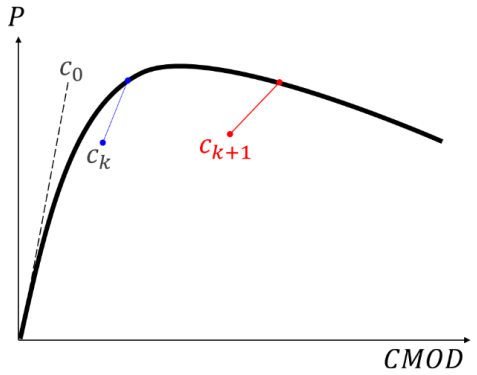


Figure 118 : Illustration des pentes simulées d'une éprouvette $SENT$

Pour corriger cet effet, la complaisance expérimentale C_k calculée à la décharge numéro k est corrigée par une fonction $F(a_0, P_k)$ qui dépend du niveau de la force atteint P_k . On peut écrire :

$$C_k^{corr} = F(a_0, P_k).C_k$$

Le facteur F est déduit de la simulation des décharges partielles sur une éprouvette *SENT* qui contient une fissure de taille a_0 en considérant un comportement élastoplastique. A partir de c_0, c_k qui sont respectivement la complaisance initiale et celle de la $k^{ème}$ décharge simulée on peut écrite :

$$F_k = \frac{c_0}{c_k} \tag{B.8}$$

Un lissage polynomial permet d'écrire la fonction F tel que :

$$F(a_0, P) = f_0 + f_1\left(\frac{P}{P_l}\right) + f_2\left(\frac{P}{P_l}\right)^2 + f_3\left(\frac{P}{P_l}\right)^3 + f_4\left(\frac{P}{P_l}\right)^4 \tag{B.9}$$

$$P_l = B_N(W - a_0)\frac{(R_m - R_{p0.2})}{2} \tag{B.10}$$

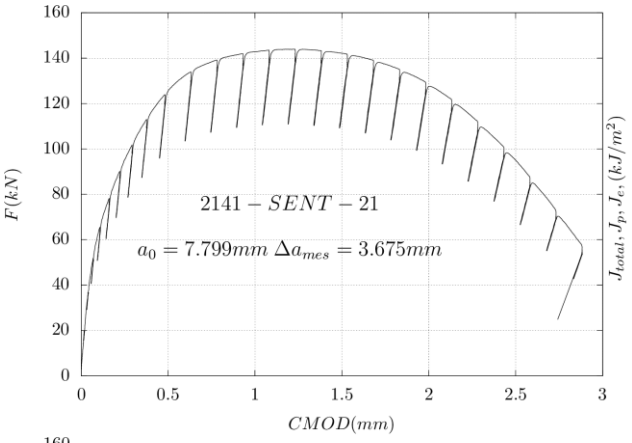
On résume dans le tableau ci-dessous (Tableau 24) les différents facteurs (f) en fonction de a_0 simulée.

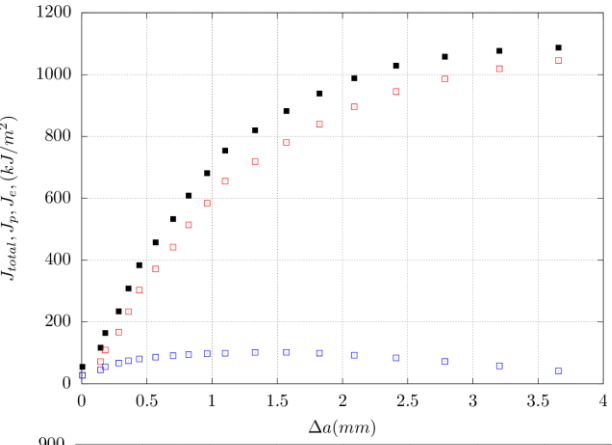
$-20°C$	$a_0 = 0.3$	$a_0 = 0.5$	$a_0 = 0.7$
f_0	1.0062	0.9946	1.0014
f_1	-0.0136	0.0105	-0.0058
f_2	0.0100	-0.0019	0.0092
f_3	-0.0023	0.0005	-0.0021
f_4	0.0002	0.	0.0002

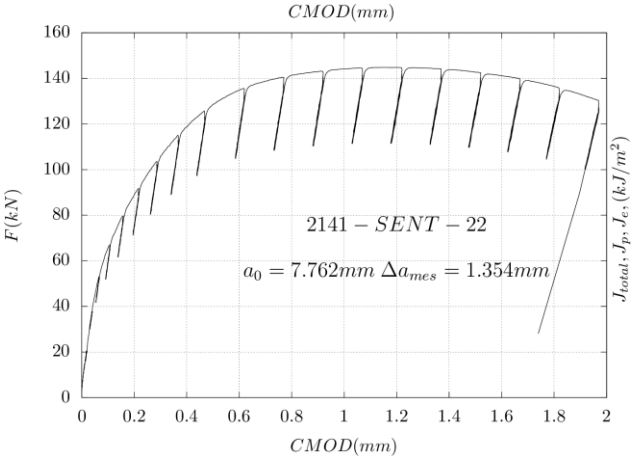
Tableau 24 : Les coefficients de corrélations du facteur de correction F

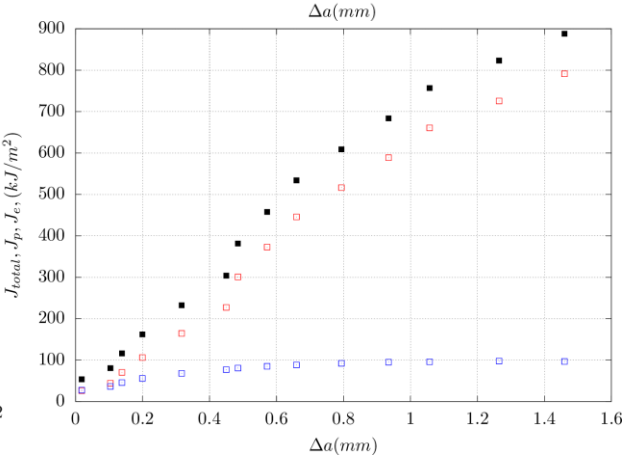
B.5.2 SENT à-20°C

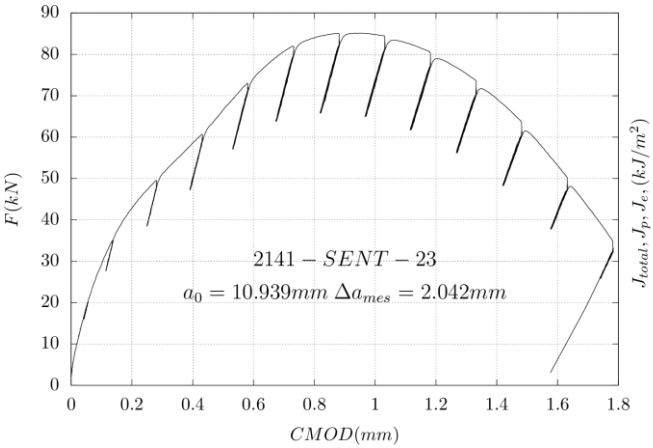
$J_t -$ $J_e -$ $J_p -$ **$-20°C$**

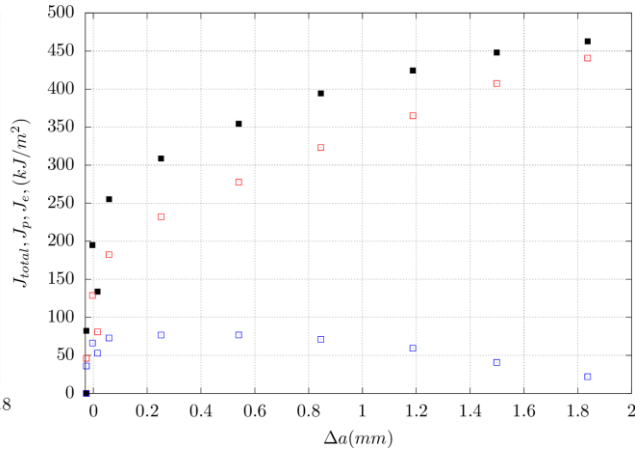


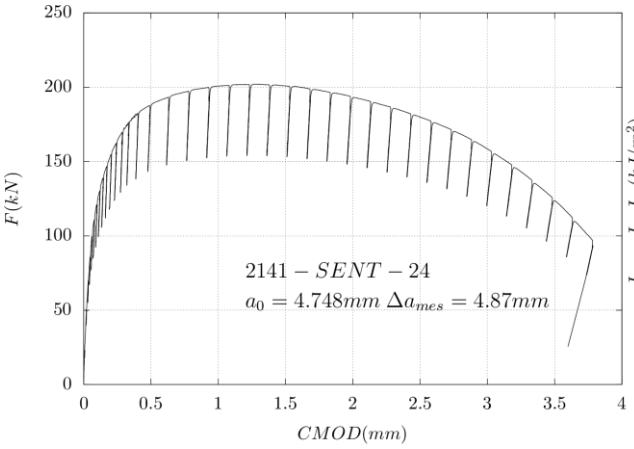


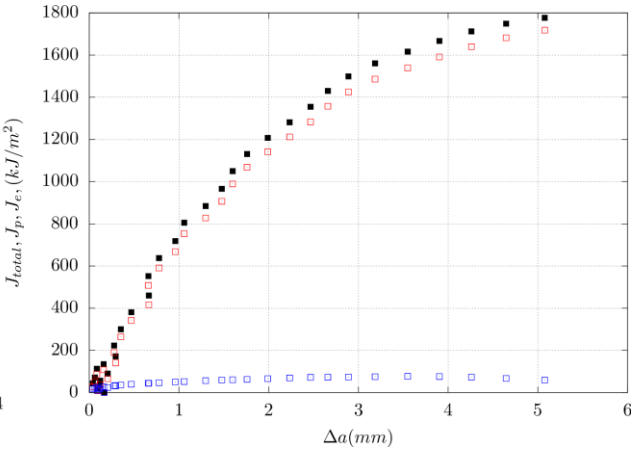






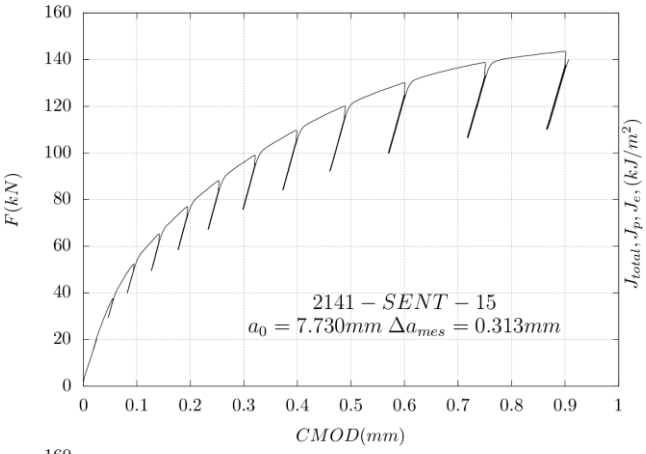


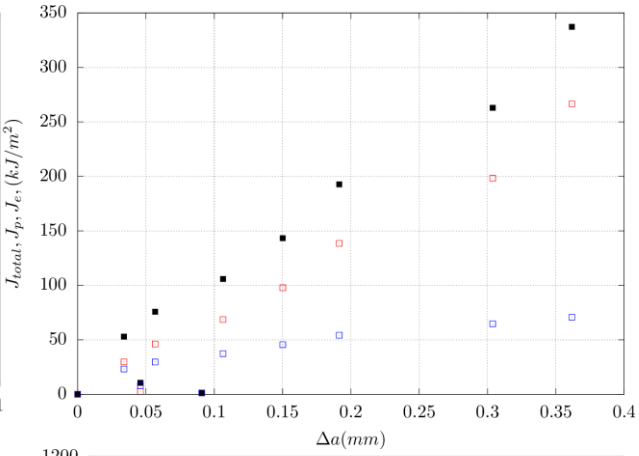


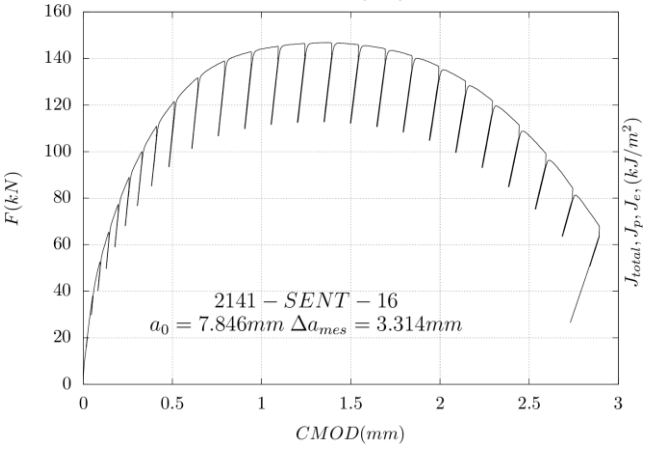


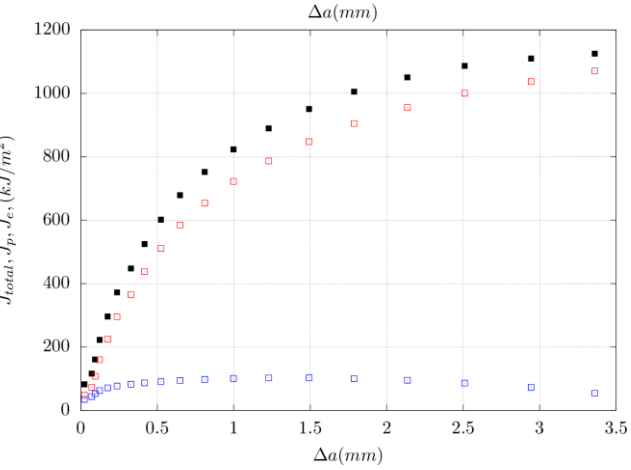
B.5.3 SENT à-50°C

$J_e -$ $J_p -$ $J_t -$

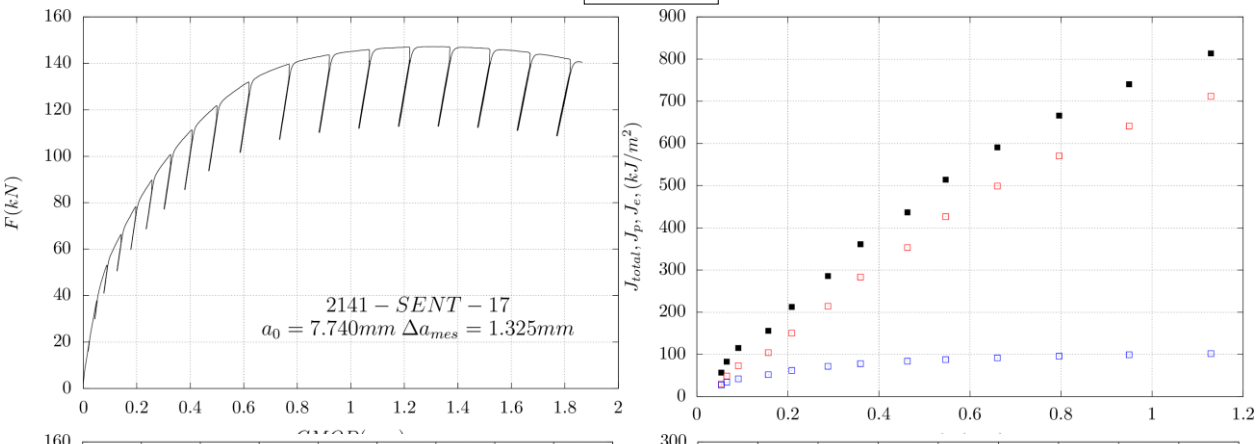


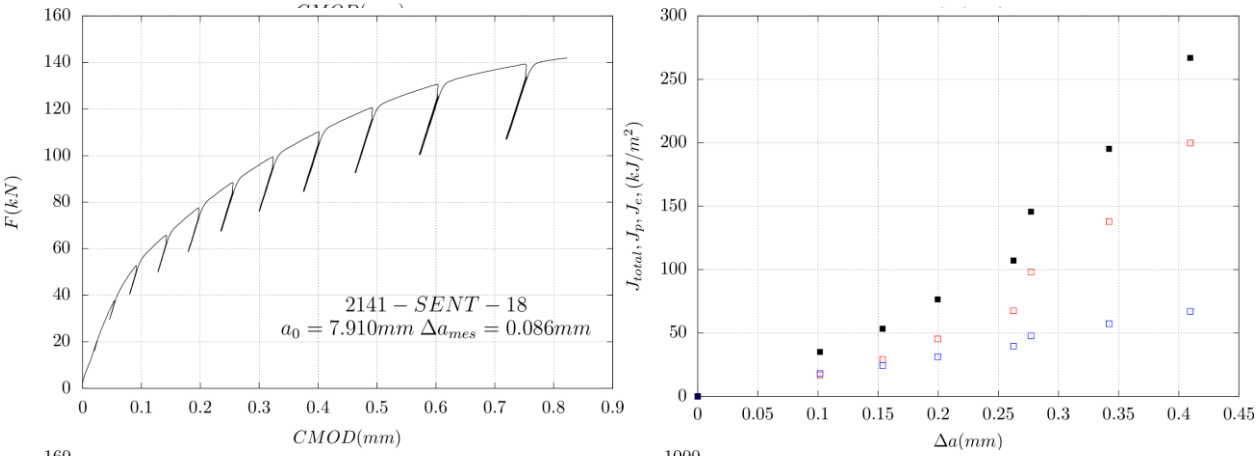


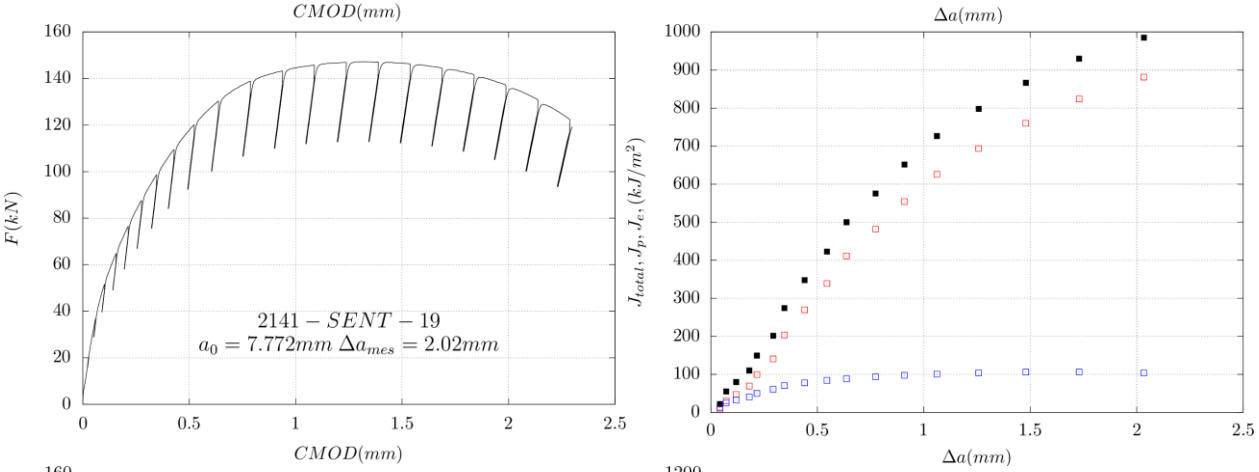


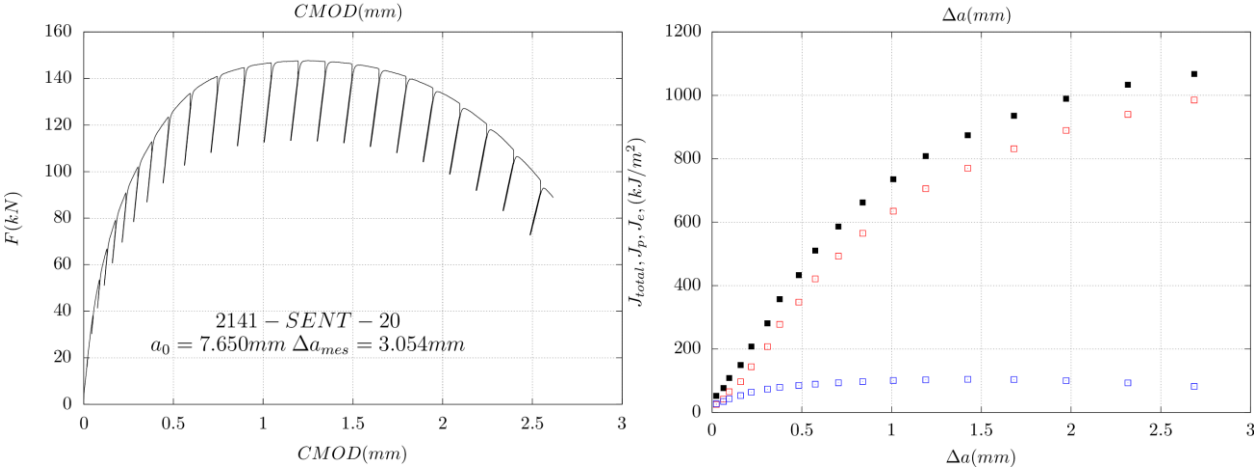


$-50°C$

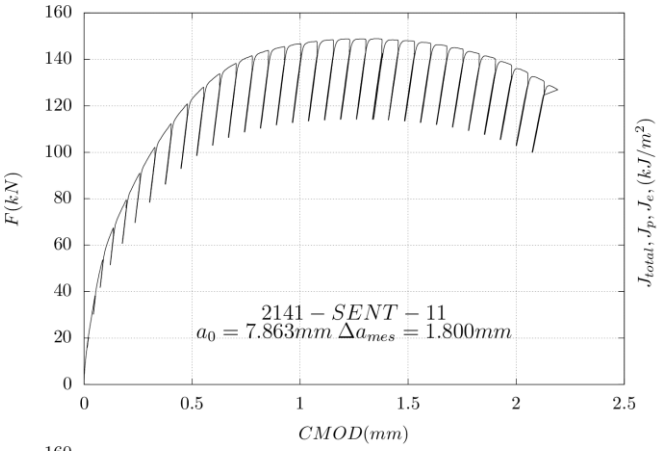

$F(kN)$
$2141 - SENT - 17$
$a_0 = 7.740mm\ \Delta a_{mes} = 1.325mm$
$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$

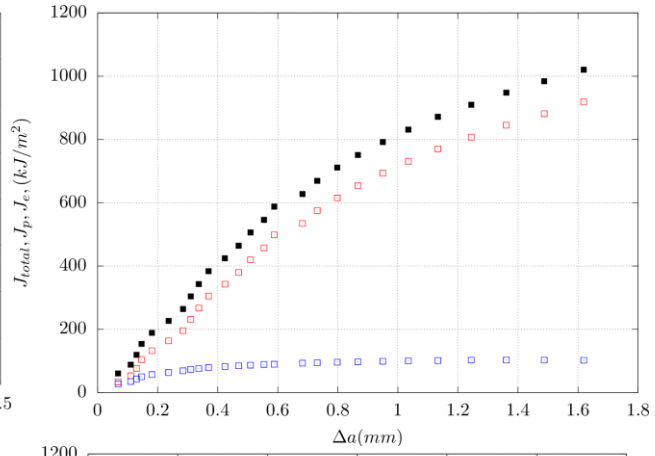

$F(kN)$
$2141 - SENT - 18$
$a_0 = 7.910mm\ \Delta a_{mes} = 0.086mm$
$CMOD(mm)$
$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

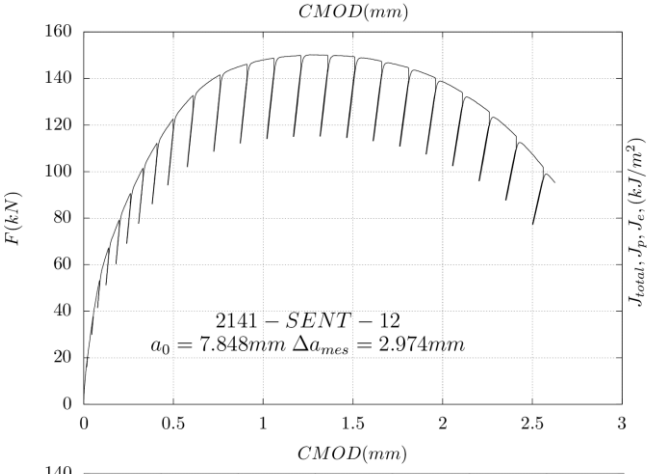

$F(kN)$
$2141 - SENT - 19$
$a_0 = 7.772mm\ \Delta a_{mes} = 2.02mm$
$CMOD(mm)$
$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

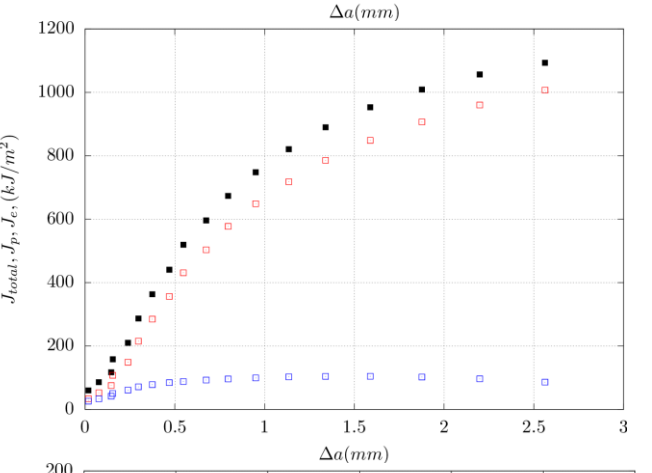

$F(kN)$
$2141 - SENT - 20$
$a_0 = 7.650mm\ \Delta a_{mes} = 3.054mm$
$CMOD(mm)$
$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

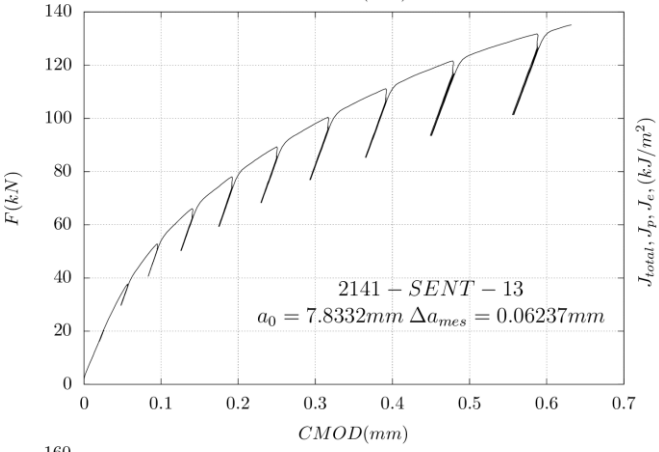
$-50°C$

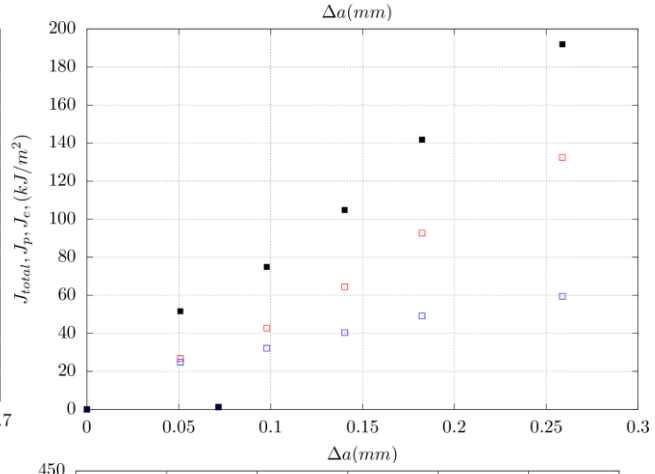

$F(kN)$
$CMOD(mm)$
$2141 - SENT - 11$
$a_0 = 7.863mm\ \Delta a_{mes} = 1.800mm$

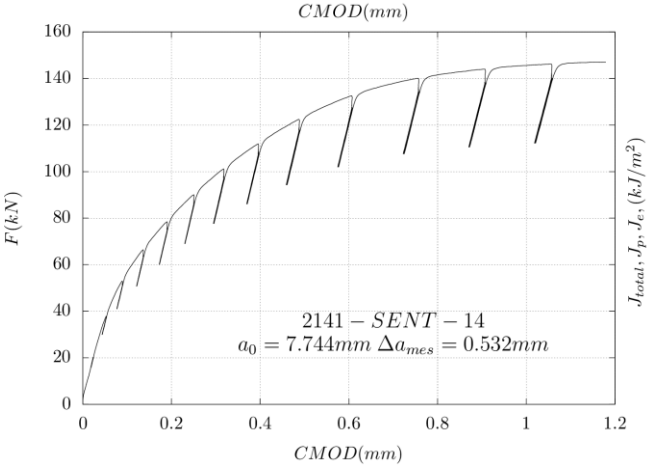

$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

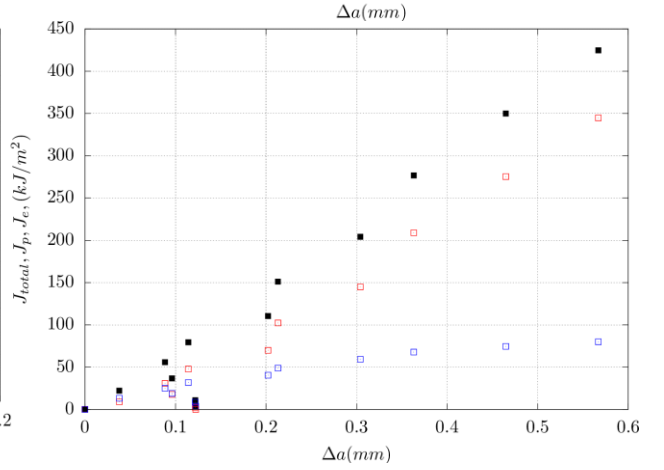

$F(kN)$
$CMOD(mm)$
$2141 - SENT - 12$
$a_0 = 7.848mm\ \Delta a_{mes} = 2.974mm$


$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$


$F(kN)$
$CMOD(mm)$
$2141 - SENT - 13$
$a_0 = 7.8332mm\ \Delta a_{mes} = 0.06237mm$

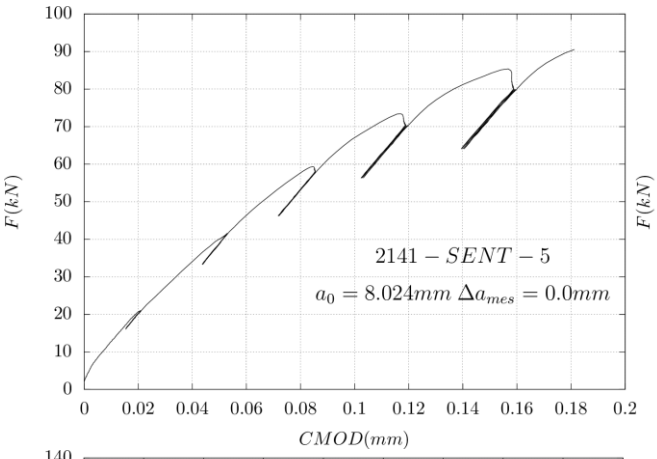

$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

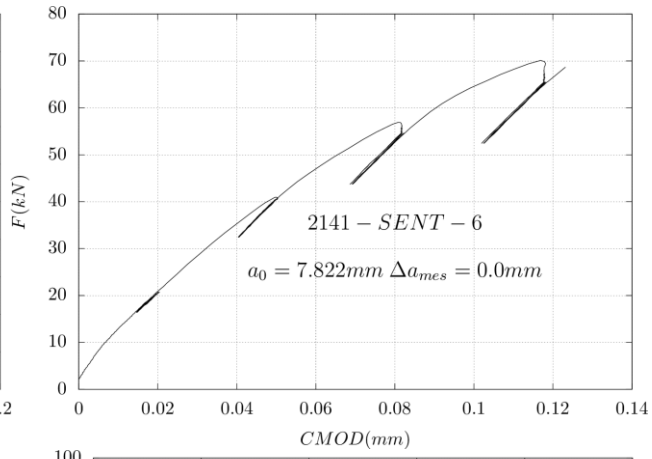

$F(kN)$
$CMOD(mm)$
$2141 - SENT - 14$
$a_0 = 7.744mm\ \Delta a_{mes} = 0.532mm$

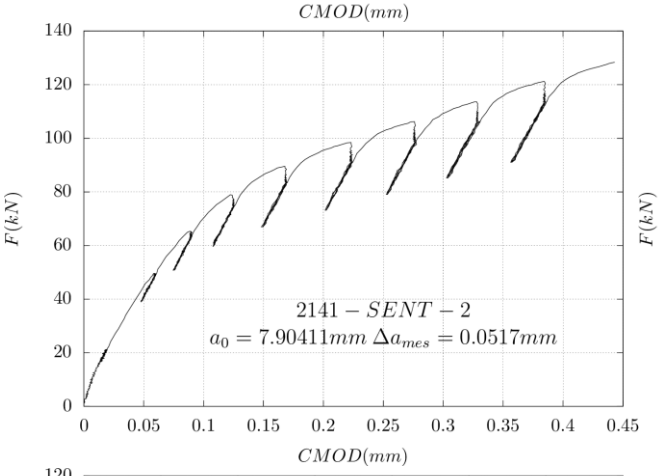

$J_{total}, J_p, J_e, (kJ/m^2)$
$\Delta a(mm)$

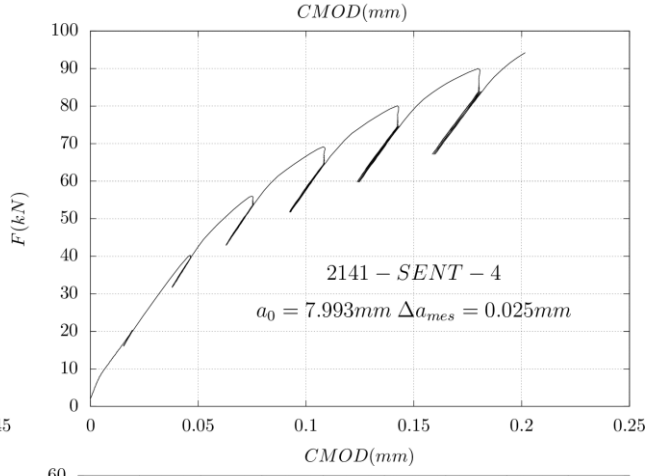
B.5.4 SENT à-100°C

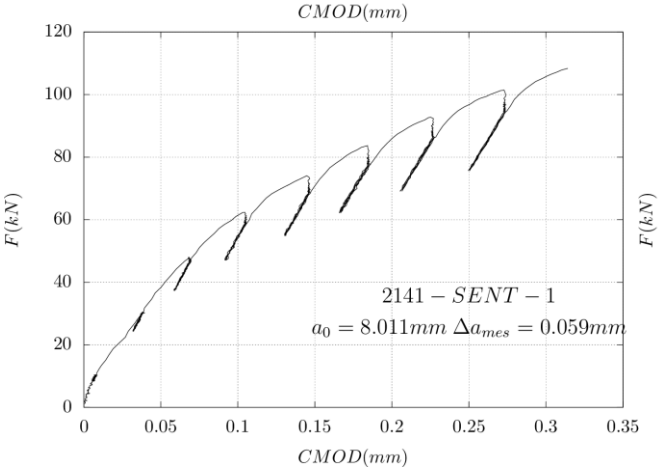
$-100°C$

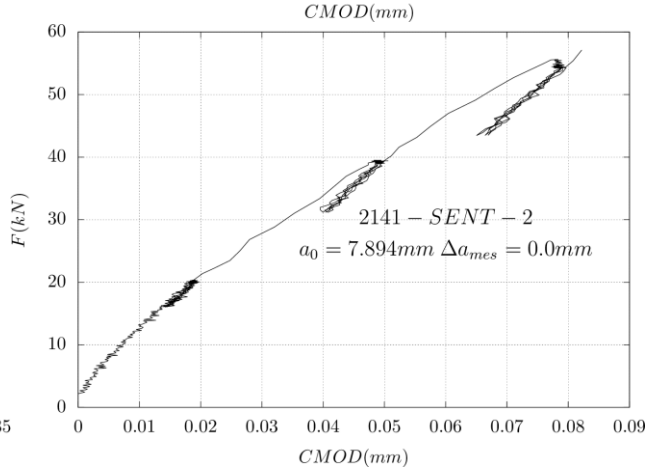




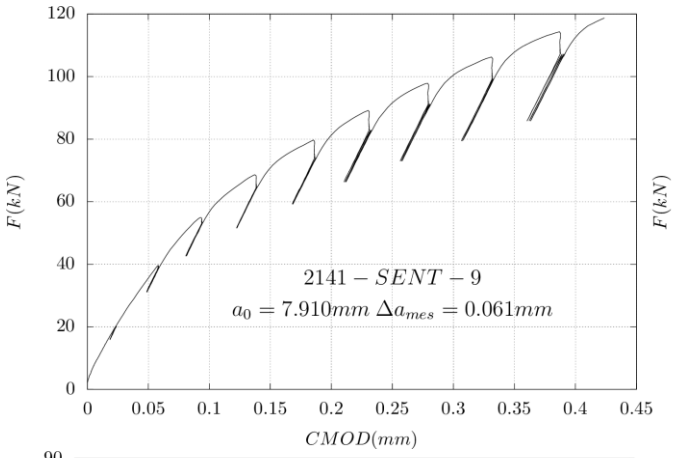


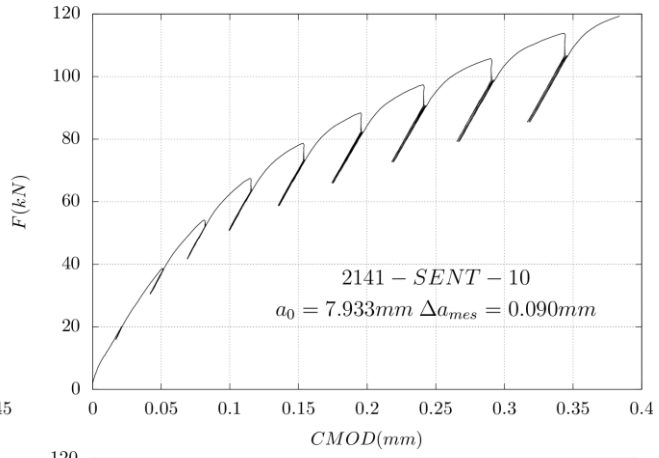


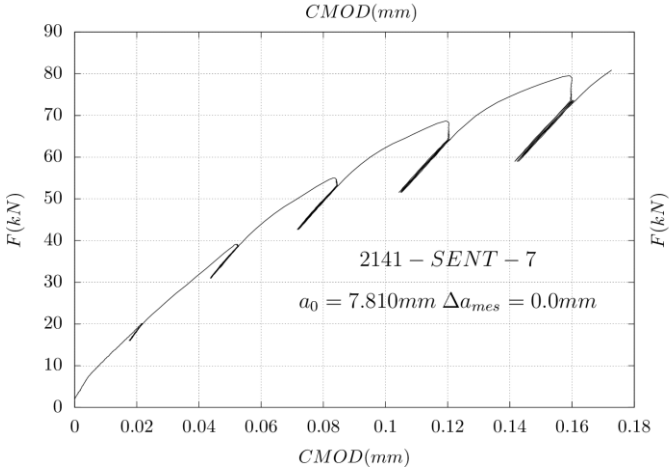


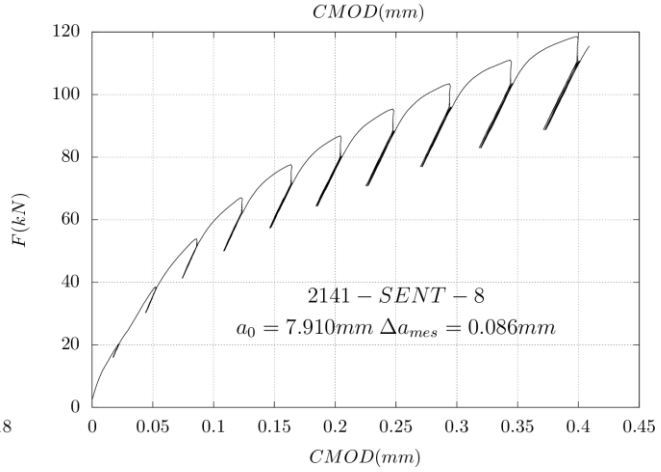


$-100°C$


$2141 - SENT - 9$
$a_0 = 7.910mm\ \Delta a_{mes} = 0.061mm$
$F(kN)$
$CMOD(mm)$


$2141 - SENT - 10$
$a_0 = 7.933mm\ \Delta a_{mes} = 0.090mm$
$F(kN)$
$CMOD(mm)$


$2141 - SENT - 7$
$a_0 = 7.810mm\ \Delta a_{mes} = 0.0mm$
$F(kN)$
$CMOD(mm)$


$2141 - SENT - 8$
$a_0 = 7.910mm\ \Delta a_{mes} = 0.086mm$
$F(kN)$
$CMOD(mm)$

B.6 Ténacités des éprouvettes CT et $SENT$

On définit la ténacité des éprouvettes rompues en fragile (notée K_{JC}) à partir de la valeur de J_t finale mesurée i.e. à $\Delta a = \Delta a_{final\ mesuré}$. On a alors :

$$K_{JC} = \sqrt{\frac{E}{1-\nu^2} J_t} \qquad \text{(B.11)}$$

Dans le tableau ci-dessous on présentera les résultats expérimentaux des éprouvettes CT et $SENT$

$-150°C$					
$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$a_0(mm)$	$B = B_n(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature du faciès	$K_{JC}\left(MPa\sqrt{m}\right)$
1987-T11-CT12-13	12,640	12,517	0	Faciès entièrement de clivage	32
1987-T11-CT12-16	12,400	12,528	0		35
1987-T6-CT12-13	12,710	12,518	0		40
1987-T6-CT12-15	12,640	12,524	0		43
1987-T6-CT12-14	12,630	12,518	0		45
1987-T11-CT12-11	12,550	12,225	0		46
1987-T11-CT12-12	12,690	12,216	0		47
1987-T6-CT12-16	12,590	12,514	0		50
1987-T11-CT12-14	12,390	12,524	0		51
1987-T6-CT12-11	12,610	12,528	0		52.6
1987-T6-CT12-12	12,690	12,528	0		53.3
1987-T11-CT12-15	12,020	12,522	0		66
$-100°C$					
$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$a_0(mm)$	$B = B_n(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}\left(MPa\sqrt{m}\right)$
1987-T11-CT12-10	12,690	12,519	0	Faciès entièrement de clivage	114.1
1987-T11-CT12-1	12,610	12,517	0		74.9
1987-T11-CT12-2	12,640	12,519	0		127
1987-T11-CT12-3	12,590	12,521	0		54
1987-T11-CT12-4	12,640	12,523	0		106
1987-T11-CT12-5	12,630	12,517	0		118

1987-T11-CT12-6	12,670	12,524	0		75.4
1987-T11-CT12-7	12,760	12,525	0		121
1987-T11-CT12-8	12,740	12,523	0		120
1987-T11-CT12-9	12,610	12,521	0		114.2
1987-T6-CT12-10	12,610	12,520	0		97
1987-T6-CT12-1	12,860	12,522	0		107
1987-T6-CT12-2	12,680	12,518	0		94
1987-T6-CT12-3	12,730	12,526	0		143
1987-T6-CT12-4	12,600	12,517	0		117
1987-T6-CT12-5	12,610	12,524	0		45
1987-T6-CT12-6	12,640	12,158	0		84
1987-T6-CT12-7	12,610	12,526	0		60
1987-T6-CT12-8	12,670	12,524	0		104
1987-T6-CT12-9	12,740	12,524	0		122
$\boldsymbol{CT_{25}}$	$a_0(mm)$	$B = B_n(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$
1987-T11-CT25-1	24,940	25,0958	0		140
1987-T11-CT25-2	25,200	25,1049	0		120
1987-T11-CT25-3	25,170	25,104	0		90
1987-T11-CT25-4	24,980	25,1104	0		65
1987-T11-CT25-5	25,150	25,0994	0		87
1987-T11-CT25-6	25,050	25,1012	0		82.6
1987-T11-CT25-7	25,170	25,1033	0		93
1987-T11-CT25-8	25,310	25,1036	0		27
1987-T2-CT25-1	25,040	25,1138	0		92
1987-T2-CT25-2	25,080	25,1107	0		71.6
1987-T2-CT25-3	24,930	25,0978	0	Faciès entièrement de clivage	98
1987-T2-CT25-4	24,970	25,1067	0		58
1987-T2-CT25-5	25,090	25,1043	0		83.1

1987-T2-CT25-6	24,850	25,1126	0		71.8
1987-T2-CT25-7	25,210	25,1126	0		57
1987-T2-CT25-8	25,060	25,1071	0		53

$\boldsymbol{CT_{50}}$	$a_0(mm)$	$B = B_n(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}\left(MPa\sqrt{m}\right)$
1987-T13-CT50-1	49,330	50,074	0	Faciès entièrement de clivage	52
1987-T13-CT50-2	49,380	50,081	0		76
1987-T14-CT50-1	49,580	50,070	0		58.1
1987-T2-CT50-1	49,530	50,081	0		44
1987-T3-CT50-1	49,600	50,074	0		57.7
1987-T4-CT50-1	49,190	50,075	0		48
1987-T5-CT50-1	49,310	50,069	0		69
1987-T6-CT50-1	49,350	50,072	0		94
$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	$a_0(mm)$	B(mm)	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}\left(MPa\sqrt{m}\right)$
2141_SENT-2	7.894	30.160	0,000	Faciès entièrement de clivage	53
2141_SENT-6	7.822	30.158	0,000		77
2141_SENT-7	7.810	30.231	0,000		93
2141_SENT-5	8.024	30.150	0,000		99
2141_SENT-4	7.993	30.158	0,025	Faciès de clivage + Zone d'étirement	110
2141_SENT-1	8.011	30.158	0,059		147
2141_SENT-10	7.933	30.219	0,090		170
2141_SENT-9	7.910	30.167	0,061		175
2141_SENT-8	7.910	30.172	0,086		176
2141_SENT-3	7.904	30.210	0,052		194
$\boldsymbol{SENT_{0.5}: B_n = 0.9\,B}$					

$-50°C$					
$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$a_0(mm)$	$B(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$
2141-T6-CT12-5	13,450	12,524	0,000	Faciès entièrement de clivage	121
2141-T6-CT12-2	13,518	12,536	0,000		123
2141-T11-CT12-5	13,371	12,542	0,003		144
2141-T11-CT12-2	13,464	12,532	0,047		186
2141-T6-CT12-6	13,455	12,533	0,062	Faciès de clivage + Zone d'étirement	188
2141-T6-CT12-8	13,419	12,538	0,071		205
2141-T11-CT12-11	13,428	12,534	0,083		205
2141-T6-CT12-1	13,522	12,535	0,188	Zone d'étirement + Amorçage ductile + clivage	238
2141-T6-CT12-9	13,448	12,532	0,153		240
2141-T11-CT12-6	13,496	12,529	0,206		266
2141-T11-CT12-12	13,298	12,533	0,295		279
2141-T11-CT12-4	13,559	12,528	0,246		280
2141-T6-CT12-7	13,458	12,518	0,281		281
2141-T6-CT12-3	13,501	12,524	0,292		282
2141-T6-CT12-4	13,472	12,533	0,538		342
2141-T11-CT12-3	13,607	12,532	0,511		361
2141-T6-CT12-10	13,377	12,520	0,735		363
2141-T11-CT12-9	13,515	12,531	0,626		372
2141-T11-CT12-8	13,507	12,531	0,707		377
2141-T11-CT12-7	13,586	12,528	0,636		379
2141-T11-CT12-10	13,584	12,533	1,581		472
$\boldsymbol{CT_{12.5} : B_n = 0.8\ B}$					
$\boldsymbol{CT_{25}}$	$a_0(mm)$	$B(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$
2141-T7-CT25-3	25,117	25,009	0,000	Faciès entièrement de clivage	97
2141-T3-CT25-6	25,333	24,994	0,000		101
2141-T7-CT25-1	25,278	25,002	0,000		120

2141-T3-CT25-1	25,173	24,992	0,000	Faciès entièrement de clivage	126
2141-T3-CT25-7	25,155	24,997	0,000		149
2141-T7-CT25-4	25,168	25,014	0,000		190
2141-T3-CT25-8	25,195	24,994	0,148	Faciès de clivage + Zone d'étirement	207
2141-T3-CT25-5	23,643	24,997	0,163		221
2141-T7-CT25-5	25,218	25,006	0,123		224
2141-T3-CT25-2	25,238	24,985	0,138		229
2141-T3-CT25-4	25,099	24,994	0,216		270
2141-T3-CT25-3	25,209	24,987	0,234		271
2141-T7-CT25-6	25,211	25,003	0,329	Zone d'étirement + Amorçage ductile + clivage	298
2141-T7-CT25-2	25,256	25,002	0,688		389
$\boldsymbol{CT_{25} : B_n = 0.8\,B}$					
$\boldsymbol{CT_{50}}$	$a_0(mm)$	$B = B_n(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$	Nature de clivage	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$
1987-T10-CT50-1	50,770	50,086	0	Faciès entièrement de clivage	131
1987-T12-CT50-1	50,820	50,086	0		145
1987-T12-CT50-2	49,850	50,075	0		191
1987-T1-CT50-1	49,570	50,096	0		151
1987-T5-CT50-2	49,380	50,096	0		176
1987-T7-CT50-1	49,710	50,096	0		125
1987-T8-CT50-1	50,920	50,070	0		130
1987-T9-CT50-1	49,300	50,096	0		108
$\boldsymbol{SENT_{0.5}}$	$a_0(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}(mm)$		Nature de clivage	$K_{JC}(MPa\sqrt{m})$
2141_SENT-13	7,833	0,062		Zone d'étirement + Amorçage ductile + clivage	224
2141_SENT-18	7,700	0,231			267
2141_SENT-15	7,730	0,313			282
2141_SENT-14	7,744	0,532			338
2141_SENT-17	7,740	1,325			440
2141_SENT-19	7,772	2,020			478

2141_SENT-11	7,863	1,800	Zone d'étirement + Amorçage ductile + clivage	491
2141_SENT-20	7,650	3,054		502
2141_SENT-12	7,848	2,975		505
2141_SENT-16	7,846	3,314	Faciès entièrement ductile	Essai arrêté : $J_{t_{final}} = 1125.3\ kJ/m^2$
$\boldsymbol{SENT_{0.5} : B_n = 0.9\ B}$				

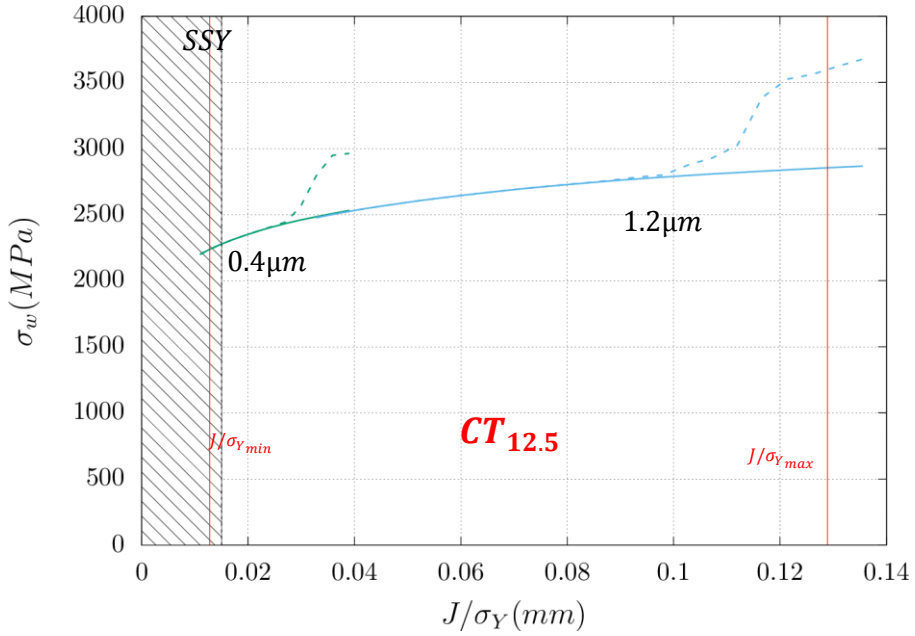
$-20°C$						
$\boldsymbol{CT_{12.5}}$	$a_0(mm)$	$B(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}\ (mm)$	$J_t\ finale$ (kJ/m²)	Essai arrêté	Nature de clivage
2141-T6-CT12-14	13,439	12,578	0,28265625	291	Non (clivage)	Faciès entièrement de clivage
2141-T6-CT12-11	13,478	12,532	0,77065625	659	Oui	Faciès entièrement ductile
2141-T6-CT12-13	13,469	12,487	1,481375	772	Oui	
2141-T6-CT12-12	13,407	12,534	1,741875	973	Oui	
$\boldsymbol{CT_{12.5} : B_n = 0.8\ B}$						
$\boldsymbol{SENT}$	$a_0(mm)$	$\Delta a_{final\ mesuré}\ (mm)$	$J_t\ finale$ (kJ/m²)	Essai arrêté		
2141-SENT-21	7,799	3,676	1087,161	Oui	Faciès entièrement ductile	
2141-SENT-22	7,762	1,354	888,179	Oui		
2141-SENT-23	10,940	2,042	462,697	Oui		
2141-SENT-24	4,748	4,871	1776,950	Oui		
$\boldsymbol{SENT_{0.5} : B_n = 0.9\ B}$						

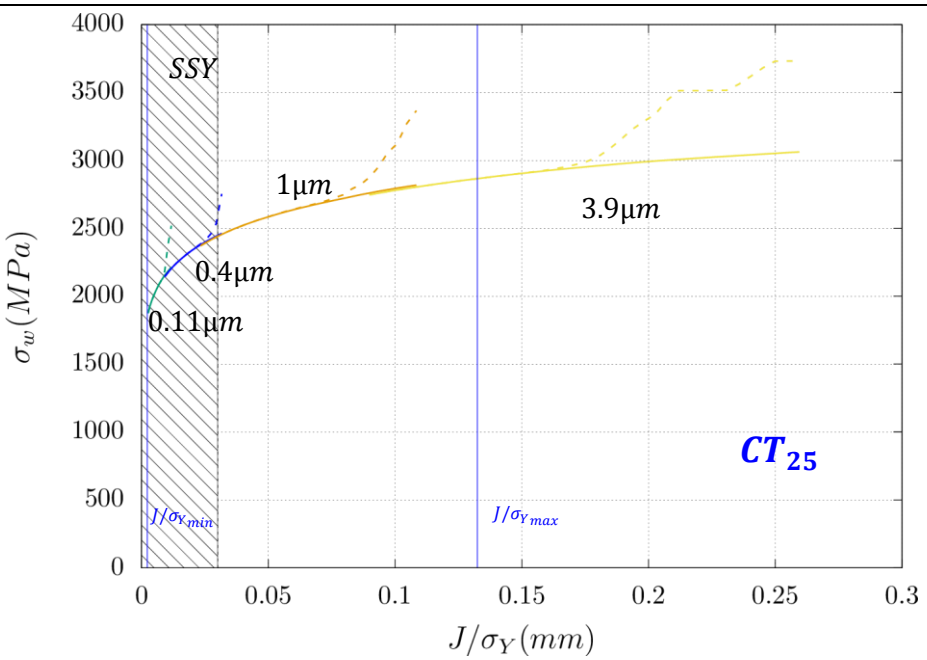
Tableau 25 : les valeurs dépouillées des essais CT et SENT pour différentes températures.

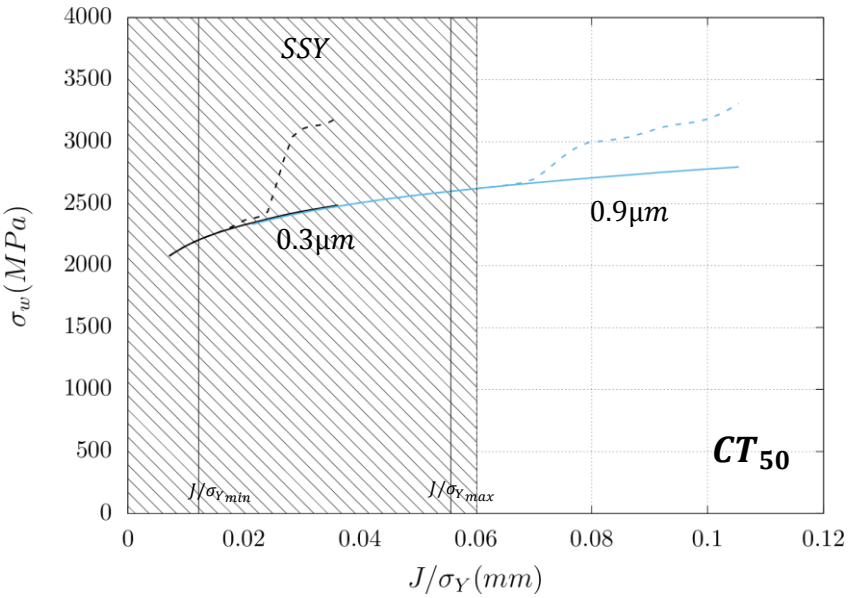
C Calcul de la contrainte de Weibull

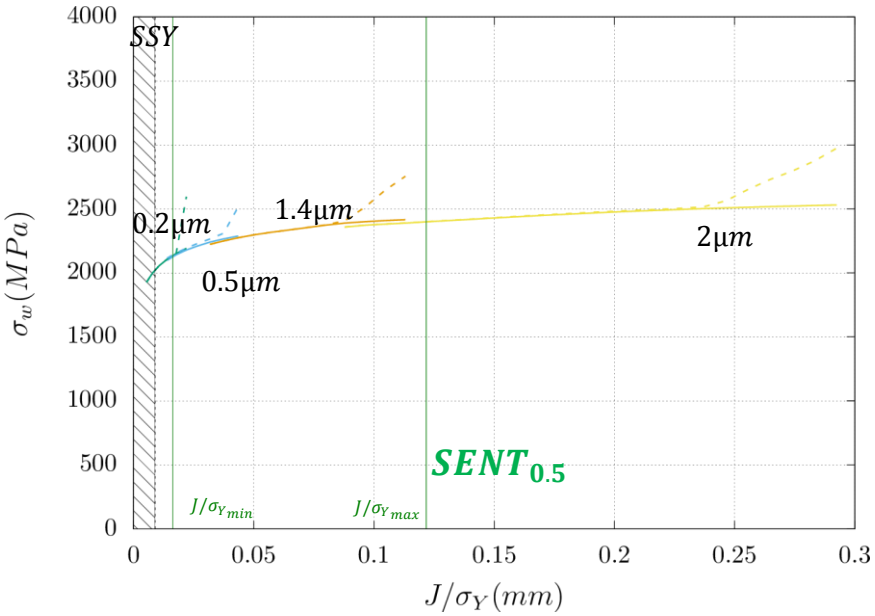
C.1 Les calculs de la contrainte de Weibull

$-100°C$

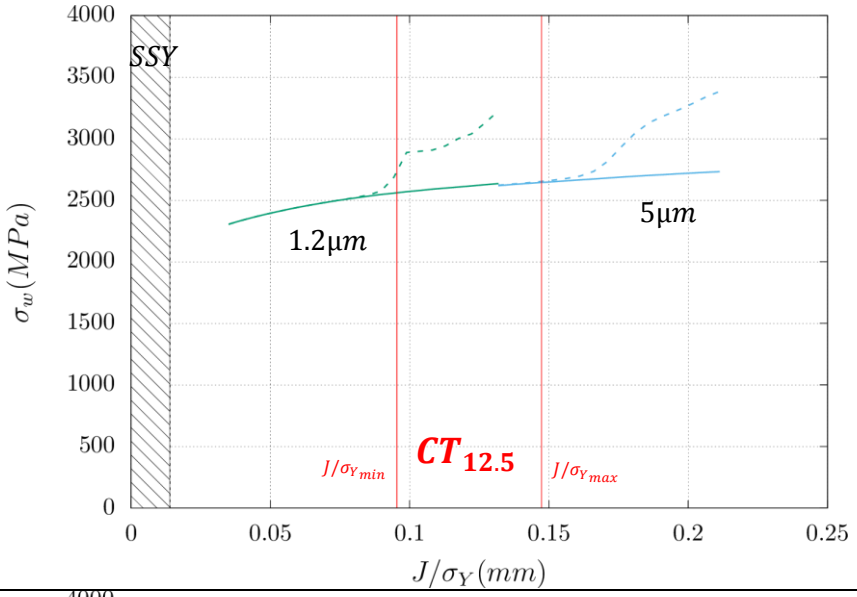


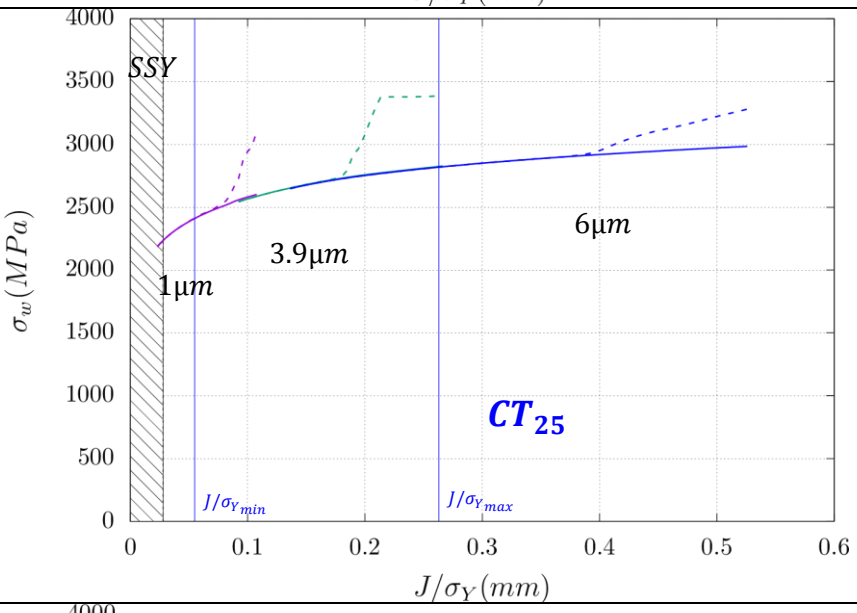


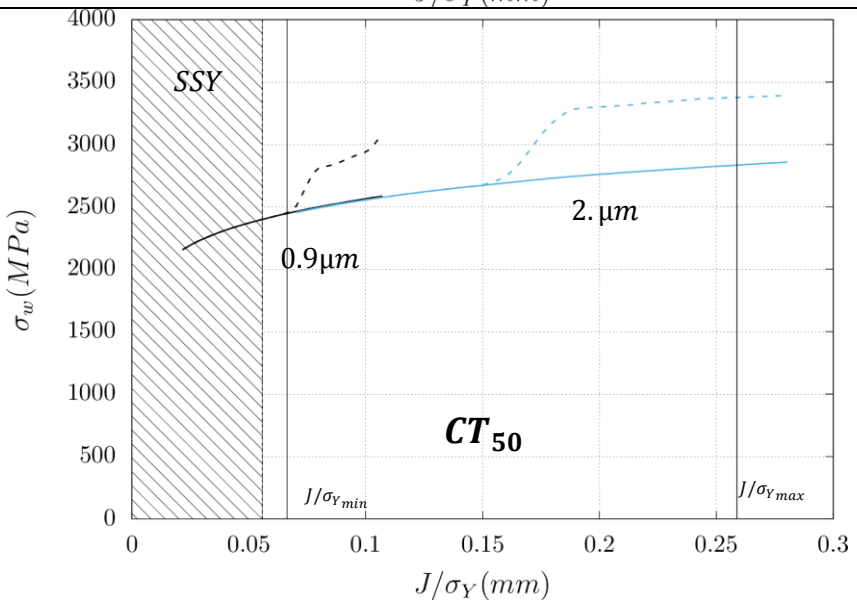

SSY
0.3µm
0.9µm
CT_{50}
$J/\sigma_{Y_{min}}$
$J/\sigma_{Y_{max}}$
$\sigma_w(MPa)$
$J/\sigma_Y(mm)$


SSY
0.2µm
0.5µm
1.4µm
2µm
$SENT_{0.5}$
$J/\sigma_{Y_{min}}$
$J/\sigma_{Y_{max}}$
$\sigma_w(MPa)$
$J/\sigma_Y(mm)$

$-50°C$


SSY
1.2µm
5µm
$CT_{12.5}$
$J/\sigma_{Y_{min}}$
$J/\sigma_{Y_{max}}$
$\sigma_w(MPa)$
$J/\sigma_Y(mm)$


SSY
1µm
3.9µm
6µm
CT_{25}
$J/\sigma_{Y_{min}}$
$J/\sigma_{Y_{max}}$
$\sigma_w(MPa)$
$J/\sigma_Y(mm)$


SSY
0.9µm
2. µm
CT_{50}
$J/\sigma_{Y_{min}}$
$J/\sigma_{Y_{max}}$
$\sigma_w(MPa)$
$J/\sigma_Y(mm)$

C.2 Analyse de l'effet des paramètres du filtre : τ, p_c

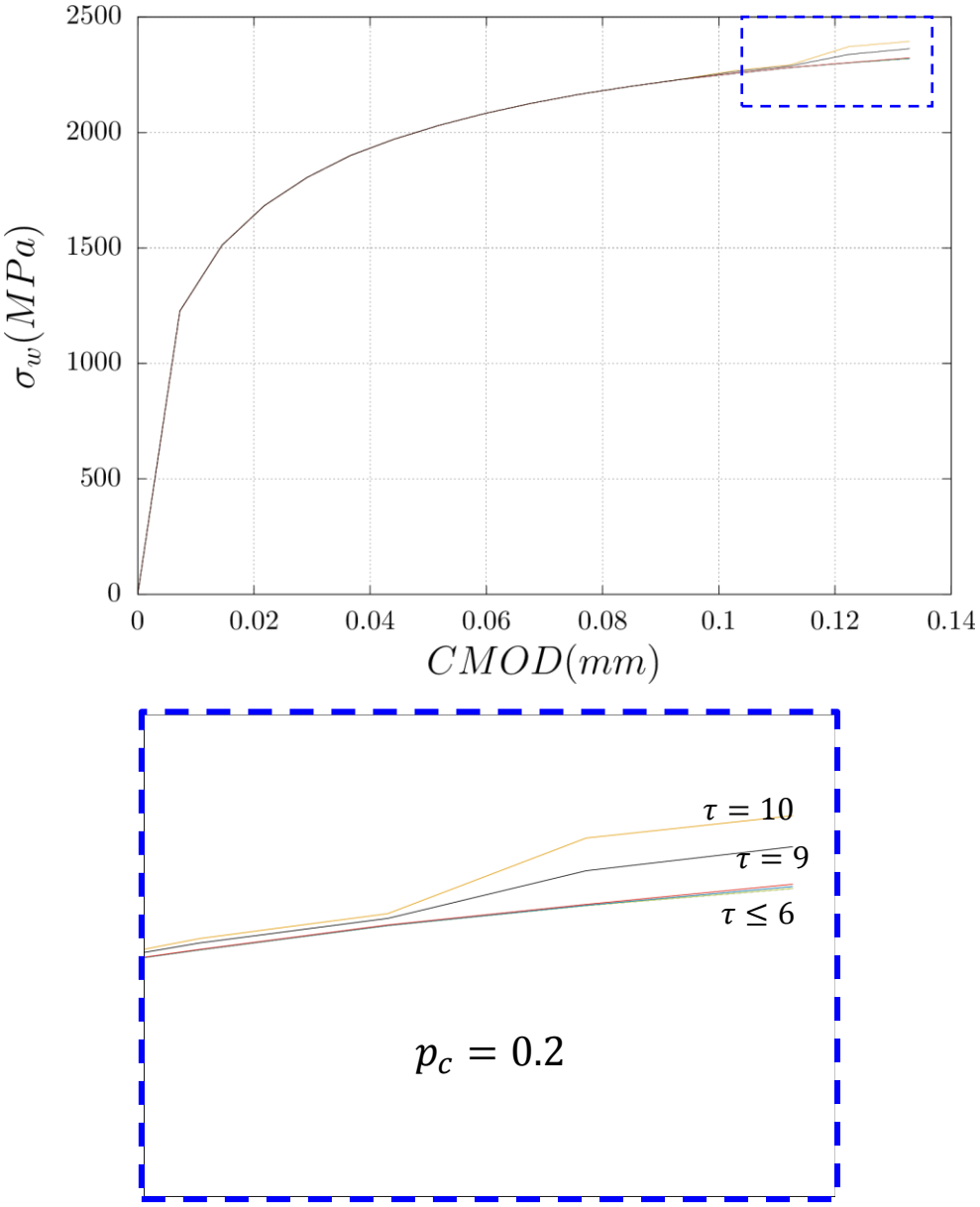


Figure 119 : La contrainte de Weibull σ_w en fonction du $CMOD$ pour l'éprouvette CT_{50} à $-100°C$. Le paramètre τ a très peut d'effet sur le filtrage lorsque $\tau \leq 6$.

RÉSUMÉ

Cette thèse a pour objectif principal d'étudier l'effet de la température et de la géométrie sur la ténacité d'un acier ferritique dans la partie basse de la zone de transition ductile-fragile. Ce travail propose de modéliser les mécanismes de rupture observés dans cette zone à l'aide d'une approche locale de rupture. Bien que conformément à l'expérience, la rupture dans la zone de transition résulte d'un couplage entre la rupture fragile et la rupture ductile, la présente thèse se consacre principalement à l'étude du bas de la zone de transition dans laquelle le mécanisme de rupture est principalement fragile.

Une étude expérimentale du matériau, un acier ferritique 18MND5, est tout d'abord effectuée. Une base expérimentale, s'appuyant en partie sur des essais existants, a été construite afin de disposer, à différentes températures, d'essais sur des éprouvettes non fissurées et sur des éprouvettes fissurées. Les éprouvettes non fissurées (TC et AE) sont utilisées pour l'étude du comportement élasto-plastique tandis que les éprouvettes fissurées (CT et SENT) sont utilisées pour étudier le comportement à rupture. Une étude fractographique au MEB des faciès de rupture permet dans un premier temps de décrire les mécanismes de rupture en fonction de la géométrie et de la température et dans un deuxième temps, de distinguer les éprouvettes purement fragiles des éprouvettes qui ont une certaine avancée ductile de la fissure.

Ensuite, à partir des résultats des observations précédentes, la plasticité et la rupture fragile du matériau sont modélisées. Une nouvelle méthodologie du calcul de la contrainte de Weibull permettant de s'assurer que celle-ci est correctement évaluée est proposée. En particulier, on vérifie que le calcul est convergé en maillage et on filtre les fortes fluctuations de contrainte. Le clivage est décrit à l'aide d'une version modifiée du modèle de Beremin qui permet de prendre en compte l'effet de la déformation plastique sur la contrainte de Weibull. Cette formulation permet d'identifier, à une température donnée, un jeu de paramètre unique pour modéliser la probabilité de rupture sur différentes géométries (CT d'épaisseurs différentes et SENT). Par contre, les paramètres identifiés dépendent de la température.

En complément, la thèse a aussi été l'occasion d'initier un travail sur l'endommagement ductile dans la transition tant au niveau de la base expérimentale construite, qui couvre l'ensemble de la zone de transition, qu'au niveau de modélisation de l'endommagement ductile avec l'identification des paramètres du modèle non local GTN sur les éprouvettes axisymétriques. Ces travaux pourront constituer un point de départ pour une modélisation futur du couplage entre la rupture ductile et fragile dans la transition.

Mots clés : Contrainte de Weibull. Modèle de Beremin. Clivage. Transition ductile-fragile. Modèle GTN non local. Fractographie. Ténacité. Approche locale de la rupture. Verrouillage volumique.

ABSTRACT

The main goal of this thesis is to study the effect of temperature and geometry on the toughness of a ferritic steel in the lower part of the brittle to ductile transition zone. This work proposes to model the failure mechanisms observed in this zone using a local approach to failure. Although, according to experimental evidences, fracture in the transition zone results from a coupling between brittle and ductile fracture, the present thesis is mainly focused on the study of the lower part of the transition zone in which the fracture mechanism is mainly brittle.

An experimental study of the material, a ferritic 18MND5 steel, is first proposed. An experimental database, consisting partially of existing tests was carried in order to have, at different temperatures, tests on uncracked specimens (TC and AE) mainly used for the study of elasto-plastic behaviour and tests on cracked specimens (CT and SENT) to study the fracture behaviour. A fractographic SEM study of the fracture surfaces allows, firstly, to describe the fracture mechanisms as a function of geometry and temperature and, secondly, to distinguish purely brittle specimens from specimens with ductile crack advance.

Based on the results of the previous observations, plasticity and brittle fracture of the material are modelled. A new methodology for Weibull stress computation is proposed so as to ensure that it is correctly evaluated. Particularly, it is verified that Weibull computation is converged with respect to the mesh size. A procedure is proposed to filter out strong stress fluctuations. Cleavage is described using a modified version of Beremin's model which takes into account the effect of plastic strains on the Weibull stress. This formulation allows fitting, at a given temperature, of a unique set of parameters to model the fracture probabilities on different geometries (CT of different thicknesses and SENT). The fitted parameters are temperature dependent.

In addition, the thesis also provided the opportunity to initiate the modeling of ductile failure in the transition. This includes the construction of a relevant experimental database which now covers the entire transition zone and the use of a non-local GTN type model which is fitted on axisymmetric notched bars. This work could constitute a starting point for future modelling of the coupling between ductile and brittle fracture in the transition.

Keywords: Weibull stress. Beremin model. Cleavage. Ductile-fragile transition. Non-local GTN model. Fractography. Toughness. Local approach to fracture. Volumetric locking.