THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique

Secteur de recherche :

Mécanique des solides, des matériaux, des structures et des surfaces

Préparé par : Wissam Taleb

****

Influence de l'historique du chargement sur la fermeture induite par la plasticité et la forme d'une fissure de fatigue

****

Directrices de thèse : Catherine Gardin, Christine Sarrazin-Baudoux

Date de soutenance : 21 Janvier 2021

****

Rapporteurs :

AZARI Zitouni, Professeur, Université de Lorraine

MAITOURNAM Habibou, Professeur, ENSTA Paris Tech

Membres du jury :

CALLOCH Sylvain, Professeur, ENSTA Bretagne

COURTIN Stephan, Ingénieur chercheur expert, EDF

GARDIN Catherine, Professeur, ISAE-ENSMA

NADOT Yves, Professeur, ISAE-ENSMA

SARRAZIN-BAUDOUX Christine, Directrice de recherches CNRS, ISAE-ENSMA

Influence de l'historique du chargement sur la fermeture induite par la plasticité et la forme d'une fissure de fatigue

Résume :

L'objectif de cette étude est de fournir un outil numérique prédictif tridimensionnel de l'évolution de la courbure du front de fissure lors de la propagation d'une fissure de fatigue en tenant compte de la fermeture de fissure induite par la plasticité. Des tests ciblés effectués sur une éprouvette CT-50 d'acier inoxydable austénitique 304L ont donné la forme stabilisée du front de fissure pour une fissure longue pour différents rapports de charge R et différentes amplitudes ΔK du facteur d'intensité de contrainte (FIC). Afin d'éviter toute influence de l'historique de chargement, une valeur constante de ΔK a été appliquée. Un modèle 3D, utilisant ABAQUS® et le langage de programmation PYTHON a été développé Un contact sans frottement est placé sur le plan de la fissure pour prendre en compte le phénomène de fermeture.

Plusieurs forces motrices de fissure ont été étudiées, selon des hypothèses de mécanique de la rupture élastique linéaire ou élastoplastique. Dans un premier temps, deux calculs parallèles sont effectués (élastique et plastique), afin de mesurer, sur chaque nœud du front de fissure courant, la valeur de l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes, amplitude considérée comme force motrice dans ce premier cas. Dans ce cadre, plusieurs méthodes de calcul du facteur d'intensité de contraintes local le long du front de fissure ont été mises en œuvre, car une étude précédente [1] avait clairement montré que la méthode Shih et Asaro utilisée par ABAQUS® ne permet pas de rendre compte correctement des effets de bord libre. Il ressort qu'un calcul du facteur d'intensité de contraintes se basant sur le champ de contraintes au voisinage de la fissure conduit à des résultats plus précis le long du front de fissure et présente surtout l'avantage considérable de ne faire aucune hypothèse d'évolution de l'état de contraintes sur toute l'épaisseur de l'éprouvette. De plus, d'autres forces motrices élastoplastiques sont également étudiées: l'ouverture plastique en fond de fissure, et le facteur d'intensité de déformation.

La propagation du front de fissure est obtenue numériquement par des avancées successives en chaque nœud du front, le long de l'épaisseur, à l'aide de lois de propagation associées à ces différentes forces motrices. Une procédure de remaillage est alors mise en place, et de nombreuses étapes sont effectuées, avec reconstruction à chaque étape du sillage plastique. Différentes conditions de stabilisation sont introduites, permettant une comparaison des formes de front de fissures stabilisées expérimentales et prédites pour les différentes forces motrices. La discussion qui en découle souligne les améliorations apportées, mais également les limitations, ce qui amène naturellement l'auteur à proposer des perspectives.

Mot clés : Acier inoxydable austénitique ; Acier—Fatigue ; Déformations (mécanique) ; Élastoplasticité ; Matériaux--Fissuration ; Rupture, mécanique de la ; Simulation, Méthodes de ; Fermeture de fissure induite par la plasticité ; Facteur d'intensité de contrainte ; Déplacement d'ouverture plastique du fond de fissure.

Influence of the loading history on the closure induced by plasticity and on the shape of a fatigue crack

Abstract

The objective of this study is to provide a three-dimensional predictive numerical tool of the evolution of the curvature the crack front during the propagation of a fatigue crack, taking into account the plasticity induced crack closure. Targeted testing performed on a CT-50 austenitic 304L stainless steel specimen monitored the stabilized crack front shape for a long crack for different load ratios R and different amplitudes ΔK of the stress intensity factor (FIC). In order to avoid any influence of the loading history, a constant value of ΔK has been applied. A 3D model, using ABAQUS® and PYTHON programming language has been developed. A contact without friction is placed on the plane of the crack to take into account the phenomenon of closure.

Several driving forces of crack were studied, according to assumptions of linear elastic or elastoplastic fracture mechanics. Initially, two parallel simulations are carried out (elastic and plastic), in order to measure, on each node of the current crack front, the value of the local effective range of the stress intensity factor considered as the driving force in this first case. In this context, several methods of calculating the local stress intensity factor along the crack front were implemented because a previous study [1] had clearly shown that the Shih and Asaro method used by ABAQUS® does not allow to correctly account for free surface effects. It appears that the calculation of the stress intensity factor, based on the stress field in the vicinity of the crack leads to more precise results along the crack front and above all, has the considerable advantage of not making any assumption d evolution of the stress state over the entire thickness of the test specimen. In addition, other elastoplastic driving forces are also studied: the plastic opening displacement at the crack tip, and the strain intensity factor.

The propagation of the crack front is obtained numerically by successive advances on each node of the front, along the thickness, using propagation laws associated with these different driving forces. A remeshing procedure is then implemented, and many steps are performed, with reconstruction at each step of the plastic wake. Different stabilization conditions are introduced, allowing a comparison of experimental and predicted stabilized crack front shapes for the different driving forces. The ensuing discussion highlights the improvements made, but also the limitations, which naturally leads the author to propose further perspectives.

Keywords : Stainless steel ; Steel—Fatigue ; Deformation (Mechanics) ; Elastoplasticity ; Materials—Cracking ; Fracture mechanics ; Simulation methods ; Plasticity induced crack closure ; Stress intensity factor ; Plastic crack tip opening displacement.

Remerciements

«Les mots sont des conteneurs de pouvoir, nous pouvons choisir le type de pouvoir qu'ils véhiculent», Joyce Meyer.

Dans ce qui suit, j'utiliserai ce pouvoir pour exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui m'ont aidé et assisté tout au long de cette thèse et qui ont constitué directement ou indirectement une partie du chemin pour que ce travail soit accompli avec succès.

En commençant par la fin, je voudrais remercier les membres du jury qui ont accepté l'invitation à ma soutenance de thèse malgré les conditions sanitaires particulières que nous vivons ces jours-ci. Je tiens à les remercier pour le temps qu'ils ont passé à lire mon manuscrit et à investir leur longue expérience dans l'évaluation de ce travail au profit de la science et de l'humanité. Vos remarques et commentaires ont été très utiles; ils ont contribué à construire une autre compréhension du sujet et ont ouvert une large perspective avec des idées fructueuses sur la continuité de ce travail.

Dans un autre contexte, cette fois un peu loin de la science, j'aimerais apprécier l'environnement familial de l'équipe ENDO qui m'a embrassé, ainsi que mes collègues, dans une atmosphère de respect, de bienveillance et de soutien. Cet environnement ne devait pas exister sans l'insistance de tous les membres de ce laboratoire, du personnel et des doctorants, pour le maintenir et le faire prospérer. Je tiens à vous remercier pour les moments que nous avons passés ensemble, malgré la barrière de la langue, les sorties, les fêtes et aussi pour les heures de bureau. Ces moments ont été cruciaux pour moi pour surpasser la pression du travail mais aussi pour renforcer les liens sociaux et l'échange culturel. Je tiens également à vous remercier d'avoir rendu ma journée de défense si exceptionnelle par votre présence et votre contribution à ce magnifique patrimoine que je souhaite rester à jamais dans ce magnifique laboratoire.

Je voudrais également exprimer ma gratitude sans limites, à mes directrices exceptionnelles, Catherine Gardin et Christine Sarrazin Baudoux, qui, sans leur soutien, ce travail n'aurait pu aboutir. Dès le premier jour, vous étiez là pour me soutenir professionnellement par vos conseils et vos précieux commentaires et remarques qui, je l'admets, ont beaucoup changé dans ma façon de classer et de traiter mes problèmes. Personnellement, vous avez toujours été là pour me soutenir en tant que membre de ma famille, vos soins et votre aide ont été plus qu'exceptionnels. Je promets de garder cette relation pour l'avenir dans ces deux aspects, personnellement et professionnellement. Ce fut un grand honneur d'avoir travaillé avec vous et je vous souhaite le meilleur pour vos prochains jours ainsi que pour vos familles.

Je réserve aussi beaucoup de ma gratitude à ma petite famille qui grandit sous mes yeux, ma femme Doha et mes deux enfants, Hadi et Rayan. Merci de m'avoir soutenu pendant toutes ces périodes où j'étais sous la pression du travail sacrifiant votre temps pour que je puisse terminer ce travail

décemment. Merci pour la joie que vous avez ajoutée et vous ajoutez encore à ma vie, je vous aime beaucoup.

Enfin, je me sens à court de mots envers ces deux vieillards qui ont sacrifié toute leur vie, jour et nuit, sans repos pour assurer mon bien-être sans exiger aucun retour. Je vous remercie pour tout votre temps, pour tous vos efforts et pour toute votre persévérance pour me rendre heureux et faire ressortir le meilleur de moi et pour moi. Merci pour votre amour et pour avoir transmis cet amour, maman et papa, Fatima et Abd, vous êtes irremplaçable.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE 24

CHAPITRE I BIBLIOGRAPHIE 30

1. Notions utiles de la Mécanique de la Rupture: 32
1.1. Modes de Rupture 32
1.2. Plasticité en fond de fissure 33
1.2.1. Introduction 33
1.2.2. Zone Plastique Monotone 33
1.3. Mécanique élastique linéaire de la rupture 37
1.3.1. Introduction 37
1.3.2. Facteur d'intensité de contrainte: champs de contrainte et de déplacement, notion, zone de dominance 37
1.3.3. Approche énergétique: notion de taux de restitution d'énergie 43
1.4. Mécanique de la rupture élasto-plastique 44
1.4.1. Introduction 44
1.4.1. Intégrale J 44
1.4.2. Facteur d'intensité de déformation 47
1.4.1. Ouverture de la pointe de fissure 50

2. Propagation des fissures par fatigue 52
2.1. Introduction 52
2.1. Propagation des fissures contrôlée par le facteur d'intensité de contraintes 53
2.2. Propagation des fissures déterminée en élasto plasticité 55
2.2.1. Déplacement d'ouverture de la pointe de fissure CTOD 55
2.2.2. Déplacement d'ouverture plastique de la pointe de fissure $CTOD_p$ 55
2.2.3. Facteur d'intensité de déformation ΔK_ε 56
2.3. Fermeture de fissure 57

3. Simulation numérique de la propagation de fissure par fatigue 59
3.1. Introduction 59
3.2. Maillage 60
3.3. Modélisation de la propagation des fissures 62
3.4. Modélisation de la fermeture de fissure induite par la plasticité 64

4. Résultats des travaux antérieurs au laboratoire 67
4.1. Résultats expérimentaux de la propagation des fissures de fatigue 67
4.1.1. Introduction 67
4.1.2. Conditions d'essais 67
4.1.3. Résultats 69
4.2. Modélisation numérique de la propagation des fissures de fatigue 70

CHAPITRE II MODELE NUMERIQUE ET METHODOLOGIE 75

1. Introduction 77

2. Modèle numérique utilisé 78
2.1. Géométrie 78

2.2. Matériau et Loi de comportement 79
2.3. Conditions de Chargement 81
2.4. Contact des lèvres de la fissure : 83
2.5. Maillage 84

3. Plasticité 89
3.1. Zone Plastique Monotone 89

4. Présentation de la méthode 95
4.1. Procédure globale : Mécanique de la Rupture Elastique Linéaire 95
4.2. Forme du front de fissure 96
4.3. Propagation 100
4.4. Remaillage 100
4.5. Critères de stabilisation 102

5. Conclusion 103

CHAPITRE III APPROCHE DE LA MECANIQUE ELASTIQUE LINEAIRE DE LA RUPTURE 107

1. Introduction 109

2. Force Motrice 109
2.1. Sans Fermeture 109
2.1.1. Calcul du facteur d'intensité de contrainte maximum local 109
2.1.2. Loi de propagation: Loi de Paris 113
2.2. Avec Fermeture 113
2.2.1. Calcul du facteur d'intensité de contrainte local à l'ouverture 113
2.2.2. Calcul de l'amplitude locale effective du facteur d'intensité de contraintes 118
2.2.3. Loi de propagation de Paris modifiée 119

3. Résultats Numériques 119
3.1. Sans fermeture 119
3.1.1. Evolution des facteurs d'intensité de contraintes maximum locaux $\boldsymbol{Kmax\ell}$ 120
3.1.2. Evolution de la forme du front de fissure 121
3.2. Avec Fermeture 124
3.2.1. Evolution du facteur d'intensité de contraintes maximum local 125
3.2.2. Evolution de la fermeture 127
3.2.3. Evolution de l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes $\Delta\boldsymbol{Keff\ell}$ 132
3.2.4. Evolution de la forme du front de fissure 133
3.3. Temps de calcul 135

4. Comparaison Numérique - Expérimental 137
4.1. Sans Fermeture 137
4.2. Avec fermeture 139

5. Discussion 142

6. Conclusion 144

CHAPITRE IV APPROCHE DE LA MECANIQUE DE LA RUPTURE ELASTO-PLASTIQUE 147

1. Introduction 149

2. Déplacement d'ouverture plastique du fond de fissure 149
2.1. Détermination du CTODp 149
2.2. Loi de propagation 154
2.3. Résultats numériques 156
2.3.1. Sans Fermeture 156
2.3.2. Avec Fermeture 158
2.4. Comparaison numérique-expérimental 161
2.4.1. Plasticité confinée sans fermeture - ΔK=4MPa√m; R=0,7 161
2.4.2. Plasticité confinée et non confinée avec fermeture ΔK=12 et 15MPa√m; R=0,1 162
2.4.3. Plasticité généralisée sans fermeture - ΔK=12MPa√m; R=0,7 163
2.5. Discussion 163

3. Facteur d'intensité de déformation 165
3.1. Détermination du facteur d'intensité de déformation 165
3.1.1. Détermination de la déformation plastique locale cumulée perpendiculaire du plan de propagation $\Delta\varepsilon_{p22}$ 166
3.1.2. Détermination de l'amplitude de la déformation plastique accumulée PEEQ 167
3.2. Loi de propagation 168
3.3. Déformation plastique locale cumulée perpendiculaire au plan de propagation $\Delta\varepsilon_{p22}$ 169
3.3.1. Résultats numériques 169
3.3.2. Comparaison numérique-expérimental 170
3.4. Amplitude de déformation plastique cumulée PEEQ 171
3.4.1. Résultats numériques 171
3.4.2. Comparaison numérique-expérimental 173
3.5. Discussion 174

4. Récapitulatif et conclusion 176

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 180

REFERENCE 188

Liste des Figures

Figure 1 : Circuit de refroidissement du réacteur nucléaire [1] 26

Figure 2 : Faïençage thermique dans le voisinage d'une soudure sur un coude du circuit auxiliaire [1] 27

Figure 3: Différents modes de rupture qui engendrent la propagation de fissure 32

Figure 4 :a) zone plastique monotone b) zone plastique cyclique 33

Figure 5 : Forme de la zone plastique monotone au voisinage du front de fissure en fonction de l'état de contrainte (a) bi dimensionnel (b) tri dimensionnel 35

Figure 6: Effet de la contrainte T sur la forme de la zone plastique monotone au voisinage du front [10] 36

Figure 7: Répartition des contraintes dans le voisinage de la pointe de fissure pour un chargement bi axial équivalent dans une plaque infinie 38

Figure 8 : Zones à proximité du front de fissure 41

Figure 9 : Intégrale J calculée sur le contour 45

Figure 10 : Intégrale J calculée sur le domaine 45

Figure 11: Comparaison des calculs de durée de vie en fatigue entre la méthode basée sur les contraintes et la méthode basée sur les déformations pour un 316L selon Zhang [68] 48

Figure 12: Relation linéaire entre la propagation de la fissure et $\Delta K\varepsilon$ pour 316L selon Zhang [68] 50

Figure 13 : Modèle en articulation plastique utilisé pour établir la relation entre CMOD (V_p) et CTOD (δp) 51

Figure 14 : Domaines de propagation d'une fissure longue [4] 53

Figure 15 : Vitesse de propagation de fissure en fonction du facteur d'intensité de contraintes (a) R = 0,1 pour différents domaines de propagation et différentes conditions (b) R = 0,1 et R = 0,7 dans le domaine de propagation B pour différentes conditions [5] 54

Figure 16: Vitesse de propagation de la fissure en fonction du facteur d'intensité de déformation sous un chargement de déformation cyclique constante pour le 304L et le 18MND5 [69] 57

Figure 17 : Phénomène de fatigue avec effet de la fermeture 58

Figure 18 : Courbes de fissuration nominales et effectives, à différents rapports de charge R [92], [93] .. 58

Figure 19 : Différents types de fermeture 59

Figure 20 : Taille a_{min} de l'élément de maillage dans la direction de propagation de la fissure 61

Figure 21 : Avancée a_{min} du point de fissure par relâchement de nœud 62

Figure 22 : Simulation de la remise en contact des lèvres de la fissure par une surface rigide [6]. 65

Figure 23 : Détermination des P_{ov} et P_{fr} respectivement après la première perte et remise de contact 66

Figure 24 : Technique de la variation de complaisance par un capteur COD ou une jauge en face arrière [4] 68

Figure 25 : Identification de P_{ov} et P_{fr} par la technique de la variation de la complaisance 68

Figure 26: Fronts expérimentaux stabilisés pour ΔK=12 MPa$\sqrt{m}$, R=0,7 [4] 69

Figure 27: Fronts expérimentaux stabilisés pour ΔK=12 MPa√m, R=0,1 [4] 70

Figure 28: Fronts expérimentaux stabilisés pour (a) ΔK=18 MPa√m, R=0,1 (b) ΔK=15 MPa√m, R=0,1 70

Figure 29 :Kmaxℓ calculée par différentes méthodes par Fiordalisi [4] 72

Figure 30 : Géométrie de l'éprouvette CT-50 [4] 78

Figure 31 : Plans des symétries dans la géométrie de l'éprouvette CT-50 [4] 79

Figure 32 : Evolution de la surface de la charge cyclique de tension-compression de l'acier inoxydable austénitique 304L [4] 80

Figure 33 : Force F appliquée sur l'éprouvette CT (schématisation sur une demi éprouvette) 82

Figure 34: Pression appliquée sur un quart de la surface du trou de la goupille 82

Figure 35 : Surface rigide placée en contact avec le plan de propagation pour empêcher l'interpénétration des nœuds sur les lèvres 83

Figure 36: Exemple de surfaces de contact lors de la propagation 84

Figure 37: Maillage sur les deux parties de la géométrie maillée grossièrement et finement. 84

Figure 38 : Nœuds de coin avec une pression dans la direction opposée à celle des nœuds du milieu après avoir été soumis à des pressions uniformes sur la face supérieure 85

Figure 39: Rapport entre Kmaxℓ avec des éléments linéaires d'intégration réduite et d'intégration complètes à ΔK = 12 MPa√m, R = 0,7 86

Figure 40: Effet 'Hourglass' dû à l'utilisation d'éléments linéaires à intégration réduite C3D8R, ΔK = 12 MPa√m, R = 0,7 86

Figure 41 : Comparaison des valeurs de Kmaxℓ calculé en utilisant la méthode des contraintes, pour un front droit initial avec plusieurs schémas de maillage dans l'épaisseur (ΔK=4MPa√m, R=0.7) a) dans toute l'épaisseur, b) uniquement près du bord 87

Figure 42 : Comparaison des évolutions de la contrainte pour différentes tailles d'éléments au bord (ΔK=12MPa√m, R=0.7) 88

Figure 43: Comparaison entre la zone plastique du front initial pour différentes lois de comportement avec celles calculées par Irwin en 2D pour la déformation (DP) et contrainte (CP) plane à ΔK=12MPa√m; R=0,1 89

Figure 44: Comparaison entre la zone plastique initiale du front droit pour différentes épaisseurs avec une loi de comportement élastique parfaitement plastique à ΔK=12MPa√m, R=0,1 91

Figure 45 : Taille de zone plastique du front initial droit pour différentes conditions de chargement pour une loi de comportement avec écrouissage combiné : (a) R=0,1 (b) R=0,7 92

Figure 46 : Déformation plastique cumulée PEEQ montrant la taille de la zone plastique monotone 93

Figure 47: Déformation plastique cumulée PEEQ montrant la taille de la zone plastique monotone pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,7 93

Figure 48 : Evolution de la taille de ZPM pendant la propagation pour une loi de comportement avec écrouissage combiné à ΔK=12MPa√m, R=0,1 94

Figure 49: Forme de zone plastique à différents niveaux d'épaisseur pour une loi de comportement avec écrouissage combiné à ΔK=12MPa√m, R=0,1 94

Figure 50 : Schématisation de la propagation de la fissure d'un front droit à une forme elliptique prédéfinie 96

Figure 51: Evolution du facteur d'intensité de contraintes maximal au voisinage de la surface libre à ΔK = 12MPa√m, R = 0,7 pour un front elliptique..... 98

Figure 52: Comparaison des évolutions dans l'épaisseur des facteurs d'intensité de contraintes finaux pour différentes hypothèses de forme du front de fissure à ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 99

Figure 53: Remaillage après la propagation du front de fissure..... 100

Figure 54 : Variation du niveau z du front de fissure en raison de la courbure du front de fissure 101

Figure 55: Alignement des nœuds de maillage au même niveau z 102

Figure 56: Evolution tout au long de la propagation des critères d'erreur àΔK=12MPa√m, R=0.1 103

Figure 57 : Organigramme qui résume la procédure de propagation des fissures en utilisant la mécanique de la rupture élastique linéaire et élasto plastique 105

Figure 58 : Matrices extraites d'ABAQUS aux nœuds utilisés dans l'interpolation de Kmaxℓ 111

Figure 59 : Evolution de la contrainte σyy en fonction de 1 / √2πr pour les nœuds après le front de fissure (a) au bord, (b) au cœur..... 111

Figure 60 : (a) nœuds utilisés dans l'interpolation de Kmaxℓ après quelques itérations (b) Kmaxℓ calculée comme la pente des contraintes des nœuds en fonction de 1 / √2πr pour la première itération 112

Figure 61: Illustration des nœuds utilisés derrière le front de fissure pour l'observation du contact avec la mesure du déplacement perpendiculaire au plan de fissure, U_y..... 114

Figure 62 : Déplacement des nœuds des lèvres de fissure devant le front de fissure pour da=0,17mm pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 a) à cœur, b) au bord..... 115

Figure 63 : Evolution du déplacement des nœuds équidistants du front de fissure à 0,01mm (SEFR) pendant la partie de chargement d'un cycle à da = 0,17 mm pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 115

Figure 64: Région du bord pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) évolution du déplacement au cours d'un chargement de 5 cycles (b) évolution de la charge d'ouverture et celle de fermeture au cours d'un chargement de 5 cycles 116

Figure 65: Région du cœur pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) évolution du déplacement au cœur d'un chargement de 5 cycles (b) évolution de la charge d'ouverture et celle de fermeture au cœur d'un chargement de 5 cycles..... 116

Figure 66: évolution des contraintes en fonction du nombre de cycles pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) au bord (b) au cœur 117

Figure 67: Evolution de la charge de la ouverture au cours d'un chargement de 10 cycles pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2mm..... 117

Figure 68 : Dernier cycle de chargement : intervalles de calcul..... 118

Figure 69: Evolution de l'erreur de stabilisation 'différence moyenne' par rapport au nombre d'itérations pour ΔK=4 et 12 MPa√m ; R=0,7 : (a)Front elliptique (b) Front libre..... 120

Figure 70: Evolution de Kmaxℓ pour ΔK=4 MPa√m ; R=0,7: (a) front elliptique (b) front libre 120

Figure 71: Evolution de Kmaxℓ pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7: (a) front elliptique (b) front libre 121

Figure 72: Evolution de la forme du front de fissure pour un front libre et pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7 122

Figure 73: Comparaison des formes de fronts libres avec leur interpolation elliptique pour ΔK=4 et 12 MPa√m, R=0,7 122

Figure 74: Evolution de la forme de fissure pour un front elliptique et pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7123

Figure 75: Evolution des paramètres de l'ellipse tout au long de la propagation ΔK=4 et 12MPa√m; R=0,7 (a) demi grand axe (b) erreur de régression (c) rapport d'ellipticité 123

Figure 76: Comparaison entre le front final libre et elliptique pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7 124

Figure 77: Evolution de l'erreur de stabilisation 'différence moyenne' sur ΔKeff ℓ en fonction du nombre d'itérations pour ΔK= 12 MPa√m ; R=0,1 : (a) Front elliptique (b) Front libre 125

Figure 78 : Evolution de Kmaxℓ à différentes étapes de propagation pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre 126

Figure 79: Kmaxℓ pour le front stabilisé pour différents ΔK appliqués avec R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre 126

Figure 80: Evolution : (a) de Kovℓ (b) du taux de fermeture Uℓ, pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1 avec le front libre 127

Figure 81: Déformation plastique cyclique cumulée à la décharge pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1, front libre : (a) front initial (b) front final 128

Figure 82: (a) Contraintes de compression σ_{yy} entourant le front de fissure et perpendiculaires au plan de propagation (b) Déplacements perpendiculaires au front de fissure U_y ; Pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1, front libre à 12,5% de charge maximale (gris : U_y>0, bleu : Uy<0) 129

Figure 83: Evolution dans l'épaisseur (a) du facteur d'intensité de contraintes local d'ouverture pour le front final (b) du taux de fermeture associé; front libre, pour des chargements différents à R=0,1 129

Figure 84: Evolution de taux d'ouverture de fissure à ΔK constant, croissant et décroissant [5]..... 130

Figure 85: (a) contraintes de compression σ_{yy} entourant le front de fissure et perpendiculaires au plan de propagation (b) déplacements perpendiculaires au front de fissure U_y ; Pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,7 en front libre final à 1,25% de charge maximale (gris : U_y>0, bleu : U_y<0)..... 131

Figure 86: Evolution de taux de fermeture en front libre pour ΔK=12 MPa√m, R=0,7 131

Figure 87: ΔKeffℓ final pour différents ΔK à R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre 132

Figure 88: Evolution de la forme du front de fissure pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1 : (a) front elliptique (b) front libre 133

Figure 89: Comparaison entre le front de fissure final libre et elliptique pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1... 133

Figure 90:evolution des (a) demi grands axes (b) petits axes (c) rapports d'ellipticité; pour le front elliptique pour différents ΔK à R=0,1 134

Figure 91: Comparaison des formes de fronts finaux libre avec leur interpolation elliptique a R=0,1 pour : (a) ΔK=12MPa√m (b) ΔK=15MPa√m (c) ΔK=18MPa√m 134

Figure 92: (a) forme finale du front de fissure stabilisé après historique complet et après un nombre limité d'itérations (b) différence en pourcentage entre la forme finale du front de fissure utilisant

l'historique complet et celles utilisant un nombre spécifique d'itérations; ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 136

Figure 93: Evolution du temps nécessaire pour terminer une itération pendant la propagation selon les différents historiques utilisés pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1..... 136

Figure 94: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=4MPa√m ; R=0,7 en utilisant la méthode des contraintes (a) front elliptique (b) front libre 137

Figure 95: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7 (a) front elliptique (b) front libre..... 138

Figure 96: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre..... 140

Figure 97: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=15MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre..... 140

Figure 98 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=18MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre..... 140

Figure 99: Géométrie retenue pour la mesure du déplacement d'ouverture du front de fissure..... 150

Figure 100: Rapport en pourcentage entre les valeurs de déplacement au bord $Ub\ell$ et au cœur $Uc\ell$ en fonction de la distance au front de fissure (ΔK=12MPa√m, R=0,1) 150

Figure 101 : Evolution du CTOD pour une position proche du bord pendant un cycle complet de chargement, da=2mm (ΔK=12MPa√m, R=0.1)..... 151

Figure 102 : Détermination de l'amplitude du CTOD plastique et total pendant un cycle complet de chargement au voisinage du cœur, da=2mm (ΔK=12MPa√m, R=0,1)..... 152

Figure 103: Perturbations générées après avoir utilisé différentes valeurs de tolérance, da=1,7mm (ΔK=15MPa√m, R=0,1) 153

Figure 104: Détermination du $\Delta CTOD_p$ basée sur la déformation plastique perpendiculaire au plan de propagation des fissures pour un cycle de chargement, da=0,16 mm (ΔK=15MPa√m, R=0,1) 154

Figure 105: (a) Vitesse de propagation en fonction de ΔCTODp suivant la loi de propagation présentée par Antunes [53] pour l'acier 304L (b)comparaison entre la Loi d'Antunes et sa correction qui lui rend utilisable ici..... 154

Figure 106 : Valeurs de $\Delta CTOD_p$ pour les différentes conditions de chargement pour le front de fissure droit initial..... 155

Figure 107: Evolution de $\Delta CTOD_p$ local pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7 156

Figure 108: Evolution de $CTOD^{\ell}$ pendant un cycle de chargement au bord pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7 157

Figure 109: Valeur du pas de temps correspondant à une augmentation de la déformation plastique (début de plasticité), lors du $5^{ème}$ et dernier cycle sur plusieurs itérations (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7..... 158

Figure 110: Evolution du $\Delta CTOD_p$ local pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1 ... 158

Figure 111 : Evolution de $CTOD^{\ell}$ pendant le chargement pour ΔK=12MPa√m; R=0,1 (a) au bord (b) au cœur 159

Figure 112: Valeur du pas de temps correspondant à une augmentation de la déformation plastique (début de plasticité), lors du 5ème et dernier cycle (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1 159

Figure 113: Taux de fermeture selon les différentes approches utilisées pour mesurer la force motrice ΔK=15MPa√m ; R=0,1 160

Figure 114: Comparaison entre l'évolution de la plasticité cumulée au bord sur le front précédent et la courbe équidistante du front de fissure actuel ΔK=15MPa√m; R=0,1 161

Figure 115: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=4MPa√m ; R=0,7. 162

Figure 116: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour (a) ΔK=12MPa√m ; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m ; R=0,1 162

Figure 117: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7 163

Figure 118: Déplacement résiduel dans le sens de l'épaisseur à la fin de l'itération finale dans différentes conditions de chargement 164

Figure 119: Evolution du$\Delta\varepsilon_{p22}$ lors de la propagation à da=0,93mm pour (a) ΔK=4MPa√m, R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m, R=0,7 165

Figure 120 : (a) évolution de ε_{p22} et $\Delta\varepsilon_{p22}$ local au bord du front de fissure final lors de la propagation pour ΔK=4MPa√m, R=0,7 (b) différence entre la quantité de fermeture de fissure au bord et au centre lors de l'évolution du $\Delta\varepsilon_p$ pour ΔK=15MPa√m, R=0,1 et da=0,5mm. 167

Figure 121 : A ΔK=15MPa√m, R=0,1 (a) évolution du PEEQ au cœur du front de fissure final lors de la propagation (b) différence entre la quantité de fermeture de fissure au bord et au centre lors de l'évolution du PEEQ à da=0,86mm 167

Figure 122:Evolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$ local pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7 169

Figure 123: Evolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$ au cours du dernier cycle de l'itération finale au bord et au cœur, da=1,4mm (ΔK=12MPa√m, R=0,7) 170

Figure 124: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode de $\Delta\varepsilon_{p22}$ et les résultats expérimentaux pour ΔK=4MPa√m ; R=0,7 170

Figure 125: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode de Δεp22 et les résultats expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7 171

Figure 126: Evolution du PEEQ local pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7 171

Figure 127: Evolution du PEEQ local pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1 172

Figure 128: Evolution de la différence entre la longueur de fissure au bord et au cœur da_{b-c} pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (c) ΔK=15MPa√m; R=0,1 172

Figure 129: différence de largeur de la zone plastique mesurée sur le front actuel ou sur la courbe équidistante vue à travers le pas de temps où la plasticité commence pour ΔK=15MPa√m; R=0,1 173

Figure 130: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode du facteur d'intensité de déformation et les résultats expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7 174

Figure 131: Evolution de la forme du front de fissure en présence de fermeture pour (a) ΔK=12MPa√m ; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m ; R=0,1 174

Liste des Tableaux

Tableau 1 : Précédents résultats expérimentaux et numériques obtenu par Fiordalisi [4]et Arzaghi [6] selon les fromes prédéfinis considérées 72

Tableau 2 : Composition chimique de l'acier inoxydable austénitique 304L 79

Tableau 3 : Paramètres élastiques et cycliques de la loi de comportement du matériau, déterminés avec une amplitude de déformation totale imposée de 1% [4] 81

Tableau 4 : Comparaison entre les tailles de zone plastique du front initial droit pour différentes conditions de chargement avec une loi de comportement à écrouissage combiné avec celles calculées par Irwin (en mm) 92

Tableau 5 : Nombres d'itérations nécessaires pour minimiser l'erreur pour différentes conditions de chargement, et valeurs d'erreur correspondantes..... 125

Tableau 6 : Aire globale de fermeture pour différentes conditions de chargement à R = 0,1 130

Tableau 7 : Comparaison entre les résultats des simulations selon les différents historiques conservés .. 137

Tableau 8 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour différentes conditions de chargement à R=0,7 138

Tableau 9 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour des conditions de chargement différentes 141

Tableau 10 : Validation de l'applicabilité de la 'plasticité confinée' en fonction des conditions de chargement appliquées 143

Tableau 11 : Comparaison entre les résultats numériques obtenus par la méthode de $CTOD_p$ et expérimentaux pour des conditions de chargement différentes en front libre 163

Tableau 12 : Récapitulatif de toutes les méthodes traitées dans cette étude présentant les résultats obtenus et les limites 176

Nomenclature

$\mathbf{a}$	*: Longueur de la fissure*	$\mathbf{r_p}$	*: Taille du la zone plastique*
$\mathbf{a_{min}}$	*: Taille de l'élément de maillage dans la direction de propagation de la fissure*	$\mathbf{U}$	*: Taux de fermeture (exposant ℓ: locale)*
$\mathbf{B}$	*: Epaisseur de l'éprouvette*	$\mathbf{U_y}$	*: Déplacement perpendiculaire au plan de propagation*
CT	*: Echantillon compact tension*	$\mathbf{W}$	*: Largeur de l'éprouvette*
$\frac{da}{dN}$	*: Vitesse de propagation de fissure*	$\mathbf{W_s}$	*: Travail de création de nouvelles surfaces fissurées*
$\mathbf{E}$	*: Module d'Young*	**ZPM**	*: Zone Plastique Monotone*
$\mathbf{E_{abs}}$	*: Erreur absolu*	$\mathbf{\Delta a_{b\text{-}c}}$	*: Ecart entre l'avancement de fissure au bord et au cœur*
$\mathbf{E_{rel}}$	*: Erreur relative*	$\mathbf{\Delta a_{max}}$	*: Avancement maximal imposé au centre*
$\mathbf{E_{dif_moy}}$	*: Erreur de différence moyenne*	$\Delta\mathbf{K\varepsilon}$	*: Amplitude du Facteur d'Intensité de déformation*
FM	*: Force motrice exposant : local*	$\Delta\boldsymbol{\delta}$	*: Amplitude de l'ouverture en pointe de fissure*
$\mathbf{G}$	*: Taux de restitution de l'énergie*	$\Delta\boldsymbol{\varepsilon}$	*: Amplitude de déformation (exposent ℓ: locale | - : totale, e : élastique, p : plastique)*
$\mathbf{K}$	*: Facteur d'Intensité de Contrainte (exposant ℓ: locale | indices max : maximale, min : minimale, ov : ouverture)*	$\Delta\boldsymbol{\varepsilon_{p22}}$	*: Déformation plastique cumulée perpendiculaire au plan de propagation*
$\mathbf{\Delta K}$	*: Amplitude du Facteur d'Intensité de contrainte (exposant ℓ: locale)*	$\boldsymbol{\delta}$	*: Ouverture en pointe de fissure (exposent ℓ: locale | - : totale, e : élastique, p : plastique)*
$\mathbf{\Delta K_{eff}}$	*: Amplitude effective du facteur d'intensité de contraintes (exposant ℓ: locale)*	$\bar{\varepsilon}^{pl}\|_0$	*: Déformation plastique initiale*
$\mathbf{N}$	*: Nombre de cycles*	$\dot{\bar{\varepsilon}}^{pl}$	*: Taux de déformation plastique*
PEEQ	*: Déformation plastique équivalente*	$\boldsymbol{\varepsilon_{p22}}$	*: Déformation plastique perpendiculaire au plan de propagation*
$\mathbf{P}$	*: Charge (exposant ℓ: locale | indices max : maximale, min : minimale, ov : ouverture, fr : fermeture)*	$\boldsymbol{\nu}$	*: Coefficient de Poisson*
$\mathbf{R}$	*: Rapport de chargement*	$\boldsymbol{\pi}$	*: Energie potentielle*
RE	*: Rapport d'ellipticité*	$\boldsymbol{\sigma_0}$	*: Limite d'élasticité à 0% de déformation plastique (σ_y)*
$\mathbf{r}$	*: Distance du front de fissure*	$\boldsymbol{\sigma_{yy}}$	*: Contrainte perpendiculaire au plan de propagation*

Introduction générale

La rupture est un problème crucial dès lors que l'on fabrique des structures. On se rappellera, notamment, dans les années 50 d'une série de ruptures par fatigue responsables du crash de plusieurs 'Havilland Comet'. Des études par pressurisation sur le fuselage du Comet dans les conditions de vol ont prouvé que la rupture par fatigue du fuselage à partir de fissures amorcées au coin des hublots carrés était la cause des accidents de ces avions.

On retiendra également les « bateaux de la liberté » (Liberty Ships) de la seconde guerre mondiale dont la coque était assemblée par soudage (et non plus par rivetage). Ce changement de procédé de fabrication qui constituait un progrès indéniable à l'époque, a conduit cependant à des ruptures catastrophiques développées dans les joints de soudure. Aujourd'hui, le progrès des connaissances et l'utilisation des doubles coques en aciers plus adaptées, permettent de mieux maîtriser ce risque de rupture. Ces deux exemples mémorables ne sont pas uniques mais veulent souligner l'importance des phénomènes de rupture et notamment par fatigue.

Même si les avancées dans la connaissance de la mécanique de la rupture sont aujourd'hui considérables, beaucoup de mécanismes de rupture sont encore mal connus. Aussi, l'étude de la fiabilité d'une structure en termes de tolérance au dommage est tout à fait cruciale dans de nombreux domaines où l'intégrité de la sécurité du système est fortement affectée. De nombreuses industries sont concernées, qu'elles soient aéronautiques, nucléaires, maritimes, chimiques…

Cette présente étude s'inscrit dans ce contexte et résulte d'un problème rencontré dans l'année 1998, issu de la défaillance dans la tuyauterie en acier inoxydable austénitique 304L dans le circuit de refroidissement du réacteur nucléaire (RRA), de la centrale de Civaux, représenté sur la Figure 1.

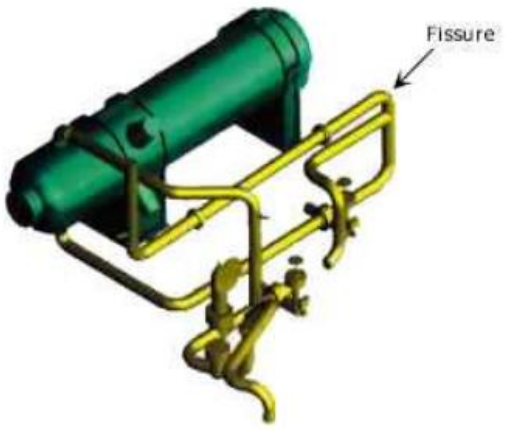


Figure 1 : Circuit de refroidissement du réacteur nucléaire [1]

Le tube a été exposé à de fortes fluctuations thermiques dues au mélange de fluides froids et chauds qui varient (entre 25 et 180 °C). Ces fluctuations ont provoqué au niveau du coude un endommagement de type faïençage thermique consistant en un réseau de fissures de faible profondeur mais longues au niveau de la surface comme le montre la Figure 2 conduisant à la création d'une fissure traversante et provoquant la rupture de la pièce.

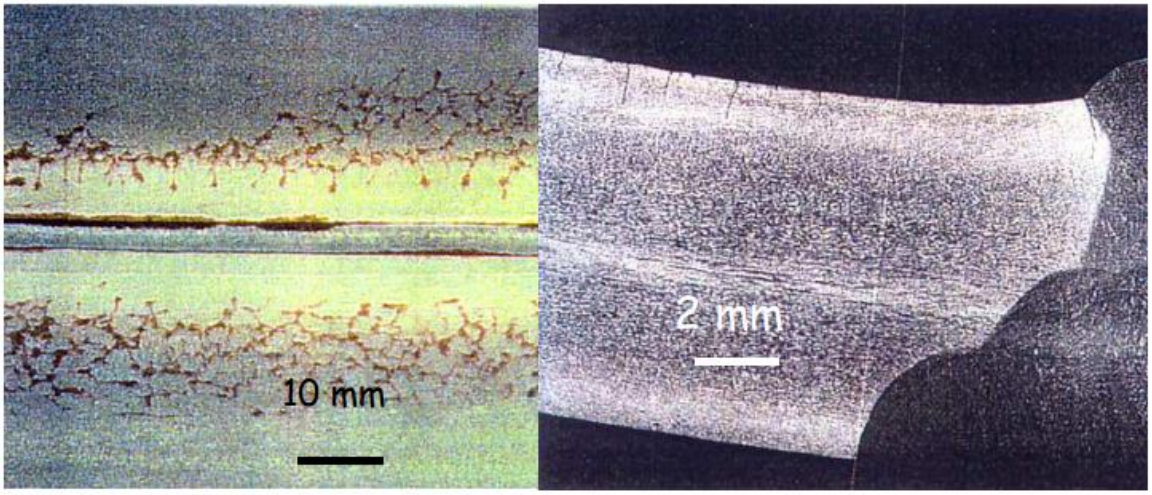


Figure 2 : Faïençage thermique dans le voisinage d'une soudure sur un coude du circuit auxiliaire [1]

Ainsi, de nombreuses études numériques ainsi que des études expérimentales [1]–[4] ont été réalisées pour développer les méthodes de détection de l'initiation puis la propagation des fissures. La contribution de l'Institut Pprime à l'ENSMA s'inscrit dans l'étude de la propagation d'une fissure courte bidimensionnelle en tenant compte de la fermeture induite par la plasticité.

Les premières études tridimensionnelles ont été réalisées par Vor [5], [2], [3] qui a développé un modèle 3D de front de fissure rectiligne de longueur initiale de 0,1 mm dans un échantillon de type CT-50, modèle qui a ensuite été comparé à des expériences. Son travail a révélé une variation importante de fermeture dans l'épaisseur avec un effet plus marqué sur les fissures longues que les fissures courtes. Cependant, son approche numérique n'a pas suffisamment considéré les effets de contrainte plane et la fermeture a été largement sous-estimée sur les bords.

Ce travail a été poursuivi par Arzaghi [6] qui, en accord avec des résultats de la littérature, a montré que le front de fissure est courbé, avec une propagation moins importante en surface qu'à cœur. Chea [1] a alors développé une simulation numérique élastique proposant un arc de cercle comme front de fissure. Il a suggéré que le front de fissure doit arriver à un état de stabilisation du facteur d'intensité de contrainte. Il a également rencontré des difficultés pour représenter les effets au bord.

Sur la base de ces résultats, Fiordalisi [4] a développé deux modèles de simulations numériques, l'un élastique et l'autre plastique, en proposant plusieurs formes de fronts de fissure. Le modèle élastique était destiné à suivre l'évolution du Facteur d'Intensité de Contrainte (FIC) maximum tandis que le modèle plastique permettait la détermination du FIC à l'ouverture pour finalement en déduire l'amplitude effective du FIC. Malgré de grandes améliorations, la prise en compte des effets de bord s'est avérée non satisfaisante et conduisait à certaines divergences entre les résultats numériques et expérimentaux.

L'objectif de ce travail est donc de proposer un modèle numérique qui prend mieux en compte les effets de bord de façon à se rapprocher des fronts de fissure expérimentaux pour toutes les conditions de chargement étudiées en intégrant la fermeture induite par plasticité. Le but ultime de cette étude étant de généraliser la méthode à d'autres matériaux et d'autres géométries, une

configuration de front libre dite ‘Spline’ est proposée et comparée à des formes prédéfinies de front de fissure.

Le document sera organisé de la manière suivante :

Le CHAPITRE I abordera des concepts de rupture d'un point de vue théorique. En outre, il mentionnera les dernières avancées de la littérature en relation avec nos travaux. Il rappellera le travail expérimental réalisé par Vor et Fiordalisi ainsi que les techniques numériques utilisées et les résultats obtenus qui nous serviront par la suite.

La modélisation de la propagation d'un front de fissure par la méthode du remaillage décrivant toutes les techniques et paramètres utilisés dans le modèle développé sera l’objet du CHAPITRE II.

Le CHAPITRE III présentera les résultats numériques obtenus en utilisant la mécanique élastique linéaire de la rupture et confrontera les nouvelles simulations numériques aux résultats expérimentaux.

Considérant que les concepts de la mécanique linéaire élastique de la rupture ne s’appliquent pas pour les cas de chargements où la plasticité n’est pas confinée, le CHAPITRE IV présentera les résultats obtenus en utilisant la mécanique élasto plastique de la rupture et confrontera les nouvelles simulations numériques aux résultats expérimentaux.

Enfin, une conclusion générale sera proposée qui ouvrira les perspectives.

CHAPITRE I
Bibliographie

1.Notions utiles de la Mécanique de la Rupture:

1.1.Modes de Rupture

La propagation de tout type de fissure, à l'intérieur d'un corps défini, dépend notamment de la manière dont ce corps est sollicité. Dans les sollicitations réelles, les conditions de chargement sont la plupart du temps extrêmement complexes. Les scientifiques ont classé 3 modes de rupture qui engendrent de la propagation des fissures et proposent qu'il soit possible de décrire tout type de rupture grâce à la superposition de ces trois modes principaux de rupture comme le montre la Figure 3.

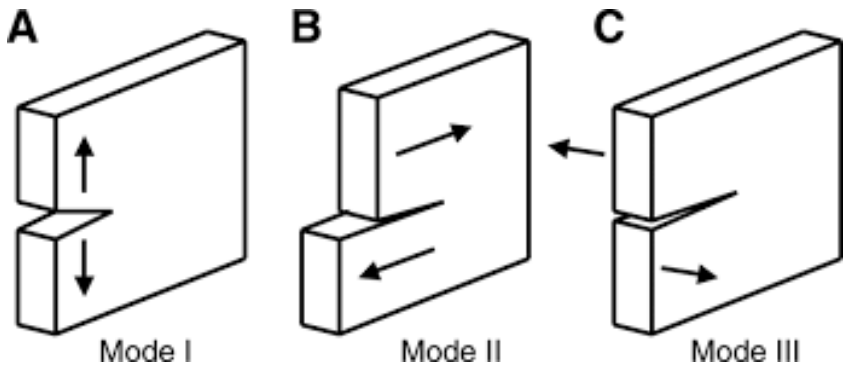


Figure 3: Différents modes de rupture qui engendrent la propagation de fissure

- Mode I: Ouverture

  Ce mode de rupture est le plus fréquent des modes. Ici, le chargement est appliqué perpendiculairement au plan de propagation conduisant à l'ouverture des lèvres de la fissure. Il induit une ouverture de fissure, et généralement une absence de frottement entre les lèvres. A ce titre, il est considéré comme le plus dangereux.

- Mode II: Cisaillement

  Ce mode est dû au cisaillement imposé dans le plan. Dans ce cas, les lèvres de la fissure se translatent sur l'axe de propagation dans deux directions opposées, générant des contraintes de cisaillement dans le plan.

- Mode III: Vissage

  Ce mode de rupture est plus rare, et moins étudiée dans la littérature. Il est dû au cisaillement hors plan. La rupture est provoquée par les contraintes hors du plan générées par l'arrachement des côtés de l'échantillon.

1.2.Plasticité en fond de fissure

1.2.1.Introduction

La plasticité dans un corps fissuré a été étudiée par de nombreux scientifiques et ce, plus particulièrement à proximité du front de fissure. Il est admis que la plasticité dans cette région a une influence majeure sur la propagation de la fissure.

Ainsi, sous l'application d'un chargement monotone ou cyclique, une zone de sillage plastique est créée le long du chemin de propagation de la fissure. Il est très important de définir correctement cette zone afin de connaître son influence sur la propagation de fissure.

On peut différencier deux zones plastiques, statique et cyclique, comme le montrent les Figure 4a et b :

1) Une zone plastique monotone issue du chargement monotone.

2) Une zone plastique cyclique provoquée par un chargement cyclique, où le calcul des champs de contraintes devient complexe. Pour cela, le principe de superposition de la distribution des contraintes de charge et de décharge a été appliqué comme le montre la Figure 4b.

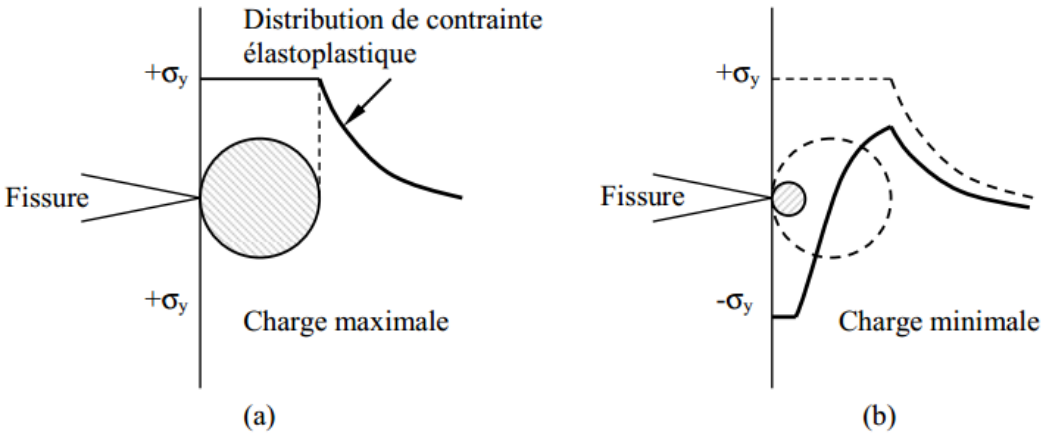


Figure 4 :a) zone plastique monotone b) zone plastique cyclique

La zone plastique monotone sera explicitement décrite dans ce qui suit connaissant son influence sur la propagation des fissures.

1.2.2.Zone Plastique Monotone

La définition de la Zone Plastique Monotone ZPM est essentielle pour la prédiction de la propagation des fissures dans la plupart des cas et surtout en propagation ductile où la taille de cette zone est importante. En effet, la taille de cette zone conditionne les différentes hypothèses envisagées des forces motrices. Lorsque la zone plastique est petite par rapport aux dimensions de

la fissure, la mécanique de la rupture élastique peut être utilisée; au contraire, lorsque cette zone s'étend, il faut considérer les forces motrices en élasto-plasticité. Jusqu'à présent, il n'y a presque pas de définition exacte de ces limites, et si elles existent, elles se limitent aux cas spécifiques étudiés par les auteurs.

Les premières tentatives pour déterminer les dimensions de cette zone ont été faites en utilisant des solutions analytiques basées sur les champs asymptotiques de contrainte au voisinage du fond de fissure. Ces solutions ont été établies pour les différents états de contraintes sur des cas bidimensionnels. Un modèle simplifié a été proposé, où il est supposé que la plastification a lieu lorsque les contraintes dépassent la limite élastique, en considèrent une loi de comportement élastique, en introduisant 'r_p', représentant la taille du la zone plastique le long du plan de propagation, définie selon la relation suivante :

En contraintes planes : $$r_p = \frac{K^2}{2\pi\sigma_0^2} \quad (1)$$

Où K est le facteur d'intensité de contrainte global imposé et σ_0 est la limite d'élasticité à 0% de déformation plastique.

Cependant, ces calculs ne prennent pas en compte la redistribution des contraintes du fait de l'évolution des déformations plastiques. Irwin [7] a ensuite proposé quelques corrections en considérant une loi de comportement 'élastique parfaitement plastique' qui prend en compte ces distributions avec une plasticité considérant le critère de Tresca. Il a également proposé un rapport de taille de la zone plastique, égal à $\sqrt{3}$, entre les conditions de contrainte plane et de déformation plane. La nouvelle zone plastique corrigée est 2 fois supérieure à celle calculée en utilisant la loi de comportement purement élastique.

En contraintes planes : $$r = \frac{K^2}{\pi\sigma_0^2} \quad (2)$$

En déformations planes : $$r = \frac{K^2}{3\pi\sigma_0^2} \quad (3)$$

Une autre approche, dénommée 'Yield Strip Model', a ensuite été proposée par Dugdale [8]. Ce modèle a été appliqué à des plaques très minces où l'état de contrainte plane est presque totalement dominant. Il est proposé que la déformation plastique s'accumule sous forme de bande au voisinage du fond de fissure. Comme Irwin, Dugdale [8] a utilisé un modèle élastique parfaitement plastique avec une plastification commençant dès que le critère de Tresca est atteint. Cependant, Dugdale [8] remplace le comportement élasto plastique par un comportement élastique en ajoutant des conditions aux limites supplémentaires pour obtenir une solution analytique. Selon la littérature [9], la taille de la zone plastique calculée par Irwin [7] est sous-estimée de 20% par rapport à celle calculée par Dugdale [8] qui a été déterminée comme suit, en contraintes planes :

$$r = \frac{\pi K^2}{8\sigma_0^2} \tag{4}$$

La forme de la zone plastique a également été bien étudiée dans la littérature. Elle a été définie dans un espace bidimensionnel basé sur les champs de contraintes asymptotiques élastiques linéaires au voisinage du front de fissure. Ces champs, lorsqu'ils sont introduits dans les formules de critères de plasticité de Von Mises, conduisent aux équations suivantes:

En contraintes planes : $$r_p(\theta) = \frac{K^2}{2\pi\sigma_0^2}\left(\frac{1}{2}(1+cos\theta) + \frac{3}{4}sin^2\theta\right) \tag{5}$$

En déformations planes: $$r_p(\theta) = \frac{K^2}{2\pi\sigma_0^2}\left(\frac{1}{2}(1-2\nu)(1+cos\theta) + \frac{3}{4}sin^2\theta\right) \tag{6}$$

Où ν est le coefficient de Poisson et θ est l'angle entre la position de la mesure et le plan de propagation des fissures.

Ces formules montrent que la taille de la zone plastique en déformation plane est beaucoup plus réduite qu'en contrainte plane. En mode I, la forme de la zone plastique dans la région de contrainte plane s'apparente à un haricot 'bean like shape' tandis qu'en déformation plane, elle ressemble à un papillon 'butterfly shape', comme indiqué sur la Figure 5.

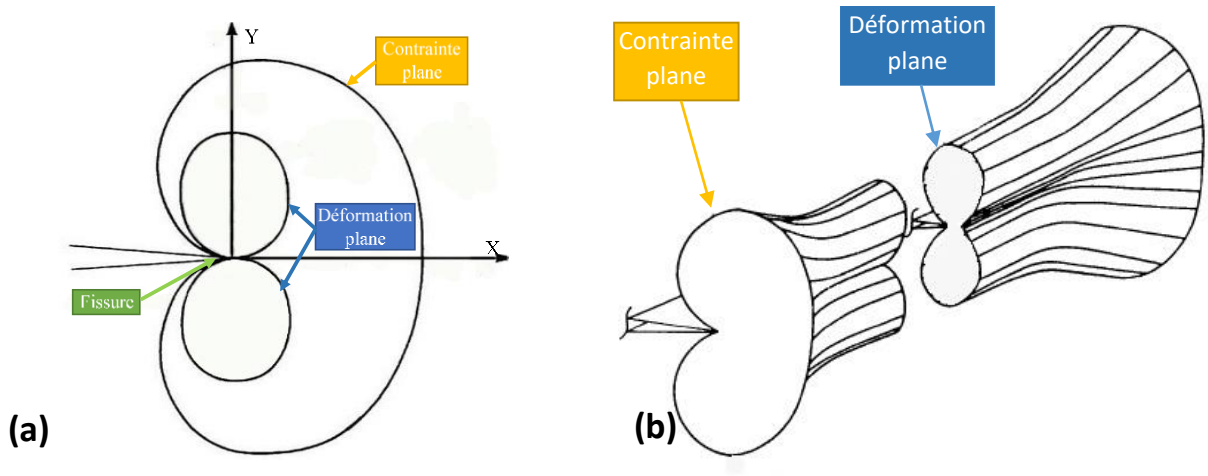


Figure 5 : Forme de la zone plastique monotone au voisinage du front de fissure en fonction de l'état de contrainte (a) bi dimensionnel (b) tri dimensionnel

Cependant, la validité de ces formules pour la forme de la zone plastique semble être limitée au chargement bi axial équivalent où la contrainte T dans le plan est nulle. La contrainte T est définie comme la différence entre les contraintes dans la direction du plan de propagation de fissure et celles qui lui sont perpendiculaires au voisinage du front de fissure (σ_{xx}-σ_{yy}). Yung Li Lee [10] a montré l'effet de cette contrainte T suivant les différents états de contrainte. On peut remarquer que, dans les deux cas (Figure 6 a et b), la taille de la zone plastique diminue fortement pour les zones à contrainte T négative.

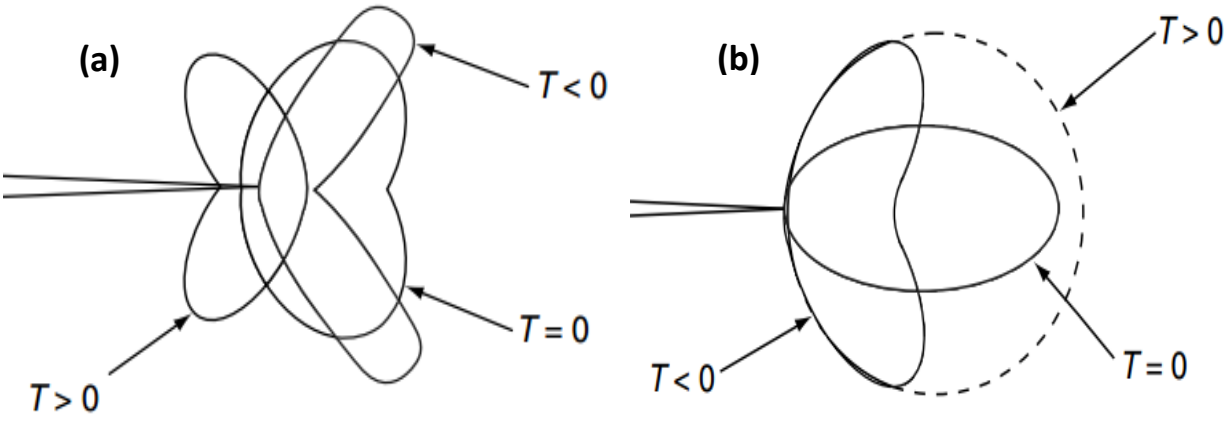


Figure 6: Effet de la contrainte T sur la forme de la zone plastique monotone au voisinage du front [10]
(a) déformation plan (b) contrainte plan

Pour les cas tridimensionnels, en fonction des formes présentées précédemment et de l'hypothèse d'états de contraintes au cœur et au bord, une forme en 'Dog Bone' (Figure 5b) a été proposée pour traduire l'évolution de la zone plastique sur toute l'épaisseur. Cette forme a été déduite des équations analytiques bidimensionnelles qui ont cependant montré, dans ce qui a précédé, une dépendance à l'évolution de la contrainte T.

Récemment, un petit nombre d'études 3D a été réalisé pour étudier l'effet de l'épaisseur sur la zone plastique. Zúñiga [11] a publié une étude élastique sur l'évolution de la zone plastique dans un alliage d'aluminium Al 7075. Il a remarqué que, contrairement à ce qui est conventionnellement admis, la zone plastique maximale se situe à une faible distance de la surface et aucune forme de 'Dog Bone' n'a été observée. Les mêmes observations ont été faites par Camas et Al [12] qui ont étudié la zone plastique dans l'alliage d'aluminium Al-2024-T351 qui présente un faible écrouissage isotrope. En plus, il a constaté que la zone plastique est plus petite que celle calculée théoriquement et que cette taille dépend de l'épaisseur et du facteur d'intensité de contrainte appliqué.

Ces études numériques sont en accord avec d'autres résultats expérimentaux notamment ceux réalisés par Bellet et al [13], [14] qui montrent les limites des approches bidimensionnelles et soulignent la nécessité d'effectuer des études tridimensionnelles. De plus, même dans un espace bidimensionnel, Hosseini [15] a montré que, en étudiant la zone plastique cyclique dans des échantillons CT de cuivre, il existe une différence notable entre les zones plastiques calculées dans les approches analytiques précédentes qui dépendent de modèles élastiques parfaitement plastiques et celles calculées en utilisant le comportement avec écrouissage réel des métaux.

1.3.Mécanique élastique linéaire de la rupture

1.3.1.Introduction

La mécanique de la rupture était tout d'abord considérée pour un comportement élastique linéaire en raison de sa simplicité et sa capacité d'être mis en œuvre avec peu de ressources. Ce type de rupture repose sur le fait que le domaine de la singularité est totalement élastique, ce qui signifie que la relation entre les champs de contrainte et de déformation suit la loi de Hooke. Cependant, ce propos est presque irréaliste d'obtenir en raison de l'existence d'un fort gradient de contraintes au voisinage de la singularité qui induit le développement de la plasticité même à faible charge. Pour cela, il est admis que la Mécanique Elastique Linéaire de la Rupture MELR peut être utilisée pour des singularités lorsque la non-linéarité plastique est confinée dans une zone suffisamment petite par rapport à la longueur de la fissure et aux dimensions de la structure. Cela rend l'hypothèse de la MELR dépendante des conditions de chargement ainsi que du comportement du matériau. La MELR est en quelque sorte plus appropriée pour des matériaux fragiles car ils développent moins de plasticité avant rupture.

Il existe deux approches principales à étudier dans ce domaine: la première repose sur les champs de contraintes et de déplacements développés au voisinage de la singularité tandis que l'autre dépend de la loi de conservation de l'énergie dans le corps étudié. Dans la partie suivante, ces deux approches seront discutées pour expliciter les forces motrices pouvant conduire à la propagation des fissures: leurs propriétés, leur validité et leurs limites.

1.3.2.Facteur d'intensité de contrainte: champs de contrainte et de déplacement, notion, zone de dominance

Une bonne connaissance des champs de contraintes et de déformations au voisinage de la pointe de fissure est essentielle pour décrire la propagation de fissure. Certaines expressions ont été développées pour les matériaux élastiques linéaires isotropes. Ces champs ont ensuite été utilisés par Westergaard [16], Irwin [7], Sneddon [17] et Williams [18] afin de mettre en place une relation permettant de déterminer le facteur d'intensité de contraintes K en tout point de la fissure. K est une valeur permettant de décrire les champs de contraintes et de déformations au voisinage de la pointe de fissure et par conséquent de représenter la singularité en mode I:

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + autres\ termes \qquad (7)$$

Où :

σ_{ij} est le tenseur des contraintes,

r et θ sont les coordonnées polaires, l'origine étant prise en pointe de fissure comme le montre la Figure 7,

K_I est le facteur d'intensité des contraintes en mode I,

f_{ij} est une fonction adimensionnelle, dépendant de la position angulaire θ, du mode de chargement et de la géométrie de la pièce.

Les autres termes représentent les contraintes non singulières, qui sont normalement négligées, et quelques termes qui disparaissent à la pointe de fissure.

En utilisant l'équation 7, lorsque la distance r tend vers 0, la valeur de la contrainte augmente vers l'infini avec une singularité en 1 / √r.

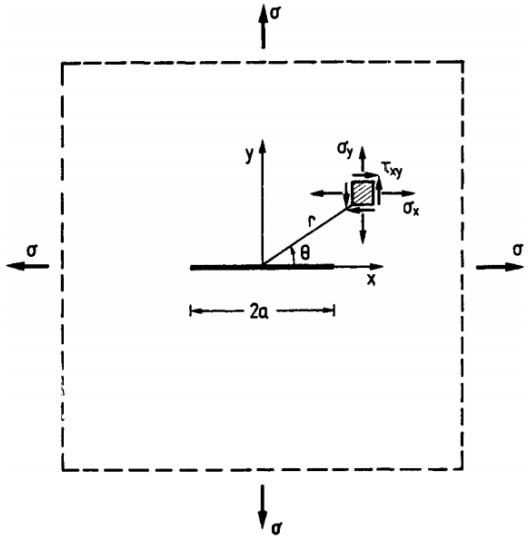


Figure 7: Répartition des contraintes dans le voisinage de la pointe de fissure pour un chargement bi axial équivalent dans une plaque infinie

L'approche de Westergaard permet de résoudre certaines études en élasticité linéaire. Ce qui est important dans cette approche, c'est qu'elle est capable de décrire correctement les champs de contrainte et de déplacement au voisinage du front de fissure. Dans son travail, Westergaard [16] a étudié une fissure centrale à l'intérieur d'une plaque infinie soumise à un chargement bi axial dans les directions x et y comme le montre la Figure 7. La simplicité et la polyvalence de cette théorie avaient encouragé de nombreux auteurs à l'utiliser. C'est le cas d'Irwin [7] qui a utilisé ces solutions pour calculer les contraintes élastiques en fond de fissure et établir la notion de facteur d'intensité de contraintes K. Ce travail a été amélioré par de nombreux auteurs (Sih [19], Eftis et Liebowitz [20], Sun et Farris [21], Sanford [22],[23]…) dans le but d'enrichir ces équations avec des paramètres complémentaires.

La méthode se base sur l'utilisation de fonctions d'Airy afin de trouver une fonction φ qui satisfait les conditions aux limites spécifiées vérifiant l'équation bi-harmonique suivante:

$$\nabla\varphi^4 = \frac{\partial^4\varphi}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4\varphi}{\partial x^2\partial y^2} + \frac{\partial^4\varphi}{\partial y^4} = 0 \quad (8)$$

Avec $$\sigma_x = \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\ , \sigma_y = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}, \tau_{xy} = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y} \quad (9)$$

Westergaard a, à son tour, défini une fonction pour les problèmes symétriques:

$$\varphi = Re\overline{\overline{Z_1}} + yIm\overline{Z_1} \quad (10)$$

Où $\overline{Z_1}$ et $\overline{\overline{Z_1}}$ sont respectivement les primitives d'ordre 1 et 2 de la fonction complexe Z_1.

Puis, en utilisant les équations de Cauchy Riemann pour des fonctions complexes, il en a déduit

$$\frac{\partial\ Re\ \bar{Z}_1}{\partial x} = \frac{\partial\ Im\ \bar{Z}_1}{\partial y} = Re\ Z_1 \qquad et \qquad \frac{\partial\ Im\ \bar{Z}_1}{\partial x} = -\frac{\partial\ Re\ \bar{Z}_1}{\partial y} = Im\ Z_1 \quad (11)$$

Et par suite: $$\sigma_x = Re\ Z_1 - y\ Im\ Z_1' \quad (12)$$

$$\sigma_y = Re\ Z_1 + y\ Im\ Z_1' \quad (13)$$

$$\tau_{xy} = -y\ Re\ Z_1' \quad (14)$$

Les déplacements peuvent être déduits ensuite en utilisant la loi de Hooke.

Concernant le problème de fissure que Westergaard a étudié sur la Figure 7 en utilisant un plan fini soumis à des contraintes bi axiales équivalentes, une fonction Z_1 peut être définie pour satisfaire les conditions aux limites comme suit :

$$Z_1 = \frac{\sigma z}{(z^2 - a^2)^{1/2}} \quad (15)$$

Pour la région proche du fond de fissure, cette équation peut s'écrire comme suit:

$$Z_1 = \frac{K_I}{(2\pi R)^{1/2}} \quad (16)$$

Avec $R=z-a=re^{i\theta}$ et $K_I = \sigma\sqrt{\pi a}$

En substituant dans l'équation les contraintes au voisinage du fond de fissure deviennent:

$$\sigma_{xx} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}}\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[1 - sin\left(\frac{\theta}{2}\right)sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \quad (17)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}}\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[1 + sin\left(\frac{\theta}{2}\right)sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \quad (18)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}}\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[sin\left(\frac{\theta}{2}\right)cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \quad (19)$$

$$\tau_{xz}, \tau_{yz} = 0 \quad (20)$$

Avec, en contrainte plane : $\sigma_{zz} = 0$ (21)

En déformation plane : $\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})$ (22)

Et les déplacements deviennent par conséquent:

$$u_x = \frac{K_1}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[k - 1 + 2sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (23)$$

$$u_y = \frac{K_1}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[k + 1 - 2cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (24)$$

Avec

En déformation plane : $\kappa = 3 - 4\nu$ (25)

En contrainte plane : $\kappa = \frac{3 - \nu}{1 + \nu}$ (26)

La détermination des déformations dans l'épaisseur d'une pièce nécessite avec cette approche l'introduction d'une relation empirique déterminant la part respective des contraintes planes et déformations planes dans l'épaisseur.

Il est important aussi de préciser qu'à chaque changement des conditions de chargement ou des conditions aux limites, ces équations doivent être modifiées en conséquence. Concernant les conditions de chargement, certaines formules générales ont été mises en œuvre pour tous les cas des charges bi axiales inéquivalentes, ou même les charges uni-axiales. MacGregor [24] a montré

que, dans ces cas, des termes supplémentaires sont nécessaires et la fonction Z_1 de la variable complexe devient :

$$Z_1 = \frac{\sigma z}{(z^2 - a^2)^{1/2}} - (1 - k')\frac{\sigma}{2} \qquad (27)$$

Où k' est un paramètre associé au schéma de chargement: k' = 1 pour le cas bi axial équivalent utilisé par Westergaard [16] et k '= 0 pour le cas uni axial. Il faut noter que seules les contraintes le long de la propagation de fissure σ_x sont concernées par ces modifications tandis que les autres contraintes σ_y et τ_{xy} gardent la même formulation et, dans ce cas, σ_x devient:

$$\sigma_x = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}} \cos\frac{\theta}{2}\left(1 - \sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right) - (1 - k')\sigma \qquad (28)$$

Ces formules ne sont utilisées que pour une sollicitation en mode I; cependant, la même procédure peut être utilisée pour obtenir les expressions pour les modes II et III.

De plus, la validité et l'unicité de ce facteur d'intensité de contraintes ne sont assurées que dans une zone spécifique autour du front de fissure. En fait, la région entourant le fond de fissure peut être divisée en 3 zones principales distinctes comme le montre la Figure 8**.**

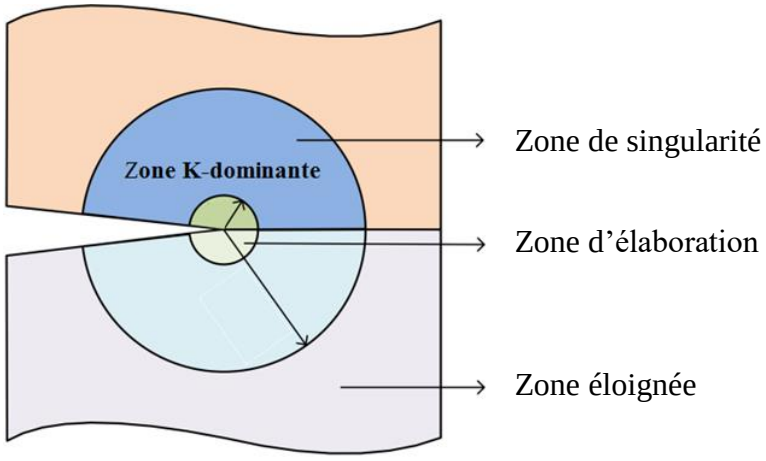


Figure 8 : Zones à proximité du front de fissure

i. Zone d'élaboration: zone où se situent le fond de fissure et son sillage. Cette zone connait d'importants gradients de contraintes et de déformation qu'il est difficile d'évaluer.

ii. Zone de singularité: zone où les gradients de contraintes et de déformations sont continus. Si la plasticité est négligeable dans la zone de singularité, on peut encore utiliser le modèle d'Irwin [7] en mécanique de la rupture élastique linéaire et traiter le modèle comme un

modèle élastique. Cependant, si la plasticité est dominante, il faut utiliser la mécanique de la rupture élasto-plastique.

iii. Zone éloignée: zone qui n'est pas affectée par la singularité. Elle fonctionne comme un lien entre les conditions aux limites et de chargement d'un côté, et la zone de singularité de l'autre.

De nombreux auteurs, Couroneau et Royer [25], [26], Guinée et al [27], Barsoum [28], Smith et Cooper [29], Chipalo et al [30], Wu [31], Branco et al [32]–[34], Yu [35] et Hou et al [36], [37], ont utilisé ces champs pour les calculs du facteur d'intensité de contraintes.

Ils ont principalement utilisé la méthode des champs de déplacement puisque les déplacements sont calculés par des méthodes finies sur chaque nœud sans aucune interpolation et donnent ainsi des résultats plus précis. Cette méthode a également été utilisée par Lu [38] pour calculer le facteur d'intensité de contrainte K des fissures de surface semi-elliptiques aux pieds de soudure dans des champs de contraintes complexes.

Dans ce contexte, beaucoup ont testé les éléments quadratiques modifiés proposés par Barsoum [28] et Henshell et Shaw [39], qui sont créés en déplaçant le nœud de milieu à un quart du côté de l'élément. L'utilisation de l'élément Barsoum [28] permet de reproduire les singularités telles que celles données par la mécanique linéaire de la rupture. Cet élément a également été utilisé par Wu [31] qui a introduit un facteur de correction pour la surface libre ainsi que par Smith et Cooper [29]. Cependant, cette méthode reste dépendante de l'état de contrainte dans l'épaisseur comme le montrent les équations (23-26) et oblige à introduire un facteur de répartition des états de contrainte plane et de déformation plane.

En outre, Newman et Raju [40], [41] ont utilisé la méthode des champs de contraintes pour calculer le facteur d'intensité de contraintes pour une large gamme de fissures superficielles semi-elliptiques dans des plaques d'épaisseur finie et dans des corps tridimensionnels. De Morais [42] a aussi utilisé la méthode des champs de contraintes pour calculer K. Shih et Chen [43] ont également utilisé cette méthode pour analyser le développement de la fissure par fatigue dans un arbre soumis à de la tension, de la flexion et une combinaison de ces deux chargements. Aman et al [44] ont montré qu'elle peut être utilisé pour évaluer le facteur d'intensité de contrainte pour l'interaction de fissures tridimensionnelles de forme indéfinie. Dans un autre contexte, Salimi-Majd et al [45] ont utilisé la méthode des champs de contraintes en mécanique de la rupture de mode mixte pour prédire l'angle de propagation du front de fissure en fonction du cisaillement et des contraintes tangentielles; les résultats numériques se sont avérés cohérents avec les résultats expérimentaux. Il ressort que la méthode, se basant sur le calcul de K à partir de l'expression de contraintes, est très intéressante puisqu'elle ne nécessite pas de faire d'hypothèse sur la nature de l'état de contraintes-déformations.

C'est donc cette méthode qui va être utilisée en 3D dans le cadre de cette étude.

1.3.3.Approche énergétique: notion de taux de restitution d'énergie

Les méthodes énergétiques utilisées dans la mécanique de la rupture proviennent essentiellement des travaux de Griffith [46], [47], qui a associé la propagation au taux de restitution de l'énergie G.

Ce dernier a supposé que la formation de la fissure induit un passage de l'état de non-équilibre à celui d'équilibre par une diminution de l'énergie suivant la première loi de la thermodynamique. Cela signifie que la propagation de la fissure à l'intérieur de n'importe quel corps s'accompagne d'un changement d'énergie. Griffith considère que cette propagation a lieu lorsque l'énergie potentielle dépasse l'énergie de création de surface du matériau. Il a, ensuite, défini les conditions d'équilibre comme suit:

$$dE = \frac{d\pi}{dA} + \frac{dW_s}{dA} \tag{29}$$

Où E est l'énergie totale, π est l'énergie potentielle et W_s est le travail de création de nouvelles surfaces et A est l'aire fissurée.

Ensuite, il a défini c comme la variation de l'énergie potentielle π due à l'avancement de la fissure par rapport à la variation de surface fissuré A, comme suit:

$$G = -\frac{\partial \pi}{\partial A} \tag{30}$$

Avec

$$\pi = \frac{1}{2} u^T R u - u^T f \tag{31}$$

Où u, R et f sont respectivement les vecteurs déplacements, la matrice de rigidité et le vecteur des forces appliquées.

Il a été montré qu'une relation peut être établie entre l'approche énergétique et l'approche des champs de contrainte / déplacement. Cette relation, présentée ci-dessous, montre que le taux de restitution d'énergie G peut s'exprimer en fonction du facteur d'intensité de contraintes en utilisant les paramètres élastiques.

$$G = \frac{\kappa + 1}{8\mu} {K_I}^2 \tag{32}$$

Avec $\mu = \frac{E}{2(1+\upsilon)}$ où E est le module d'Young et υ est le coefficient de Poisson.

Et κ est un paramètre dépendant de l'état de contraintes défini dans les relations (25) et (26).

1.4.Mécanique de la rupture élasto-plastique

1.4.1.Introduction

Dans le cas où la mécanique de la rupture élastique linéaire n'est plus valable, c'est-à-dire au-delà du cas de plasticité confinée, le facteur d'intensité de contraintes calculé avec cette approche ne peut plus être utilisé. D'ailleurs, plusieurs paramètres principaux de suivi des fissures ont été introduits.

Rice [48] a d'abord introduit la notion d'intégrale J en associant ce paramètre au taux de restitution d'énergie G et au facteur d'intensité de contraintes dans la mécanique élastique linéaire de la rupture. Il a ensuite été étendu aux études dans lesquelles s'applique la mécanique élasto-plastique de la rupture. Un autre paramètre, appelé ouverture en fond de fissure, a été introduit en premier par Wells [49] après des tests réalisés sur plusieurs aciers de construction. Il a montré que de nombreux matériaux ne peuvent pas être étudiés à l'aide de la mécanique linéaire de la rupture et il a mis en évidence le phénomène d'émoussement. Cette notion a été reprise plus récemment par Antunes et al [50]–[54] qui ont considéré que la propagation est contrôlée par la composante plastique de ce terme. Dans le même contexte, d'autres auteurs [55]–[57] ont considéré que la propagation est mieux contrôlée par la déformation et ont proposé un facteur d'intensité de déformation dans les cas où la plasticité est plus marquée. Il existe aussi beaucoup de paramètres qui ont été introduits dans ce but comme le facteur d'intensité d'écoulement plastique, la taille de la zone plastique inversée [58], [59] ou d'autres qui ne seront pas traités dans ce travail.

Dans les paragraphes qui suivent, ces différentes notions seront explicitement présentées. Le but recherché est de confronter les différentes notions et d'utiliser celle qui traduit au mieux la propagation des fissures dans les différentes conditions de sollicitations.

1.4.1.Intégrale J

L'intégrale J est une méthode qui se base sur le principe énergétique et qui était proposée par Rice [48]. Dans son travail, il a défini ce nouveau paramètre pour l'utiliser en tant que traitement élasto-plastique des discontinuités.

L'intégrale J est représentée par une intégrale de contour indépendante de la trajectoire comme suit:

$$J = \int_{\Gamma} (wdy - \vec{t}\frac{\partial \vec{u}}{\partial x} ds) \tag{33}$$

Où Γ est le contour fermé entourant la fissure, ds est l'élément de contour, w est la densité d'énergie de déformation, $\vec{t}$ est le vecteur contrainte sur le contour, $\vec{u}$ est le vecteur déplacement, comme montré dans la Figure 9.

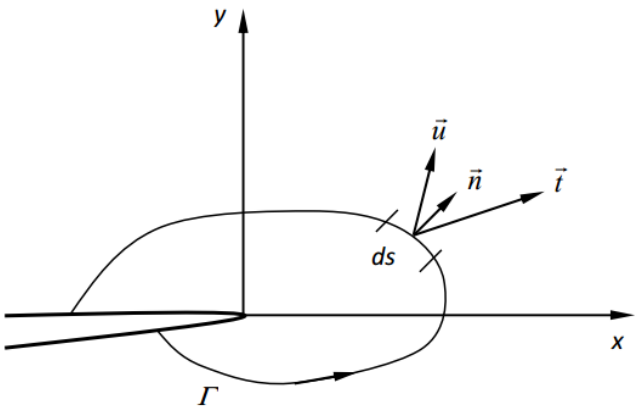


Figure 9 : Intégrale J calculée sur le contour

L'équation 33 a été ensuite modifiée par Shih et Moran [60], [61] en utilisant le théorème de la divergence pour être plus adaptée à un calcul par la méthode des éléments finis.

$$J = \int A^* \left[\sigma_{i,j} \frac{\partial u_j}{\partial x} - w\delta_{1j}\right] \frac{\partial q}{\partial x_i} dA \tag{34}$$

Où A* est l'aire de la surface comprise entre les contours Γ_0 et Γ_1, comme montré en Figure 10, et q est une fonction lissée au choix qui doit être égale à 1 sur Γ_0 et 0 sur Γ_1.

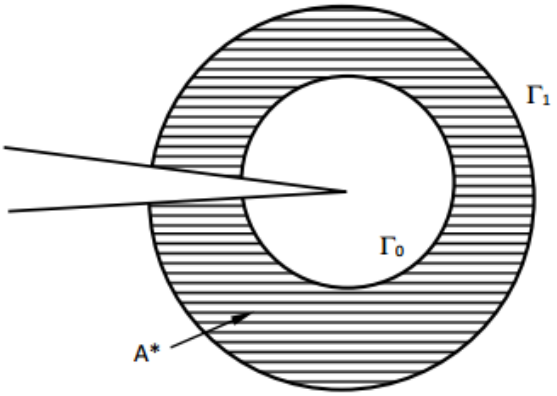


Figure 10 : Intégrale J calculée sur le domaine

Dans le calcul numérique, ABAQUS calcule l'intégrale J sur plusieurs contours. Le premier contour est la pointe de fissure elle-même. En général, il est conseillé de calculer J sur plusieurs contours, et de retenir la valeur stabilisée.

Ce paramètre s'est avéré également valide dans les domaines élastiques. Dans les domaines où la mécanique linéaire de la rupture élastique peut être encore appliquée, il est égale au taux de libération d'énergie linéaire G présenté par Griffith [46]. Cela signifie que, dans ce cas, l'intégrale J peut être aussi exprimé en fonction du carré du facteur d'intensité de contrainte comme indiqué ci-dessous.

$$J = G \propto {K_I}^2 \tag{35}$$

ABAQUS a mis en œuvre une méthode qui extrait le facteur d'intensité de contrainte en s'appuyant sur la méthode d'intégrale J pour un chargement en mode mixte. Cette méthode a été développée par: Shih et Asaro [62], Barnett et Asaro [63], Gao, Abbudi et Barnett [64], Suo [65], et est devenu par la suite la méthode Shih et Asaro, qui ont associé le taux de restitution de l'énergie (intégrale J) au facteur d'intensité de contrainte dans les matériaux élastiques linéaires par l'équation suivante:

$$J = \frac{1}{8\pi} K^T . B^{-1} . K \tag{36}$$

Où K = $[K_I, K_{II}, KIII]^T$ et B représente la matrice du facteur énergétique pré-logarithmique.
Pour les matériaux homogènes isotropes, la matrice B est diagonale et l'équation ci-dessus est simplifiée et devient:

$$J = \frac{1}{\overline{\overline{E}}} (K_I^2 + K_{II}^2) + \frac{1}{2G} K_{III}^2 \tag{37}$$

Où:

$\overline{\overline{E}} = E$ en contrainte plane
$\overline{\overline{E}} = \frac{E}{(1-\upsilon^2)}$ en déformation plane, axisymétrique et tridimensionnelle.
Avec E le module du Young et υ le coefficient de poisson.

Cette définition, fournie par le manuel 'Théorie' d'ABAQUS [66], montre que pour le calcul d'intégrale J dans des espaces tridimensionnels, aucune considération n'est prise sur le changement de l'état de contrainte à l'intérieur de l'épaisseur de l'éprouvette. Le seul état de contrainte considéré est la déformation plane quelles que soient l'épaisseur ou les conditions de chargement.

Alors que le taux de libération d'énergie G n'est utilisé que pour les régions de l'élasticité linéaire, l'intégrale J a été développée pour représenter ce taux dans les régions élastiques non linéaires. Le but est de représenter le comportement élasto plastique qui est très proche, uniquement lors du chargement, de ce comportement utilisé. Pendant le déchargement, la courbe de contrainte/déformation du matériau non élastique emprunte le même chemin pris lors du chargement, contrairement au matériau élasto plastique, où une partie de la déformation est complètement transformée en déformation plastique. Ce fait a été une limitation majeure pour le développement de Rice [48] où l'intégrale J semblait incapable de traiter les problèmes de propagation cyclique de fissures qui constituent la majorité des cas de propagation de fissures.

Outre ce fait, le problème du chargement cyclique a été abordé par Norman Dowling [67] pour l'étude de la propagation de fissures dans les cas de grande plasticité. Beaucoup d'hypothèses concernant la fermeture de la fissure ont dû être faites pour obtenir une bonne corrélation entre la vitesse de propagation de la fissure et l'intégrale J.

Malgré ces limitations, l'utilisation de l'intégrale J dans les problèmes cycliques avec de plasticité importante, où l'évolution cette plasticité n'est pas le même en chargement qu'en déchargement, reste toujours considérée comme une violation de l'hypothèse de base utilisée dans le développement de ce paramètre basé sur l'élasticité (non linéaire) où le chemin de chargement est exactement le même que le chemin de déchargement.

1.4.2.Facteur d'intensité de déformation

Compte tenu des limites dans l'utilisation du facteur d'intensité basé sur les champs de contraintes notamment lorsque la mécanique élastique linéaire de la rupture n'est pas valable [68], des études ont tenté de relier la propagation à d'autres paramètres qui dépendent de la déformation développée en fond de fissure.

Une nouvelle notion de facteur d'intensité de déformation est proposée similaire à celle du facteur d'intensité de contrainte en remplaçant simplement la contrainte par la déformation au voisinage du fond de fissure. Les mêmes concepts ont été globalement conservés en ce qui concerne la dépendance au facteur géométrique de la fissure ainsi qu'à sa longueur comme dans l'équation suivante :

$$\Delta K_{\varepsilon} = F(a) * \Delta\varepsilon * \sqrt{\pi a} \tag{38}$$

Avec a la longueur de la fissure, Δε la plage de déformation et F(a) le facteur géométrique qui est calculé de la même manière que pour le facteur d'intensité de contrainte [69].

Jaske and O'Donnell [70] ont suggéré que, pour des fissures longues dans certains matériaux métalliques, la prévision de la durée de vie en fatigue peut être mieux corrélée par l'amplitude de la déformation plastique plutôt que par l'amplitude de la contrainte. Kamaya [71] ajoute qu'il est également difficile, pour des matériaux comme l'acier inoxydable, de rester dans le régime de plasticité confinée car la limite de fatigue est très proche de la limite d'élasticité même en fatigue à grand nombre de cycle (high cycle fatigue-HCF). Aussi, pour Kamaya and Kawakubo [57] puis Kamaya [71], [72], la durée de vie en fatigue calculée à l'aide du facteur d'intensité de déformation est plus précise que celle calculée à l'aide du facteur d'intensité de contrainte. Cela a également été montré par Zhang [68] et pour deux matériaux différents, l'acier inoxydable 316L et l'alliage de magnésium AZ31, pour une fatigue cyclique complètement inversée (R=-1), où l'on peut voir sur la Figure 11 que les résultats basés sur la déformation sont très proches de ceux expérimentaux alors que les résultats basés sur la contrainte sont plus éloignés.

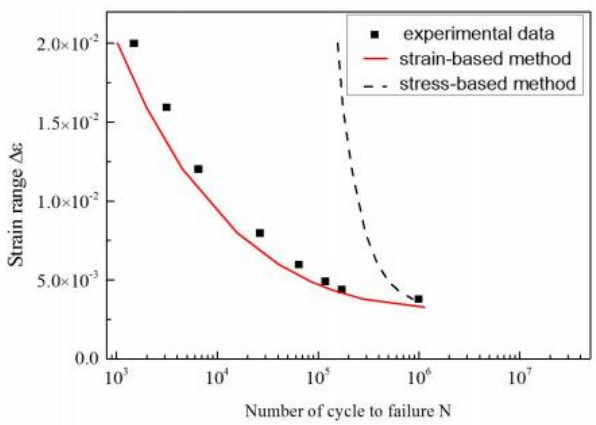


Figure 11: Comparaison des calculs de durée de vie en fatigue entre la méthode basée sur les contraintes et la méthode basée sur les déformations pour un 316L selon Zhang [68]

En fait, les caractéristiques de la déformation utilisées dans le calcul du facteur d'intensité de déformation ont été très controversées dans la communauté scientifique. La raison en est que de nombreux auteurs ont lié la propagation de la fissure à l'accumulation de la déformation plastique en fond de fissure et non à la déformation totale développée près du fond de fissure. Les auteurs qui soutiennent cette idée estiment que la propagation n'est affectée que par la déformation plastique sans aucune contribution de la déformation élastique [73]. Antunes [74] affirme à son tour qu'il est étonnant que le module d'Young qui est un paramètre élastique affecte la propagation qui à son tour dépend du phénomène non linéaire et irréversible qui se produit au fond de fissure. Par conséquent, il suppose que la déformation élastique ne contribue pas à la propagation.

Tomkins [75] suggère que la propagation est le résultat de la décohésion par cisaillement en fond de fissure qui se produit après que le matériau ait dépassé sa déformation de rupture. Cela se produit avec la séparation des bords intérieurs des bandes d'écoulement, puis des systèmes de glissement. Ce comportement explique la relation entre la propagation de la fissure de fatigue et la déformation plastique cyclique cumulée en fond de fissure. Quant à Chakrabortty [73], il estime que la relation entre la déformation et la propagation de la fissure est plus physique que celle de la contrainte car la propagation commence généralement lorsque la déformation plastique cumulée devient supérieure à la déformation à rupture.

Suivant cette hypothèse, dans leurs travaux, Liu et Lino [76] ont proposé un modèle de propagation des fissures de fatigue qui ne repose que sur la déformation plastique cyclique dérivée de la combinaison de l'équation de Manson Coffin [77], [78] (équation 39) et la loi sur les dommages cumulatifs de Miner [79].

$$N^n \varepsilon_p = C \tag{39}$$

Où N est le nombre de cycles, ε_p est la déformation plastique et n et C sont des constantes de matériau.

Dans le même contexte, Boettner [56] a étudié l'effet d'une contrainte élevée sur les fissures courtes dans du cuivre à température ambiante. Il a montré que pour la plage de déformations élevées entre 0,02 et 0,05, une proportionnalité peut être établie entre la vitesse de propagation de la fissure et la plage de déformation plastique $\Delta\varepsilon_p$ avec une valeur de n=0,5.

Cependant, à mesure que les déformations deviennent plus élevées, la quantité de déformation plastique augmente par rapport à la déformation élastique, laquelle devient négligeable dans la déformation totale.

D'autre part, Solomon [55] a utilisé une méthode appelée méthode du pseudo facteur d'intensité de contrainte pour étudier la propagation des fissures, car les équations utilisées sont similaires à celles du facteur d'intensité de contraintes. Il suppose que la propagation est contrôlée par la totalité de la déformation et propose l'équation suivante :

$$\Delta PK = E * \Delta\varepsilon_t * a^{\frac{1}{2}} \tag{40}$$

Où ΔPK est la plage de facteurs d'intensité de pseudo-contrainte et l'équivalent du facteur d'intensité de déformation, E est le module d'Young, $\Delta\varepsilon_t$ est la plage de déformation totale et a est la longueur de la fissure.

Les résultats obtenus avec cette approche montrent une meilleure corrélation pour une gamme plus large de déformation plastique que celle obtenue par Boettner [56]. Aussi, selon Solomon [55], la complexité se situe dans la région intermédiaire où les déformations plastiques sont encore faibles et par conséquent, rendant cette méthode inapplicable dans les domaines où la mécanique élastique linéaire de la rupture est toujours valable.

De plus, Haigh et Skeleton [80] ont étudié le cas d'un chargement de fatigue à R=-1 sur l'acier inoxydable 316L. Ils considèrent que, pendant la compression, la fissure est toujours fermée pour près de la moitié de la déformation élastique et ont proposé les corrections suivantes dans l'équation (40) de Solomon [55] en considérant que la déformation motrice est la déformation plastique ajoutée de la moitié de la déformation élastique et est décrite par l'équation suivante :

$$\Delta K_\varepsilon = (\Delta\varepsilon_p + \frac{1}{2}\Delta\varepsilon_e) * \pi * a^{\frac{1}{2}} \tag{41}$$

Où ΔK_ε est le facteur d'intensité de déformation, E est le module d'Young, $\Delta\varepsilon_p$ est la plage de déformation plastique, $\Delta\varepsilon_e$ est la plage de déformation élastique et a est la longueur de la fissure.

Haigh et Skeleton [80] ont obtenu de bonnes corrélations pour la propagation des fissures de fatigue pour des déformations élevées à température ambiante et des températures élevées.

Aussi, ils constatent, contrairement à Solomon [55], qu'en l'absence de fluage et de facteurs environnementaux, une bonne corrélation peut également être obtenue pour la fatigue élastique linéaire. En outre, des auteurs comme Hatanaka et al [81], Kamaya [71], Kitagawa et al [82] et

Poulain [83] ont également montré que ce facteur de déformation fonctionne dans les cas de la plasticité généralisé, ce qui signifie pour des déformations élevées. Ces auteurs ont pu trouver des relations proportionnelles entre la vitesse de propagation des fissures et le facteur d'intensité de déformation pour différents matériaux et différentes conditions de chargement.

Cette approche de l'utilisation de la déformation totale dans la propagation des fissures a été récemment le cœur du travail de Zhang [68] qui a également utilisé le facteur d'intensité de déformation basé sur Δε comme force motrice. Δε a été obtenu ici après une transformation du facteur d'intensité de contraintes en utilisant les relations des modèles constitutifs. Les résultats finaux obtenus montrent un très bon accord avec les résultats expérimentaux comme indiqué sur la Figure 11 et montrent aussi que la déformation Δε peut être considérée comme une force motrice de propagation de fissure. La Figure 12 montre une relation linéaire entre la vitesse de propagation de la fissure et ΔK_{ε}.

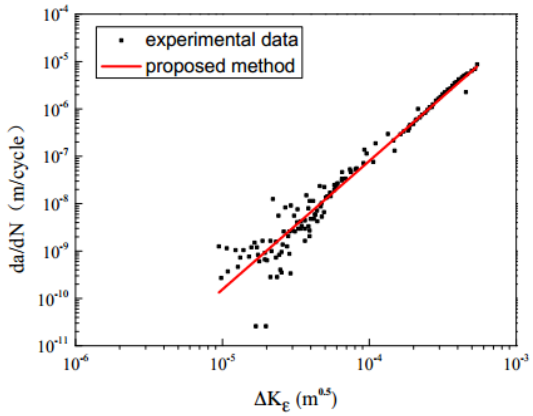


Figure 12: Relation linéaire entre la propagation de la fissure et ΔK_{ε} pour 316L selon Zhang [68]

1.4.1.Ouverture de la pointe de fissure

La notion d'ouverture de fissure a été introduite pour la première fois par Wells [49] à l'institut britannique de soudage dans les années 1960. Lors d'expériences visant à calculer le facteur d'intensité de contraintes critique pour des aciers de construction, Wells s'est rendu compte que ces aciers possédaient une ténacité élevée, à tel point que la mécanique linéaire de la rupture n'était plus valable. Il a donc proposé un autre concept pouvant répondre aux cas élasto-plastiques qu'il avait rencontrés dans les aciers.

Il a observé une séparation des lèvres de fissure avant la rupture ainsi que l'émoussement de la fissure par déformation plastique. Il a également noté que le taux d'émoussement variait en fonction de la ténacité du matériau. Il a alors défini un paramètre, appelé ouverture de fissure (Crack Opening Displacement COD) comme étant le déplacement perpendiculaire au plan de propagation et situé en avant du front de fissure. Avec le développement des technologies de mesure, cette notion d'ouverture en pointe de fissure (Crack Tip Opening Displacement CTOD) a ensuite été admise et étudiée.

Aussi, en utilisant le modèle d'Irwin pour la zone plastique, Wells [49] a proposé la première relation entre le CTOD noté δ et le facteur d'intensité de contrainte, en mode I, K_I dans un cas de plasticité confinée :

$$\delta = 2u_y = \frac{4}{\pi}\frac{K_I^2}{\sigma_0 E} \tag{42}$$

Où u_y est le déplacement perpendiculaire près du front de fissure, σ_0 est la limite d'élasticité et E est le module d'Young.

Le modèle de Dugdale [8] a ensuite été utilisé par Burdekin et Stone [84] pour un matériau élastique parfaitement plastique, pour donner une expression plus précise du CTOD, exprimé comme suit :

$$\delta_e = \frac{8\sigma_0 a}{\pi E} ln\left(sec\left(\frac{\pi}{2}\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)\right) \tag{43}$$

Un modèle en articulation plastique a également été proposé pour relier le CTOD à l'ouverture des lèvres de la fissure CMOD (crack mouth opening displacement) puisque la plupart des mesures en laboratoire sont effectuées à l'aide de 2 jauges placées de part et d'autre de l'entaille. L'échantillon tourne autour d'un centre fictif en supposant que les deux moitiés sont rigides, comme indiqué dans la Figure 13.

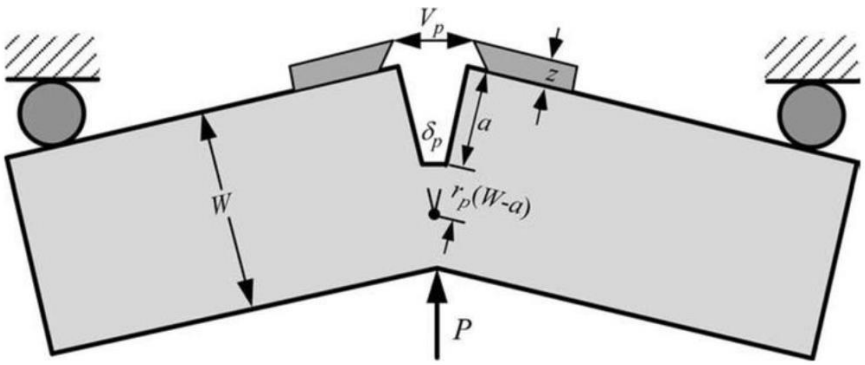


Figure 13 : Modèle en articulation plastique utilisé pour établir la relation entre CMOD (V_p) et CTOD (δ_p)

La relation contrôlant ce comportement est la suivante:

$$\delta_p = \frac{r_p(W-a)V_p}{r_p(W-a)+a} \tag{44}$$

Où W est la largeur de l'éprouvette, a est la longueur de la fissure, V_p le déplacement de l'ouverture de la fissure et r_p une constante du facteur de rotation variant entre 0 et 1.

Cette relation a, jusqu'à présent, beaucoup de limitations, la plus importante est causée par l'hypothèse concernant la valeur de r_p.

En général, le CTOD est divisé en deux parties principales en fonction de la charge appliquée : une partie élastique et une partie plastique. Pour les charges les plus faibles, l'ouverture en fonction de la charge évolue de manière linéaire (partie élastique), la non linéarité qui suit correspond à la partie plastique.

En utilisant le modèle en articulation, le CTOD total s'écrit comme suit:

$$\delta_{tot} = \delta_{el} + \delta_{pl} = \frac{4}{\pi}\frac{K_I^2}{\sigma_0 E} + \frac{r_p(W-a)V_p}{r_p(W-a)+a} \quad (45)$$

2.Propagation des fissures par fatigue

2.1.Introduction

L'un des plus grands défis lors de l'étude de la défaillance de toute structure est de vérifier la vitesse de propagation de la fissure et donc de prédire la durée de vie jusqu'à la rupture. La vitesse de propagation des fissures a toujours été étudiée en parallèle avec les forces motrices générées, dont elle dépend, pour les différentes conditions de chargement.

Compte tenu du fait qu'il est extrêmement difficile de suivre la vitesse de propagation à l'intérieur de l'éprouvette, toutes les lois de propagation proposées prennent en compte la vitesse de propagation des fissures au bord. Dans le même contexte, la comparaison de ces valeurs avec les valeurs des vitesses sur tout le front de fissure reste également compliquée.

Dans ce qui suit, la propagation de la fissure est traitée dans le cadre de la mécanique élastique linéaire de la rupture représentée par le facteur d'intensité de contraintes ainsi qu'en élasto-plasticité avec l'ouverture plastique en fond de fissure et le facteur d'intensité de déformation.

Aussi, la fermeture induite par plasticité sera systématiquement évaluée pour le calcul de la vitesse de propagation.

2.1.Propagation des fissures contrôlée par le facteur d'intensité de contraintes

Paris et al [85] ont utilisé le facteur d'intensité de contraintes ΔK d'Irwin [8] issu de la mécanique linéaire de la rupture pour calculer l'avancement de la fissure à chaque cycle. Pour cela ils ont développé une relation empirique qui relie ΔK à la vitesse de propagation de fissure da/dN.

Dans leur travail, ils ont différencié deux types principaux de fissures: les fissures longues et courtes. Les fissures longues sont les fissures qui ont une longueur plus élevée que la zone plastifiée au voisinage du fond de fissure contrairement aux fissures courtes qui sont plus petites. Paris et al [85] se sont rendu compte que la propagation des fissures courtes est aléatoire et imprévisible. Cependant, pour les fissures longues, ils ont montré qu'une relation bien définie peut être établie entre la vitesse de propagation de la fissure et ΔK.

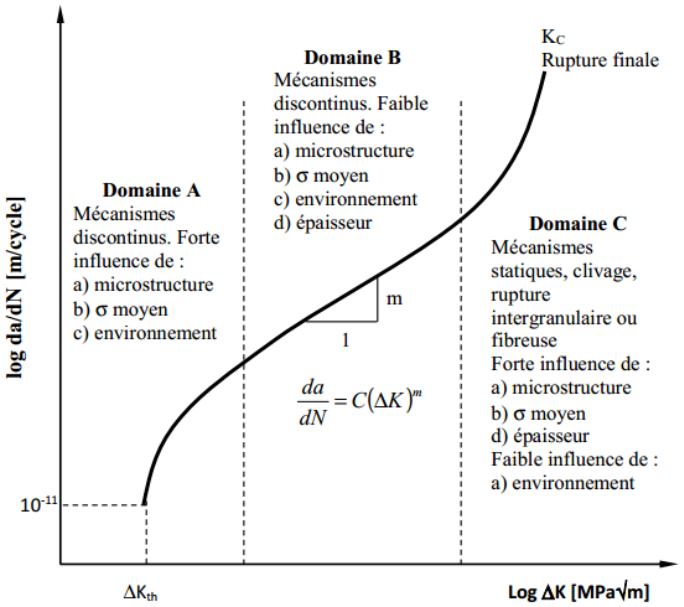


Figure 14 : Domaines de propagation d'une fissure longue [4]

Paris [85] a divisé la courbe de fissuration de fatigue en 3 domaines, comme montré dans la Figure 14:

1) Le premier domaine 'A' concerne les plus faibles valeurs de ΔK. Aucune propagation n'a lieu en-dessous de la valeur seuil ΔK_{th}. Dans ce domaine, la propagation dépend largement de la microstructure du matériau et de l'environnement dans lequel la propagation a lieu.

2) Le domaine 'B', qui présente une relation linéaire entre la vitesse de propagation da/dN et l'amplitude du facteur d'intensité de contraintes ΔK dans une échelle bi-logarithmique, comme suit :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m \tag{46}$$

Où C et m sont des propriétés du matériau déterminées expérimentalement. Dans ce domaine, les effets de la microstructure et de l'environnement sont énormément réduits. Ceux-ci ne sont pas pris en compte dans la loi de Paris, ni même le rapport de charge R.

3) Le domaine 'C' correspond à une grande accélération de la propagation de la fissure jusqu'à la rupture pour une valeur critique appelée K_C. Ici, la microstructure, la contrainte moyenne et la géométrie de la pièce ont un effet important sur la propagation de la fissure.

En interpolant ses résultats expérimentaux de propagation de fissures pour l'acier inoxydable 304L en Figure 15a, Vor [5] a proposé une valeur de m égale à 4 dans le domaine B pour R = 0,1. Bien que la loi de propagation de Paris n'ait pas pour but de prendre en compte le changement du rapport de charge R, Vor [5] a montré que, dans ce cas, on retrouve presque les mêmes valeurs des propriétés du matériau pour R = 0,1 ainsi que pour R = 0,7 comme le montre la Figure 15b. En cas de fermeture de fissure, les valeurs du facteur d'intensité de contraintes doivent être corrigées pour répondre à l'influence de ce phénomène comme expliqué plus loin.

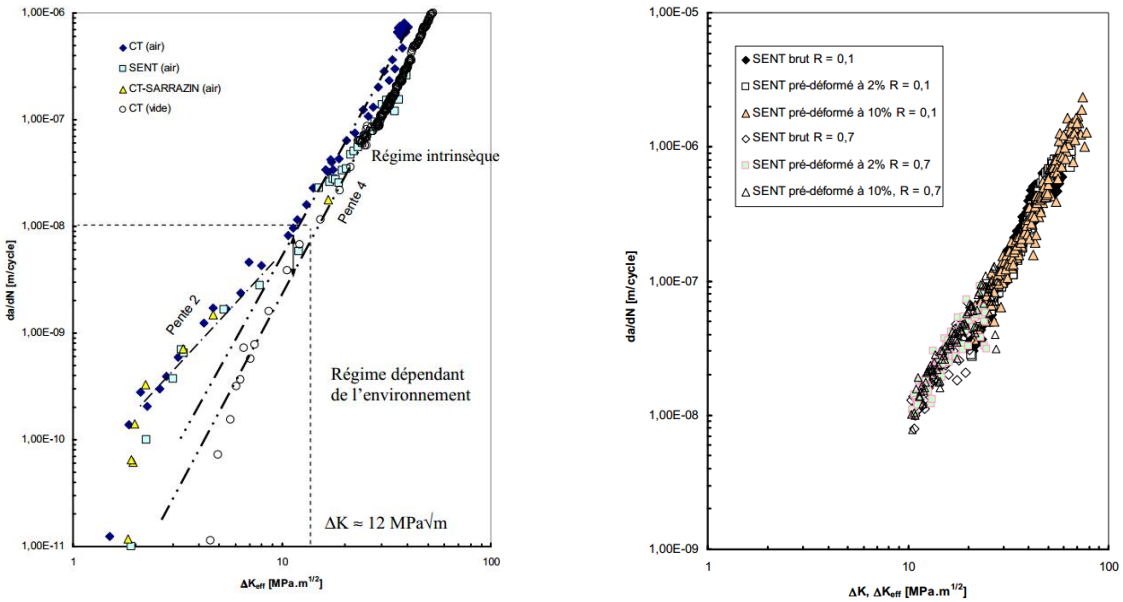


Figure 15 : Vitesse de propagation de fissure en fonction du facteur d'intensité de contraintes (a) R = 0,1 pour différents domaines de propagation et différentes conditions (b) R = 0,1 et R = 0,7 dans le domaine de propagation B pour différentes conditions [5]

2.2.Propagation des fissures déterminée en élasto plasticité

2.2.1.Déplacement d'ouverture de la pointe de fissure CTOD

L'avancement du front de fissure dépend de la force motrice. Le CTOD total a longtemps été considéré comme l'une des forces motrices de la propagation de la fissure. Cela implique que les deux contributions du CTOD, élastique et plastique, interviennent dans la propagation. Ce concept a été utilisé par plusieurs auteurs tels que Tanaka et al [86], qui ont étudié le mécanisme de propagation par émoussement dans du cuivre et de l'acier. Ils ont proposé une relation entre la vitesse de propagation de la fissure et l'amplitude de CTOD total $\Delta\delta$ selon une loi puissance de la forme:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta\delta)^p \tag{47}$$

Où p est un constant matériau qui varie entre 2,24 and 2,41.

Pippan et al [87] ont également proposé une relation linéaire pour les matériaux ductiles sollicités en fatigue à faibles nombres de cycles (low cycle fatigue).

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta\delta) \tag{48}$$

McClintock [88] a proposé une loi puissance du 2ème degré pour le système à plasticité confinée. Dans l'équation (47) utilisée par Nichols et al [89], Tvergaard et al [90] et d'autres, une relation de second ordre est également proposée entre ΔK et $\Delta CTOD$. Cela signifie que, en intégrant ces équations de manière couplée, on peut obtenir une relation entre la vitesse de propagation des fissures et ΔK sous la forme d'un polynôme d'ordre 4.

2.2.2.Déplacement d'ouverture plastique de la pointe de fissure $CTOD_p$

Certains auteurs défendent l'idée que la propagation est uniquement contrôlée par la déformation plastique au voisinage du fond de fissure. Cela signifie que la force motrice à utiliser n'est que la partie plastique du CTOD, $CTOD_p$. Hu et al [91] ont utilisé cette approche sur des aciers et alliages d'aluminium, et sous chargement important impliquant une plasticité étendue sur tout l'échantillon. Ils proposent une relation entre le $CTOD_p$ et la vitesse de la fissure selon une loi en racine carrée. Cependant, le fait que la plasticité soit dans ce cas dominante rend difficile la généralisation de $CTOD_p$ comme une force motrice pour tous les niveaux de chargement et nécessite plus de données d'analyse. Aussi, Antunes et al [50]–[54] ont récemment utilisé cette approche décrite dans de

nombreux articles. Ils ont proposé expérimentalement et numériquement une relation entre $CTOD_p$ et la vitesse de propagation dans des alliages d'aluminium et de titane et dans l'acier. Pour les deux premiers, une relation linéaire a été trouvée alors que pour l'acier, une relation polynomiale a été proposée comme suit:

$$\frac{da}{dN} = 0{,}003374 \times \delta_p^3 + 0{,}014074 \times \delta_p^2 - 0{,}000047\delta_p \quad (49)$$

Antunes a aussi souligné l'importance de divers paramètres tels que le maillage, le nombre minimal de cycles à chaque itération et la distance entre la position de mesure et le fond de fissure mais aussi la dépendance à l'état de contraintes. La majeure partie des études présentées précédemment a été menée sans tenir compte de l'influence de la fermeture des fissures induite par la plasticité. Antunes a montré que la fermeture est indirectement incluse dans le CTOD, ce qui signifie que lors de l'extraction de la valeur du CTOD plastique, la fermeture sera implicitement prise en compte.

2.2.3.Facteur d'intensité de déformation ΔK_ε

Cussac [69] a effectué une série de mesures du facteur d'intensité de déformation pour deux matériaux différents, l'acier inoxydable 304L et le 18MND5, sous un chargement en déformation cyclique globale constante égale à ±0,2% et ±0,6%. La réponse dans les deux cas a montré une relation linéaire logarithmique entre la vitesse de propagation de fissure et le facteur d'intensité de déformation:

Pour l'acier 304L $$\frac{da}{dN} = C \times \Delta K\varepsilon^m = 52{,}17 \times \Delta K\varepsilon^{2{,}33} \quad (50)$$

Pour l'acier 18MND5 $$\frac{da}{dN} = C \times \Delta K\varepsilon^m = 5128{,}3 \times \Delta K\varepsilon^{2{,}95} \quad (51)$$

Cussac [69] considère la déformation totale qui comprend les déformations élastiques et plastiques. Cependant, dans le cadre de son étude, il est en présence de plasticité généralisée, ce qui signifie que la déformation plastique est beaucoup plus grande que la déformation élastique. Par conséquent, la déformation totale dans ce cas est presque égale à la déformation plastique. Les résultats sont illustrés dans la Figure 16.

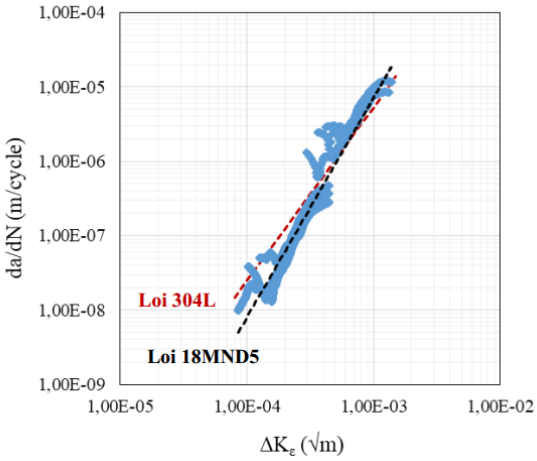


Figure 16: Vitesse de propagation de la fissure en fonction du facteur d'intensité de déformation sous un chargement de déformation cyclique constante pour le 304L et le 18MND5 [69]

Dans le même contexte, et en se basant sur l'approche de Boettner [56] pour le cuivre, une relation peut être établi entre la vitesse de propagation de la fissure et l'amplitude de déformation plastique comme suit :

$$\frac{da}{dN} \propto {\Delta\varepsilon_p}^{n'} * a \tag{52}$$

Où $n' = \frac{1}{n}$, avec n le coefficient de la déformation plastique du Coffin-Manson [77] qui est généralement compris entre 0,5 et 0,6 pour les métaux. Cela signifie que n est compris entre 1,7 et 2.

2.3.Fermeture de fissure

Le phénomène de fermeture correspond à la remise en contact prématurée des lèvres de la fissure lors du déchargement de la charge cyclique. Lorsque la fissure est fermée, elle devient inactive. Lorsque que la charge augmente, la fissure s'ouvre après une certaine charge P_{ov} permettant de calculer K_{ov}. Lors de la décharge, la fissure se ferme pour une valeur de chargement appliqué P_{fr} (d'où K_{fr}).

Elber [92] a introduit le concept d'amplitude effective du facteur d'intensité de contraintes comme**:**

$$\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{ov} \tag{53}$$

et est présenté en Figure 17 :

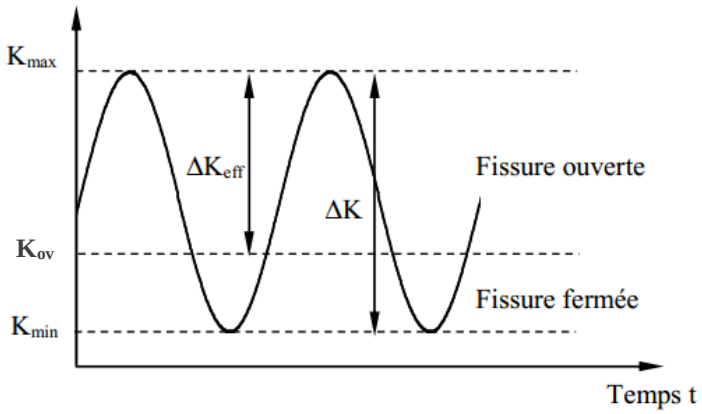


Figure 17 : Phénomène de fatigue avec effet de la fermeture

Le taux de fermeture U est défini par :

$$U = \frac{K_{max} - K_{ov}}{K_{max} - K_{min}} = \frac{\Delta K_{eff}}{\Delta K} \tag{54}$$

Suivant cette proposition, la loi de Paris pour décrire la propagation des fissures peut être améliorée et écrite en fonction de ΔK_{eff} au lieu de ΔK :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_{eff})^m \tag{55}$$

La Figure 18 illustre que la prise en compte de la fermeture permet de rationaliser les différentes courbes en ΔK pour les différentes valeurs du rapport de charge R.

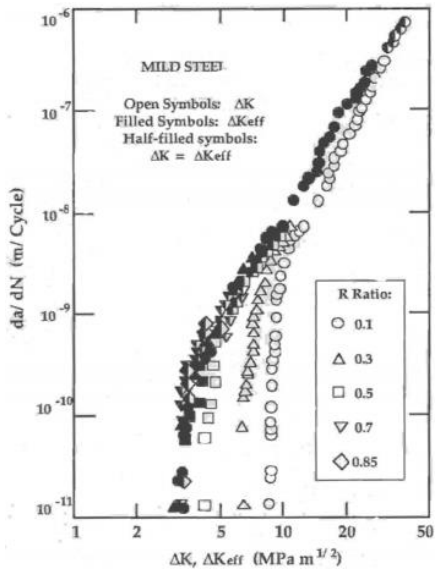


Figure 18 : Courbes de fissuration nominales et effectives, à différents rapports de charge R [92], [93]

On peut distinguer trois types de fermeture illustrés dans la Figure 19**:**

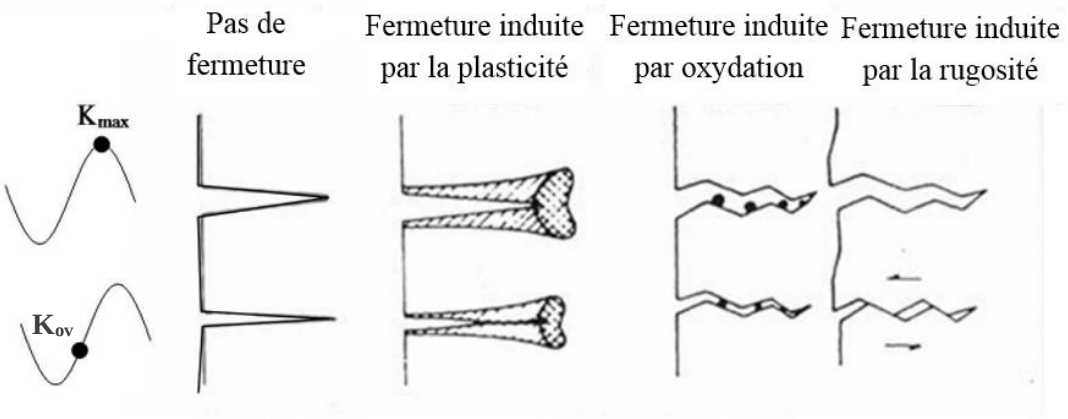


Figure 19 : Différents types de fermeture

1) Fermeture induite par la plasticité : la déformation plastique en avant du fond de fissure crée un sillage plastique qui crée à son tour une contrainte de compression résiduelle.

2) Fermeture induite par oxydation : la fissure se referme de manière précoce à cause d'un produit de corrosion sur la surface de la fissure. Ce cas est généralement rencontré à hautes températures.

3) Fermeture induite par la rugosité : due à la non planéité de la surface des lèvres de la fissure.

Généralement, il est considéré que la fermeture induite par la plasticité est le plus prépondérante entre les différents types.

3.Simulation numérique de la propagation de fissure par fatigue

3.1.Introduction

Le paragraphe suivant décrit les techniques numériques utilisées dans les calculs par éléments finis et l'état de l'art sur la propagation de fissures avec prise en compte de l'effet de fermeture induite par la plasticité.

Ce paragraphe examinera aussi de manière exhaustive les paramètres qui affectent le développement des modèles pour la simulation. Cela inclut la taille et les types d'éléments du maillage, ainsi que les paramètres de propagation. Les méthodes utilisées pour suivre la plasticité du front de fissure et la fermeture induite par cette plasticité seront également présentées.

3.2.Maillage

Le maillage est un facteur extrêmement important afin de décrire au mieux la géométrie de l'échantillon considéré en présence d'une fissure. Par conséquent, le type d'éléments et leur taille doivent être soigneusement choisis, en particulier dans les zones où les gradients de champs de contraintes et déformations sont importants.

❖Type d'éléments de maillage:

En ce qui concerne le type d'éléments de maillage, l'utilisation d'éléments quadrilatères linéaires s'est avéré très efficace. Newman [94], [95] a utilisé des éléments quadrilatères linéaires 2D pour étudier une fissure centrale avec un comportement parfaitement plastique et des éléments 3D pour étudier un échantillon de géométrie 'middle tension' M (T) de même loi de comportement. Ceci a également été adapté par Matos et Nowell [96], Sarzosa et al [97], Toribio et Kharin [98] ainsi que Roychowdhury et Dodds [99]. De plus, Antunes et Rodrigues [100] ont utilisé des éléments linéaires pour une géométrie 'middle tension' M (T) dans un alliage d'aluminium selon une loi de comportement combinant un durcissement non linéaire isotrope et cinématique et pour des simulations en 2D et en 3D.

Simandjuntak et Alizadeh [101], [102] ont également utilisé le même type d'éléments pour la simulation 3D d'une éprouvette d'alliage d'aluminium de géométrie 'middle tension' M (T) élasto-plastique parfait comme Gonzalez-Herrera et Zapatero [103] dans une simulation 2D d'éprouvette compact tension C (T). Ces derniers ont ensuite proposé d'utiliser des éléments hexaédriques linéaires à 8 nœuds au voisinage de la fissure et tétraédriques dans la partie distante. De même, Alizadeh et al [104] ont proposé des éléments quadrangulaires 2D à proximité du front de fissure et des triangulaires 2D dans la zone plus éloignée. Aussi, Branco et al [32]–[34] ont utilisé 15 éléments pentaédriques singuliers [28] le long du fond de fissure avec un élément hexaédrique à 20 nœuds loin des discontinuités.

Il en ressort que la plupart des auteurs préfèrent utiliser des éléments de type linéaire dans leurs différentes études aussi bien en 2D qu'en 3D.

L'utilisation d'éléments singuliers formulés par Barsoum [28], couplée avec la méthode des champs de déplacements pour le calcul de K a montré une amélioration de la précision des résultats [32]–[34] en notant toutefois une augmentation considérable du temps de calcul en raison de l'utilisation d'éléments quadratiques.

❖Méthode d'intégration de l'élément maillé:

Les auteurs se sont beaucoup intéressés aux possibilités de réduction du temps de calcul. Pour cela, ils ont testé l'effet du nombre de points d'intégration dans chaque élément. Solanki et Newman [105] ont utilisé un élément de schéma d'intégration complet et l'ont ensuite comparé avec des éléments de schéma d'intégration réduite dans le calcul du taux de fermeture dans des simulations

bidimensionnelles et tridimensionnelles. Les résultats se sont avérés très comparables. D'autre part, Simandjuntak et al [101] ont utilisé le schéma d'intégration réduite pour le calcul du taux de fermeture ce qui a considérablement réduit le temps de calcul tout en se rapprochant au mieux des mesures expérimentales.

De plus, l'utilisation du schéma d'intégration réduite permet en général d'éviter les problèmes de verrouillage. Cependant, ces éléments peuvent être soumis à des énergies de déformation nulle ou à un mode d'énergie nulle, après la distorsion des éléments, ce qui pourrait s'amplifier dans un maillage grossier conduisant à des résultats sans signification. Ceci est décrit par l'effet 'hourglass'.

❖Taille de l'élément de maillage dans le sens de propagation

La taille de l'élément de maillage dans la direction de propagation de la fissure (Figure 20) est également un facteur clé pour le calcul des champs de contraintes et de déformations à proximité de la fissure. Cette dimension est liée à la taille des zones plastiques monotones et cycliques présentées au paragraphe 1.2.2. Les premiers travaux sur ce sujet ont été réalisés par Rice [106], [107], McClung [108] puis par Irwin [109] et Dugdale [8].

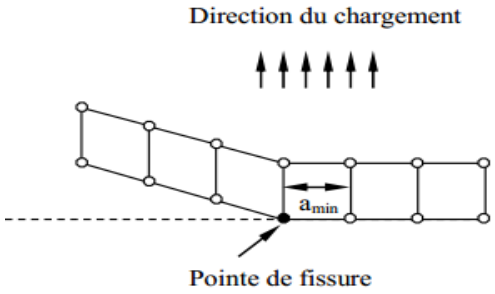


Figure 20 : Taille a_{min} de l'élément de maillage dans la direction de propagation de la fissure

Après avoir simulé des géométries 'middle tension' M (T) avec des fissures angulaires et centrales, McClung [110], [111], a montré que le raffinement de la maille dans le voisinage du front de fissure devait être déterminé en considérant les zones plastiques monotones et cycliques.

Parks et al [112] ont utilisé un seul élément dans la zone cyclique dans un modèle à durcissement cinématique. Solanki et Newman [105] ont utilisé 3 et 4 éléments dans cette zone alors que Roychowdhury et Dodds [99] ont utilisé 2 et 3 éléments.

Dougherty [113] a recommandé l'utilisation de 10 éléments pour représenter la zone plastique monotone en avant du fond de fissure. Solanki [69] et Skinner et al [70] ont augmenté ce nombre à 20 éléments, mais ils ont conclu que 5 éléments seulement pourraient suffire.

De leur côté, Gonzalez-Herrera et Zapatero [103] ont proposé que le rapport entre la taille de l'élément et la zone plastique monotone définie par Dugdale [8] ne dépasse pas 0,03. De la même manière, Camas [12], [114], [115] a également recommandé que la zone plastique de Dugdale [8] soit au moins égale à 148 fois la taille de l'élément dans le sens de propagation de la fissure.

Ces différentes recommandations montrent qu'il n'y a pas une taille précise à utiliser, il faut juste obtenir le meilleur compromis entre la taille de l'élément de maillage en fonction de la taille de la zone plastique et la durée des calculs.

❖Nombre d'éléments dans l'épaisseur:

Le nombre de divisions dans l'épaisseur a été réduite à 4 par Chermahini [116], [117] alors que de Matos et Nowell [96] ainsi que Branco et al [32]–[34] ont imposé 8 divisions dans leurs modèles. Alizadeh et al [104] en ont utilisé 10, et Camas et al [12], [114], [115] proposent jusqu'à 120 divisions.

Roychowdury et al [99] ont utilisé 5 éléments dans la demi-épaisseur avec un maillage progressif vers le bord pour considérer les gradients sévères de contraintes et déformations près de la surface libre de l'éprouvette.

En conclusion, il apparaît qu'un raffinement du maillage près du bord est nécessaire afin de saisir les effets près de la surface libre, tout en recherchant un bon compromis avec les temps des calculs.

3.3.Modélisation de la propagation des fissures

La propagation des fissures d'un point de vue numérique s'effectue par la libération successive des nœuds frontaux après une certaine valeur de charge et un nombre défini de cycles. Les conditions aux limites sont ensuite mises à jour en définissant le nouvel ensemble de points comme nouveau front tout en libérant les restrictions de déplacement des précédentes.

L'élément de maillage doit être égal à la plus petite étape d'avancement, comme le schématise la Figure 21, afin d'éviter les discontinuités des champs de déformation.

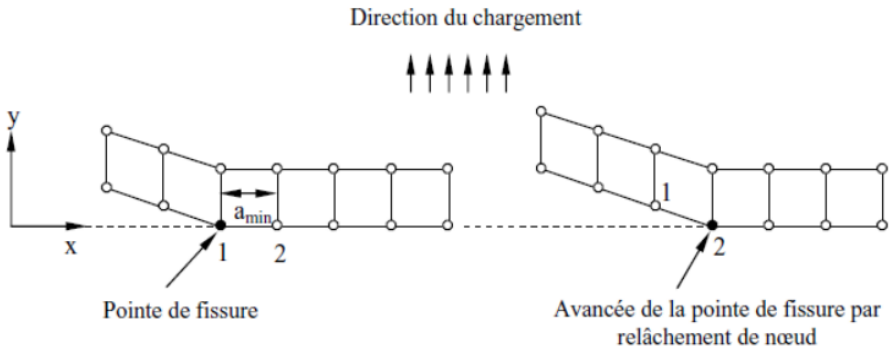


Figure 21 : Avancée a_{min} du point de fissure par relâchement de nœud

D'autres méthodes de propagation ont été proposées dans la littérature. Newman [118], [119] et Alizadeh [104] ont utilisé des méthodes basées sur le modèle 'Strip Yield' de Dugdale [8]. Newman et Ruschau [118] l'ont mis en œuvre dans AFGROW et FASTRAN en utilisant des éléments finis de frontière dans une éprouvette M (T) d'aluminium 2024-T3. Le Minh et ses collaborateurs [120] ont également proposé une extension de la méthode 'steady state' [121], [122] pour la charge cyclique. Elle permet la détermination directe des champs de contraintes et de déformations autour du fond de la fissure sans augmenter le temps de calcul.

Enfin, le modèle des zones cohésives a également été utilisé pour la propagation des fissures. Cette méthode considère la rupture comme un phénomène graduel où la surface de contact, formant la zone cohésive, est soumise à des tractions cohésives. Cette zone ne représente aucun matériau mais décrit uniquement les forces produites par la séparation de l'élément du fond de fissure. Le nombre de cycles à imposer dans cette méthode selon chaque version peut être extrêmement important pour traduire la réalité, ce qui rend cette méthode difficile à utiliser.

❖Nombre de cycles entre chaque relâchement

De nombreux auteurs ont utilisé un [95], [97], [113], [123], deux[104], [124], [125] ou trois cycles [100] entre chaque relâchement pour réduire le temps de simulation. Branco et al [32]–[34] ont proposé un nombre de cycles selon l'algorithme d'Euler en fonction de l'avancée maximale a_{max} et du facteur d'intensité de contrainte maximal K_{max}. De Matos et Nowell [96] ont conclu après plusieurs essais que 2 cycles étaient suffisants pour la simulation 2D avec un état de contraintes planes, dans un alliage de titane Ti–6Al–4V, présentant un comportement élastique parfaitement plastique. Aucune conclusion n'a été faite pour les modèles 3D, mais ils ont noté qu'après 8 cycles, aucune influence sur les contraintes prédites à la fermeture et à l'ouverture n'est observée.

❖Valeur de la charge à la libération du nœud

Solanki et al [105], McLung et al [110], de Matos et Nowell [96], Antunes et Rodrigues [100], [126], Branco et al [34] ont considéré la libération du nœud à la charge appliquée minimale P_{min} pour éviter les problèmes d'instabilité numérique dans les champs de déplacements. Simandjuntak et al. [102] ont également choisi P_{min} car ils ont affirmé que P_{max} surestimait la fermeture. Zhang et al [127] ont fait trois tests différents, à 10%, 50% et 100% de la charge maximale P_{max}. Aucune différence notable n'a été observée entre les champs de déplacement ni entre les taux d'ouverture et de fermeture.

Sarzosa et al. [97] et Hou [36], [37] ont choisi de relâcher à la charge maximale P_{max}. Borrego et al. [125] ont utilisé 3 cycles entre chaque relâchement où ils ont éliminé les déformations excessives tout en libérant à P_{max} pendant la phase de décharge.

Gonzalez Herrera et Zapatero [103] ont considéré que la libération des nœuds à P_{max} est le choix ayant le meilleur sens physique, et induisant des instabilités réduites. Cependant, ils ont ajouté une étape de chargement constant pour stabiliser les conditions aux limites après chaque relâchement.

Toutes ces propositions ne traduisent pas vraiment la réalité car la propagation est un processus progressif qui se produit pendant la charge cyclique.

Il existe encore d'autres méthodes mentionnées dans la littérature comme les éléments de frontières BEM [128]–[132], les éléments étendus XFEM [1], [133], ainsi que certains logiciels dédiés à l'étude de la mécanique de la rupture comme ZENCRACK [134], [135].

3.4. Modélisation de la fermeture de fissure induite par la plasticité

On rappelle que la fermeture est la remise en contact des lèvres de la fissure lors de la décharge. Différentes méthodes ont été proposées pour empêcher l'interpénétration de ces lèvres. Solanki et al [105] ont proposé 3 techniques dans ce but :

1) en utilisant des éléments nus ou à ressorts attachés aux deux lèvres de fissure.
2) en mettant des conditions aux limites de libération sur les lèvres.
3) en utilisant les éléments de contact intégrés dans les logiciels d'éléments finis.

Le dernier cas est le plus approprié mais il entraîne de nombreux problèmes de convergence et un temps d'exécution important.

Newman [55] a été le premier à introduire des éléments à ressort : il considère une rigidité nulle lorsque la fissure est ouverte et une valeur très élevée lors du contact. Cette méthode a également été utilisée par d'autres auteurs [111], [118], [136].

Antunes [100], [126] a considéré des conditions de contact sans frottement entre les lèvres derrière le front de fissure. Gonzalez-Herrera et Zapatero [103], [123], ont montré que la convergence augmentait en utilisant un contact 'soft' avec une pénétration admissible de 10^{-11} mm en utilisant ABAQUS et ANSYS.

Enfin, le concept de surface rigide a été largement utilisé dans la littérature [97], [99], [113], [124], [125] : les auteurs ont défini deux surfaces, une maître et une esclave . Cette méthode intégrée dans ABAQUS a été utilisée par Vor [2], [3], [137] et Chea [1]. Ils ont défini un contact rigide normal entre les nœuds de la lèvre de la fissure et une surface rigide dans le plan de la fissure pour empêcher l'interpénétration comme montré dans la Figure 22.

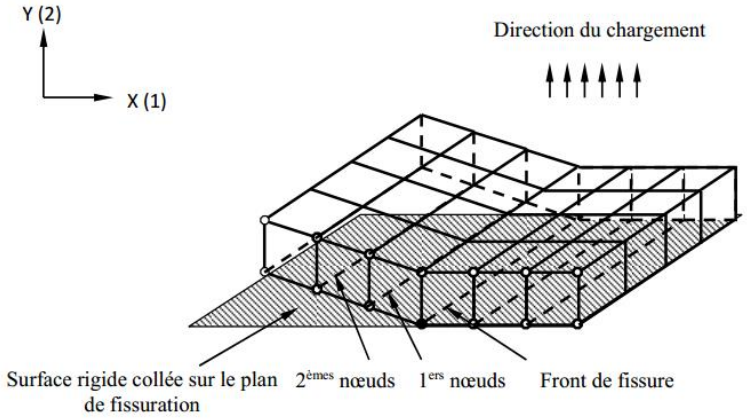


Figure 22 : Simulation de la remise en contact des lèvres de la fissure par une surface rigide [6].

Le phénomène de fermeture, dans la plupart des simulations numériques, a été étudié pour la première fois dans des modèles 2D par Newman [94], [95], [118], ce qui implique de définir un état de contraintes planes ou de déformations planes.

Cette répartition de l'état des contraintes est encore largement débattue entre les auteurs dont certains[110], [138]–[140] considèrent que la fermeture est beaucoup plus importante en contraintes planes qu'en déformations planes, Wei et al [139] la considèrent même comme absente en déformations planes. D'autres encore [108] considèrent que la différence est faible.

En général, la charge d'ouverture P_{ov} est plus élevée dans l'état de contraintes planes, et du coup on peut supposer une fermeture plus importante.

Newman [141] a été le premier à développer un modèle analytique pour déterminer la contrainte d'ouverture σ_{ov} en fonction de la contrainte maximale imposée σ_{max}. Il a introduit un facteur de confinement α qui vaut 1 pour l'état de contraintes planes et 3 pour les déformations planes.

Liu et al [142], Huang et al [143] et [144] et al. [108] ont effectué une étude fine sur l'influence de la contrainte et des déformations planes sur le volume considéré. Dill et Saff [145] ont été les premiers à calculer P_{ov} et P_{fr} sur la base d'observations de l'état de contrainte sur le plan de la fissure pendant le chargement cyclique.

Sehitoglu et Sun [138], [146] ont considéré la propagation suivant un état de déformations planes. Ils ont également introduit un paramètre de charge de traction en bout de fissure qui caractérise le niveau de contraintes au fond de la fissure. Aussi, Wu et Ellyin [147] ont proposé un concept similaire qui repose sur le changement de l'état des champs de contrainte pour calculer P_{op} et P_{fr}. Wei et James [139] ont montré que pour un faible nombre de cycles, il n'y avait pas de contact entre les lèvres, ce qui conduisait à d'importantes discontinuités de pression. Ils soulignent les difficultés rencontrées par cette méthode. Il en résulte également d'importants problèmes de convergence, même entre les différentes études expérimentales, en raison des différentes méthodologies utilisées pour détecter la fermeture.

Alizadeh [148] a récemment proposé une méthode pour calculer ΔK_{eff} directement à partir des champs de contraintes en avant du front de fissure. L'équation utilisée est similaire à l'équation 7

utilisée précédemment avec le remplacement de ΔK par ΔK_{eff} et l'ajout de valeurs d'ajustement. La nouvelle équation est la suivante:

$$\Delta\sigma(r) = \frac{\Delta K_{eff}}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + Y_0 r^0 + Y_1 r^1 + autres\ termes \qquad (56)$$

La technique des déplacements des nœuds des lèvres de la fissure suit le déplacement perpendiculaire au plan de fissure des nœuds en avant du front de fissure pendant la charge et la décharge. Par conséquent, P_{ov} peut être calculé lorsque ce déplacement devient positif pendant la charge alors que P_{fr} est calculé lorsqu'il devient nul pendant la décharge, comme indiqué dans la Figure 23**.** Cette technique est très proche de la proposition d'Elber [92].

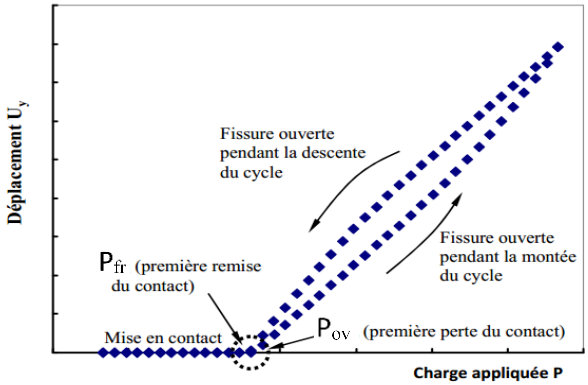


Figure 23 : Détermination des P_{ov} et P_{fr} respectivement après la première perte et remise de contact

Le choix du premier ou du deuxième nœud avant le front de fissure modifie beaucoup le niveau de détection de la fermeture. Habituellement, le choix du premier nœud donne une meilleure prédiction de fermeture que celle déterminée par le second nœud, par la méthode de l'observation de l'état de contrainte en pointe de fissure ou par la méthode de la variation de la complaisance (introduit par Elber [92]et modifié par Kikukawa [149]), comme montré par Sarzosa et al [97].

La plupart des auteurs ont utilisé le premier nœud [101], [102], [104], [105], [111], [122], [140], [150].Toutefois, d'autres auteurs comme Pommier [136] et Rocychowdhury et Dodds [99] ont estimé préférable d'utiliser le second nœud, les résultats du premier pouvant être influencés par les forts gradients près du fond de fissure.

Bueckner [151] a introduit une méthode selon une fonction de poids. Il a proposé la détermination d'un facteur d'intensité de contraintes résiduelles associé à un état de contrainte de compression à la charge minimale du cycle de chargement. De plus, Gonzalez Herrera et Zapatero [103] ont observé qu'il existe une différence notable entre les calculs de P_{fr} faits par la méthode du déplacement et la méthode des contraintes.

De Matos et Nowell [124] ont comparé le niveau de fermeture selon trois méthodes : la méthode des déplacements, des contraintes et la méthode du poids. Ils ont conclu que les résultats sont équivalents si les points considérés sont proches du fond de fissure.

Les résultats obtenus n'étaient pas en accord avec Herrera et al [103], [139] qui considéraient que la différence entre les deux méthodes était due à l'erreur de conception de la fermeture en utilisant la contrainte autour du fond de fissure, sachant qu'elle est toujours de compression pendant la décharge.

4.Résultats des travaux antérieurs au laboratoire

4.1.Résultats expérimentaux de la propagation des fissures de fatigue

4.1.1.Introduction

L'objectif principal du travail de Fiordalisi [4] était de proposer des simulations numériques de propagation de fissures intégrant la fermeture induite par plasticité et de les confronter aux résultats expérimentaux réalisés sous différentes conditions de chargement. Ainsi, plusieurs essais sur éprouvette CT-50 (présentée dans le paragraphe 2.1 du CHAPITRE II) ont été effectués selon les conditions de chargement suivantes:

-ΔK=12 MPa$\sqrt{m}$ avec R=0,7
-ΔK=12 MPa$\sqrt{m}$ avec R=0,1
-ΔK=18 MPa$\sqrt{m}$ avec R=0,1

Les essais ont tous été réalisés à ΔK constant afin d'éviter l'effet des gradients de sillage plastiques sur le front de la fissure, et donc d'histoire du chargement.

4.1.2.Conditions d'essais

Les essais ont été réalisés sur une machine servo-hydraulique de marque INSTRON avec une capacité de chargement cyclique de 20kN à une fréquence de 30 Hz, sous air et sous vide à température ambiante.

Afin d'obtenir une valeur constante de ΔK pendant les essais, il est nécessaire d'ajuster la valeur du chargement appliqué à l'éprouvette. Pour cette raison, l'amplitude d'effort imposé ΔP est diminuée automatiquement en fonction des données et de la mesure de la longueur de fissure.

Afin de suivre au mieux la longueur de la fissure au cours de l'essai, la technique de 'variation de complaisance' est utilisée. Elle consiste en l'utilisation d'un capteur d'ouverture positionné de part et d'autre de l'entaille comme le montre la Figure 24. Une calibration permet de relier les données obtenues sur ce capteur à la longueur en surface de la fissure. Une automatisation de l'avancée de la fissure en cours d'essai est rendue possible par l'utilisation du logiciel 'Advanced Crack Growth'. Une validation préalable de cette technique a été faite par une comparaison avec des observations optiques réalisées ponctuellement en cours d'essai.

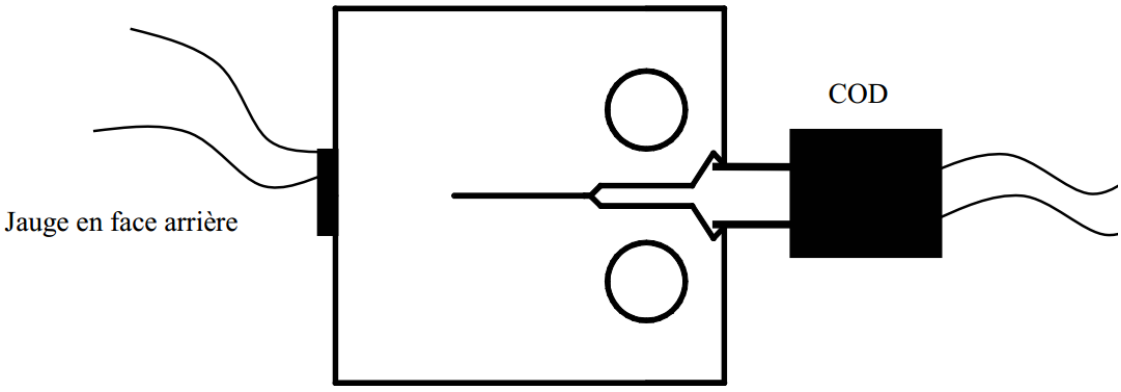


Figure 24 : Technique de la variation de complaisance par un capteur COD ou une jauge en face arrière [4]

Afin d'obtenir la meilleure symétrie possible de la fissure, les deux faces ont été mesurées régulièrement, et des calages d'éprouvette ont été effectués si besoin.

La connaissance de la longueur au bord de la fissure n'étant pas suffisante dans le cadre de cette étude, des marquages permettant d'obtenir la forme du front de fissure dans l'épaisseur des échantillons ont été réalisés. Ces marquages sont obtenus en cours d'essai, grâce à des passages alternés sous vide primaire sous les mêmes conditions de chargement sur une longueur d'environ 1mm. L'opération est reconduite 2 ou 3 fois afin de bien visualiser la courbure.

En ce qui concerne la mesure de la fermeture, elle est obtenue par la même méthode que celle utilisée pour la mesure de la longueur de la fissure, à savoir par la variation de complaisance. La charge appliquée est tracée, soit en fonction du déplacement δ entre les lèvres de la fissure qui est mesuré par le capteur COD, soit en fonction de la déformation élastique de la structure ε_e qui est mesurée par la jauge collée en face arrière de l'éprouvette comme montré en Figure 24.

P_{ov} ou P_{fr} correspondent à la perte de linéarité du signal comme illustré sur la Figure 25 à la montée ou à la descente du cycle, permettant ainsi l'identification de K_{ov} et K_{fr} respectivement.

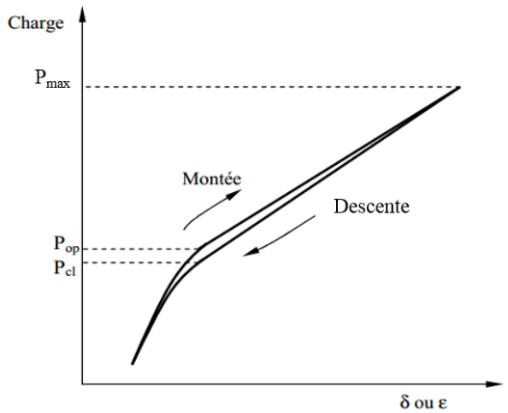


Figure 25 : Identification de P_{ov} et P_{fr} par la technique de la variation de la complaisance

Tous les résultats expérimentaux qui suivent sont issus des travaux de thèse de Fiordalisi [4] et Vor [5].

4.1.3.Résultats

❖ΔK=12 MPa√m, R=0,7

Cet essai avait pour but de caractériser la propagation de fissure dans un cas à priori sans fermeture, la valeur de R étant élevée. Au cours de cet essai, 3 marquages ont été effectués pour trois longueurs différentes de fissures (Figure 26).

Il a été vérifié expérimentalement par la méthode de la complaisance que, comme attendu, aucun phénomène de fermeture n'est apparu pendant cet essai.

Il ressort que la propagation des fissures est systématiquement plus importante à cœur qu'au bord, en accord avec de nombreuses observations précédentes [32], [123]. Pour définir la courbure du front de fissure obtenu, l'écart bord/cœur a été mesuré et servira de référence et de comparatif pour les simulations numériques réalisées dans le cadre de cette étude.

Les mesures sur les trois fronts se sont avérées reproductibles et symétriques avec une valeur bord-cœur $\Delta a_{b\text{-}c}$= 0,68±0,066mm.

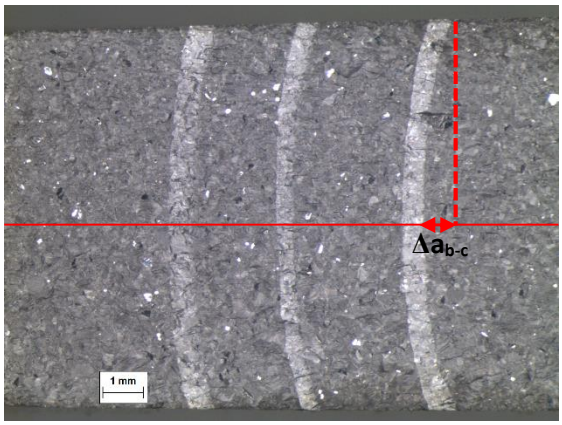


Figure 26: Fronts expérimentaux stabilisés pour ΔK=12 MPa√m, R=0,7 [4]

Lors de l'avancement de la fissure, une diminution de la section intervient (striction) qui modifie également les charges et les conditions aux limites.

❖ΔK=12 MPa√m avec R=0,1 :

De la même manière, pour l'essai à ΔK=12 MPa√m et R=0,1 (Figure 27), trois marquages sous vide ont également été réalisés, pour 3 longueurs de la fissure.

Dans ces conditions d'essai, une valeur moyenne bord-cœur $\Delta a_{b\text{-}c}$= 1,207mm, avec un écart de ±0,08mm pour les 3 fronts a été obtenue.

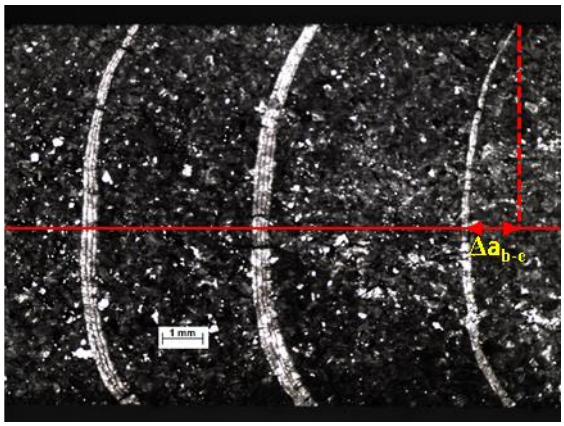


Figure 27: Fronts expérimentaux stabilisés pour ΔK=12 MPa√m, R=0,1 [4]

❖ΔK=18 MPa√m, R=0,1 :

Pour l'essai à ΔK=18 MPa√m et R=0,1, cinq marquages sous vide ont été réalisés (Figure 28a).

Une valeur moyenne bord-cœur Δa_{b-c} = 1,4mm, avec un écart de 0,15mm pour les 5 fronts a été obtenu. Ces résultats sont très proches de ceux d'Arzaghi [6] pour ΔK=15 MPa√m avec R=0,1 (Figure 28b) qui étaient Δa_{b-c} = 1,38±0,1mm.

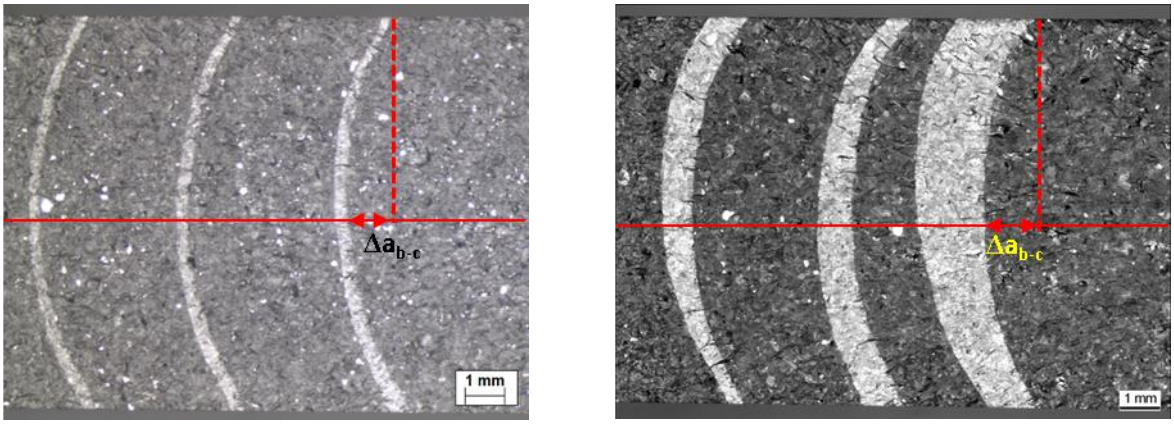


Figure 28: Fronts expérimentaux stabilisés pour (a) ΔK=18 MPa√m, R=0,1 (b) ΔK=15 MPa√m, R=0,1

4.2.Modélisation numérique de la propagation des fissures de fatigue

Chronologiquement, le premier travail réalisé par Vor [5] consistait à simuler la propagation d'un front de fissure rectiligne dans une géométrie CT-50, dans un acier austénitique inoxydable 304L. A cette fin, il a tout d'abord réalisé quelques essais de fatigue ciblés, avec mesure globale de la fermeture, afin de suivre l'évolution d'une fissure lors d'essais de fatigue menés pour une valeur d'amplitude du facteur d'intensité de contraintes constante, afin de s'affranchir de l'influence de l'histoire du chargement.

Ensuite, il a développé un modèle élasto-plastique utilisant une loi de comportement de type Chaboche [115] pour obtenir avec précision l'effet de la fermeture induite par plasticité sur l'avancement de la fissure. Il a utilisé la méthode de libération des nœuds pour simuler la propagation avec une taille d'éléments dans le sens de propagation de 0,05 mm, de sorte que chaque libération entraîne un avancement de fissure de 0,05mm avec 15 cycles entre deux relâchements successifs. Ainsi il a validé numériquement la présence de la fermeture au bord plutôt qu'au cœur et clairement mis en évidence un effet de fissures courtes.

La principale limite dans son approche concerne la forme des fronts de fissures qu'il considère rectilignes, alors que la réalité expérimentale montre une courbure plus ou moins importante selon les conditions de chargement. Malgré un travail de mise en place d'un modèle 3D très intéressant, il a clairement montré que la méthode doit être affinée et qu'un maillage du front de fissure prenant en compte la courbure est indispensable.

Les travaux ont donc été poursuivis par Fiordalisi [4] dans le cadre de sa thèse tout d'abord avec des fronts de forme prédéfinie, puis avec la mise en œuvre d'une technique de remaillage adaptatif capable de mettre à jour le nouveau maillage à chaque avancée de fissure en se basant sur l'hypothèse forte que l'amplitude effective du facteur d'intensité de contrainte est la force motrice. Il est parti d'un front initial droit, et a développé deux modèles :

- un modèle élastique permettant le calcul du facteur d'intensité de contrainte local maximal K^{ℓ}_{max} en chaque nœud du front de fissure.
- un autre élasto-plastique afin d'obtenir le facteur d'intensité de contrainte local d'ouverture K^{ℓ}_{ov}.

Tous les calculs de K ont été faits en utilisant la méthode développée par Shih et Asaro [62] et intégrée dans ABAQUS. Cette méthode, comme expliqué au paragraphe 1.3.3, est une méthode dépendant de l'énergie. ABAQUS calcule le facteur d'intensité de contraintes sans prendre en compte l'évolution de l'état de contraintes tout au long de l'épaisseur. Il ne prend que l'état de déformation plane, tout au long de l'épaisseur, pour toutes les simulations tridimensionnelles.

De ces deux calculs menés en parallèle découle l'amplitude effective du facteur d'intensité de contrainte ΔK_{eff}, ($\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{ov}$), d'où une avancée locale de fissure, et donc un nouveau front et ainsi de suite jusqu'à la stabilisation du front.

Fiordalisi a étudié trois formes différentes de fronts de fissures prédéfinies : parabolique, elliptique et polynômiale d'ordre 4. Ces formes ont été utilisées pour mettre à jour la forme du front de fissure après chaque relâchement, par interpolation.

Le maillage est repris en considèrent le nouveau front de fissure, un nouveau calcul est réalisé, et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'une valeur de ΔK^{ℓ}_{eff} quasiment constante le long du front.

Fiordalisi a comparé ses résultats avec les trois expériences principales décrites dans le paragraphe précèdent.

Une quantification de la forme du front a été faite par le paramètre $\Delta a_{b\text{-}c}$.

Le Tableau 1 rassemble les résultats issus des essais et des calculs pour les 3 différents chargements. Les résultats de l'interpolation elliptique sont globalement plus cohérents, et de plus cette forme de fissure est très répandue dans la littérature.

Même si les prédictions sont cohérentes avec les résultats expérimentaux, elles restent systématiquement inférieures aux résultats d'essais. Il semble donc que l'effet de fermeture au bord soit sous-estimé par le calcul.

Tableau 1 : Précédents résultats expérimentaux et numériques obtenu par Fiordalisi [4]et Arzaghi [6] selon les formes prédéfinis considérées

	Expérimentalement	Parabole (numérique)	Ellipse (numérique)	Polynôme ordre 4 (numérique)
ΔK=12 Mpa√m, R=0,7	0,68±0,07mm	0,335mm	0,427mm	0,32
ΔK=12 Mpa√m, R=0,1	1,21±0,08mm		1,343mm	1,408mm
ΔK=15 Mpa√m, R=0,1	1,379±0,1mm			
ΔK=18 Mpa√m, R=0,1	1,4±0,15mm		1,16mm	1,06mm

D'autres observations montrent que la méthode utilisée pour calculer K (Shih et Asaro [62]) révèle une certaine défaillance sur l'état de contraintes le long de l'épaisseur. Ainsi, l'état de contraintes planes au bord semble ne pratiquement pas être pris en compte.

Plus précisément, Fiordalisi [4] a observé que K calculé par cette méthode est très proche des valeurs en déformations planes calculées par la méthode de l'intégrale J (voir Figure 29) pratiquement partout, sauf pour un nœud très proche du bord, qui reste quand même relativement éloigné du cas des contraintes planes.

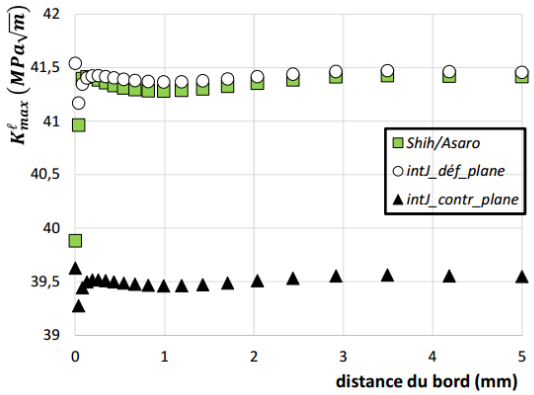


Figure 29 :K^{ℓ}_{max} calculée par différentes méthodes par Fiordalisi [4]

A l'issue de ces deux études, la tâche a consisté à mettre en place et à implémenter dans ABAQUS une méthode de calcul de la propagation selon une force motrice adaptée tenant compte de la fermeture, le long du front de fissure pour prédire une forme du front. Cette méthode vise à prendre

en compte l'évolution de l'état de contrainte sur toute l'épaisseur dans le calcul de la force motrice et ainsi améliorer les prédictions tridimensionnelles. Elle devrait, en plus, intégrer les limitations induites par les conditions de chargement responsables du niveau de plasticité au voisinage du fond de fissure. De plus, les propositions de développement numérique, concernant le modèle et la méthodologie, à travers la littérature sont prises en compte afin de valoriser notre travail. Au final, les résultats numériques obtenus visent à aller de pair avec les résultats expérimentaux obtenus auparavant afin de valider l'efficacité de la démarche.

CHAPITRE II :

Modèle numérique et Méthodologie

1.Introduction

Le développement de modèles tridimensionnels de propagation se révèle beaucoup plus complexe que pour les modèles bidimensionnels; c'est pourquoi seuls quelques auteurs ont, jusqu'à présent, tenté de les développer [36]. Ici, l'étude propose la modélisation de la propagation du front de fissure en tenant compte des effets de la fermeture induite par la plasticité dans un espace tridimensionnel dans le cas d'un acier inoxydable, le 304L. Ce matériau est connu pour sa ductilité et donc pour son comportement plastique complexe qui affecte considérablement les champs de contraintes et de déplacements au voisinage du front de fissure. Pour cela, une loi de comportement élasto-plastique avec écrouissage combiné est utilisée sur une géométrie d'un échantillon compact tension CT-50.

De plus, l'existence de plasticité joue un rôle important dans la spécification de la force motrice selon la théorie retenue. Pour cette raison, différentes forces motrices sont proposées pour lesquelles certaines sont calculées dans un milieu élastique comme le facteur d'intensité de contraintes et d'autres sont calculées dans un milieu élasto-plastique comme le déplacement plastique d'ouverture du front de fissure et le facteur d'intensité de déformations. Bien entendu, dans tous les cas, une attention particulière est portée à la contribution de la fermeture de fissure calculée différemment selon la théorie.

L'étude élastique utilisée pour le calcul facteur d'intensité de contrainte maximum local s'accompagne d'un calcul élasto plastique mené en parallèle pour la correction de la fermeture induite par la plasticité. Cette combinaison permet de déterminer l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contrainte ΔK_{eff} considérée comme la force motrice dans ce cas. Cette proposition a été mise en œuvre par Newman et Elber [116] et utilisée par de nombreux auteurs [23]–[28], [54], [55], [59], [80], [112]. Néanmoins, pour le calcul du facteur d'intensité de contraintes maximum, une méthode différente, comparée à celle de Fiordalisi [4], sera réalisée ici. Cette méthode se basera sur l'interpolation des champs de contraintes collectés sur les nœuds positionnés directement après le front de fissure dans la direction de la propagation.

Pour les études élasto plastique, deux méthodes principales sont proposées lorsque la plasticité n'est pas confinée au voisinage du front de fissure et que la mécanique linéaire de la rupture ne peut plus être utilisée. La première s'appuie sur le déplacement plastique d'ouverture du fond de fissure qui a été utilisé par plusieurs auteurs qui considèrent, contrairement à ce qui a été proposé dans la littérature, que la propagation de la fissure n'est contrôlée que par la plasticité développée en fond de fissure lors du chargement. Dans ce cas, une simulation élasto plastique est développée. Les déplacements sont collectés au voisinage du front de fissure et la partie plastique est déduite. Ici, la fermeture de fissure est directement intégrée dans l'évolution du déplacement au cours du cycle de chargement. La deuxième méthode était initialement utilisée par des auteurs comme Boettner [56] et Solomon [55] avant avoir sa présent notion utilisée récemment par Kamaya [57],Camas [152] et autres. Elle est basée sur les déformations développées au voisinage du front de fissure. Ici aussi, une seule simulation élasto plastique est utilisée pour déterminer les différents paramètres dépendant de la déformation au front de fissure.

Aussi, un modèle de remaillage est utilisé pour la propagation de la fissure avec diverses comparaisons permettant de choisir les meilleurs paramètres à implémenter dans le schéma de maillage. Enfin, des propositions de forme du front de fissure seront discutées, ainsi que la méthode d'arrêt de la procédure de remaillage lorsque le front de fissure est stabilisé.

2.Modèle numérique utilisé

2.1.Géométrie

La géométrie de l'éprouvette utilisée est conforme à la géométrie d'une éprouvette compact tension normalisée CT-50 [120] avec une épaisseur de 10mm. Les autres dimensions sont précisées sur la Figure 30 ci-dessous :

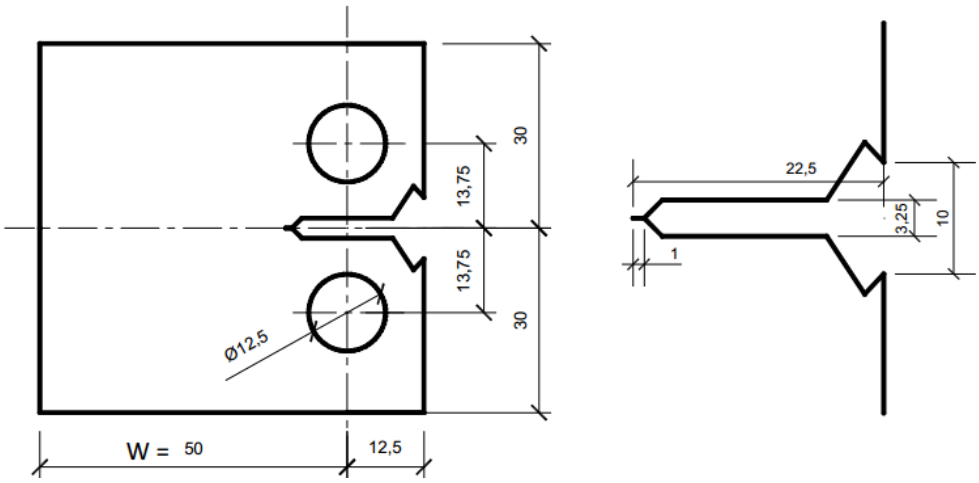


Figure 30 : Géométrie de l'éprouvette CT-50 [4]

Pour des raisons de symétrie, seul un quart des éprouvettes a été modélisé dans les simulations. Pour la même raison, comme le montre la Figure 31, les plans de symétrie y = 0 et z = 0 ont été bloqués en translation respectivement dans les directions y et z.

De plus, le point 1, au niveau de l'application du chargement par la goupille est bloqué dans la direction x afin d'empêcher tout mouvement de solide le long de cet axe. Le plan 2 est le plan de fissuration, qui est normal à l'axe de chargement y.

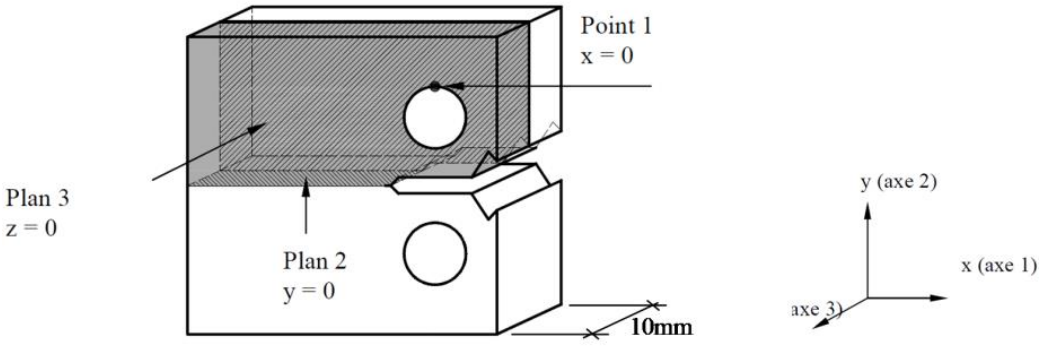


Figure 31 : Plans des symétries dans la géométrie de l'éprouvette CT-50 [4]

2.2.Matériau et Loi de comportement

Le matériau de l'étude est l'acier inoxydable austénitique 304L, qui suivant la nomenclature AISI équivaut à AFNOR Z2CN18-10. Ce type de matériau est largement utilisé dans les centrales nucléaires et notamment dans les réacteurs à eau sous pression. Il constitue la tuyauterie primaire, les systèmes d'injection de sécurité et de refroidissement des réacteurs à l'arrêt (notre cas d'étude ici). Il est notamment utilisé pour sa bonne résistance mécanique et sa résistance à la corrosion.

Dans notre cas, ce matériau a été fourni par Creusot-Loire sous la forme de tôles métalliques (500 * 270 * 30mm), référencées EDF 1212XB1, après laminage et hypertrempe selon les spécifications du RCCM. La composition chimique du matériau déterminée par le département 'Etude des matériaux (E.MA.)' d'E.D.F [153] est donnée dans le Tableau 2.

Tableau 2 : Composition chimique de l'acier inoxydable austénitique 304L

Elément	C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	Cu	N2
RCC-M (%)	<0,03	<2	<1	<0,03	<0,04	9<x<12	17<x<20	-	<1	-
E.M.A. (%)	0,029	1,86	0,37	0,004	0,029	10	18	0,04	0,02	0,056

Le fait que ce matériau présente un comportement ductile lui confère beaucoup de plasticité. De plus, sous chargement cyclique, plusieurs phénomènes peuvent être aussi présents comme l'effet Bauschinger [116], l'effet Rochet [119], et des durcissements et adoucissements cycliques.

Au cours de sa thèse, Vor [1] a proposé une loi de comportement du matériau appropriée après avoir extrait les paramètres issus de divers tests de traction monotones et cycliques. Il a constaté que la loi de comportement du matériau correspond à celle présentée par Chaboche [115] qui permet d'utiliser deux comportements de l'écrouissage non linéaire : un comportement isotrope exprimé avec une loi exponentielle et une loi cinématique. Ces comportements traduisent les effets Bauschinger [116] et Rochet [119] du matériau.
L'évolution de la surface de charge cyclique de tension-compression ainsi que les paramètres impliqués dans le comportement cyclique sont explicités dans la Figure 32.

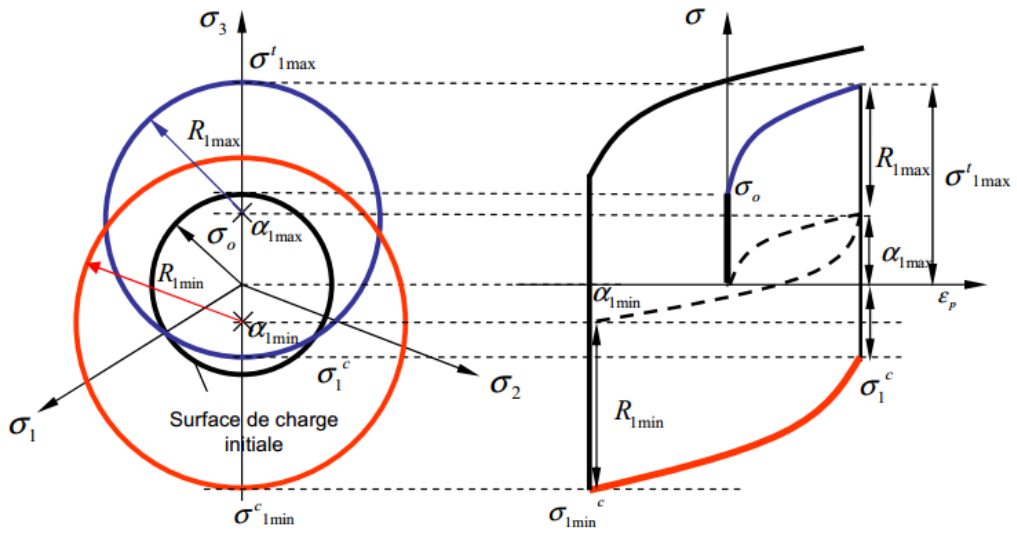


Figure 32 : Evolution de la surface de la charge cyclique de tension-compression de l'acier inoxydable austénitique 304L [4]

La surface de charge est exprimée par l'équation suivante :

$$f = J_2\left(\overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{\alpha}}\right) - R \tag{57}$$

Où :
$\overline{\overline{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes,

R représente le rayon de la surface de charge du modèle d'écrouissage isotrope non linéaire qui dépend de la déformation plastique cumulée p et qui peut être exprimé comme suit:

$$R = Q\left(1 - e^{(1-bp)}\right) + \sigma_0 \tag{58}$$

Avec :
Q et b : caractéristiques du matériau pour l'écrouissage isotrope non linéaire, σ_0 limite élastique du matériau.

$\overline{\overline{\alpha}}$ est la partie d'écrouissage cinématique non linéaire qui indique la position actuelle de la surface de charge en fonction de la déformation plastique $\overline{\overline{\varepsilon}}_p$. L'expression de $\overline{\overline{\alpha}}$ est la suivante :

$$\overline{\overline{\alpha}} = \upsilon\frac{C}{D} + \left(\overline{\overline{\alpha_0}} - \upsilon\frac{C}{D}\right)\left(e^{\left(-\upsilon D\left(\overline{\overline{\varepsilon}}_p - \overline{\overline{\varepsilon_{p0}}}\right)\right)}\right) \tag{59}$$

Avec ν = ±1 selon le sens de l'écoulement (ν = 1 si la charge augmente, ν = −1 si la charge diminue), alors que $\overline{\overline{\alpha_0}}$ et $\overline{\overline{\varepsilon_{p0}}}$ sont respectivement la position du centre de la surface de charge et la déformation plastique en début de chaque alternance.

$J_2\left(\overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{\alpha}}\right)$ est la contrainte équivalente de Von Mises et s'exprime par :

$$J_2\left(\overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{\alpha}}\right) = \sqrt{\frac{3}{2}(\overline{\overline{S}} - \overline{\overline{\alpha}}dev) : (\overline{\overline{S}} - \overline{\overline{\alpha}}dev)} \tag{60}$$

Avec $\overline{\overline{S}}$ et $\overline{\overline{\alpha}}dev$ respectivement le déviateur du tenseur de contraintes $\overline{\overline{\sigma}}$ et de la variable tensorielle $\overline{\overline{\alpha}}$, exprimés selon les relations suivantes :

$$\overline{\overline{S}} = \overline{\overline{\sigma}} - \frac{1}{3}\, tr\left(\overline{\overline{\sigma}}\right)\overline{\overline{I}} \tag{61}$$

$$\overline{\overline{\alpha}}dev = \overline{\overline{\alpha}} - \frac{1}{3}\, tr\left(\overline{\overline{\alpha}}\right)\overline{\overline{I}} \tag{62}$$

Où $\overline{\overline{I}}$ est la matrice identité.

Les essais de fatigue oligocyclique ont été conduits pour différentes amplitudes de déformation imposées avec un rapport de charge R = -1. Les paramètres ont ensuite été mesurés pour une amplitude de déformation de 1% et les valeurs correspondantes sont données dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Paramètres élastiques et cycliques de la loi de comportement du matériau, déterminés avec une amplitude de déformation totale imposée de 1% [4]

Elasticité		**Ecrouissage Isotrope**			**Ecrouissage Cinématique**		
E (MPa)	ν	σ_0 (MPa)	Q (MPa)	b	σ_0 (MPa)	C (MPa)	D
196000	0,3	117	87	9	117	52800	300

E est le module d'Young et ν est le coefficient de Poisson.

2.3.Conditions de Chargement

L'échantillon est sollicité en mode I pur avec une amplitude du facteur d'intensité de contraintes ΔK constante. Pour maintenir cette valeur constante, la force exercée par la goupille sur l'éprouvette est réduite lors de la propagation et calculée par la relation suivante que l'on peut trouver dans la littérature [154] :

$$F = \frac{K_I . B . \sqrt{W}}{Y} \quad (63)$$

Où :
F est la force appliquée par la goupille sur le trou de l'éprouvette comme le montre la Figure 33;
K_I est le facteur d'intensité de contrainte en mode I ;
B est l'épaisseur de l'éprouvette ;
W est la longueur du ligament ;
Y est un facteur de forme calculé pour une éprouvette CT comme suit :

$$Y = \frac{(2+A)(0{,}886 + 4{,}64A - 13{,}32A^2 + 14{,}72A^3 - 5{,}62A^4)}{2.r.sin\theta.Y} \quad (64)$$

Avec $A = a/W > 0{,}2$, où a est la longueur de fissure mesurée entre le centre du trou de l'éprouvette et le fond de l'entaille. Cette longueur a est mesurée en surface de l'éprouvette, car c'est celle retenue lors des conditions d'essais expérimentaux.

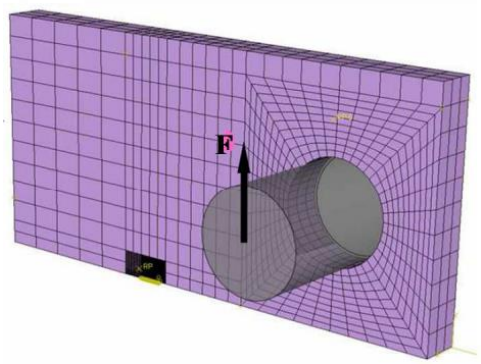


Figure 33 : Force F appliquée sur l'éprouvette CT (schématisation sur une demi éprouvette)

La force F est appliquée sous forme de pression sur un quart du trou de l'échantillon, comme indiqué dans la Figure 34.

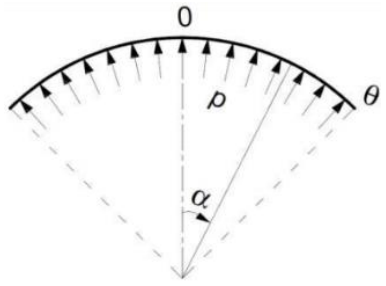


Figure 34: Pression appliquée sur un quart de la surface du trou de la goupille

Avec $$F = 2.B.\int_0^{45°} p.\cos\alpha.r.d\alpha \quad (65)$$

Où B est l'épaisseur de l'éprouvette et α est un angle qui varie de 0° à 45°.

Par la suite, on peut déduire que $$p = \frac{K_I.\sqrt{W}}{2.r.\sin\theta.Y} \quad (66)$$

2.4.Contact des lèvres de la fissure :

La mise en contact des lèvres de la fissure est réalisée par l'intermédiaire d'une surface rigide, placée sur le front de propagation, comme le montre la Figure 35 afin d'empêcher l'interpénétration des nœuds sur les lèvres.

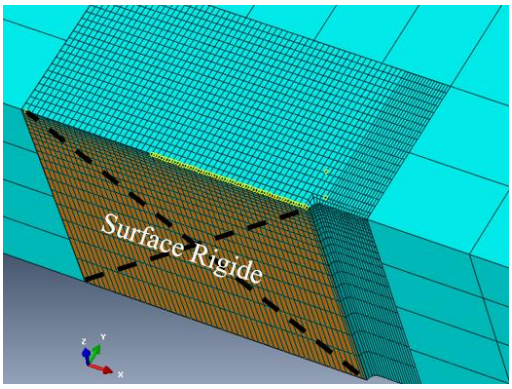


Figure 35 : Surface rigide placée en contact avec le plan de propagation pour empêcher l'interpénétration des nœuds sur les lèvres

Parmi toutes les 'propriétés de contact' mises à disposition par le logiciel ABAQUS [98], celle qui prévoit un contact normal rigide entre les nœuds sur les lèvres de la fissure et la surface analytiquement rigide a été retenue, en accord avec les travaux antérieurs [1], [3]. La lèvre de fissure est la surface esclave, et la surface rigide est la surface maîtresse. La surface esclave change pendant la propagation pour s'adapter au nouveau front de fissure comme indiqué sur la Figure 36. Elle constitue l'ensemble de tous les fronts de fissure précédents y compris le front initial. Le schéma 'Node-to-Surface' est ici privilégié car il nécessite moins de temps de calcul. De plus, plusieurs tests n'ont montré pratiquement aucune différence avec le schéma 'Surface-to-Surface'. L'algorithme de contact par défaut ABAQUS a été utilisé dans ce cas, à savoir 'Augmented-Lagrange'.

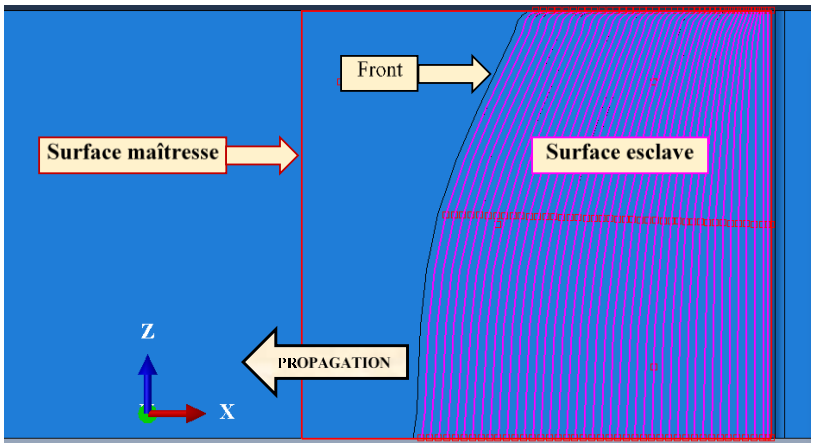


Figure 36: Exemple de surfaces de contact lors de la propagation

2.5.Maillage

Le choix du schéma de maillage est déterminant dans toute étude numérique et particulièrement dans notre cas en raison de l'existence de forts gradients de contraintes près du front de fissure. Ainsi, une attention particulière est portée au voisinage de ce front.

La géométrie de l'échantillon est divisée en deux parties principales : la première constitue une petite région au voisinage du front de fissure à maillage très fin afin de capter les grands gradients de contraintes, tandis que la seconde est beaucoup plus grande avec un maillage grossier qui constitue la région loin du fond de fissure qui est donc insensible à la fissuration. Les deux parties sont ensuite reliées par une interaction *Tie intégrée dans ABAQUS comme le montre la Figure 37.

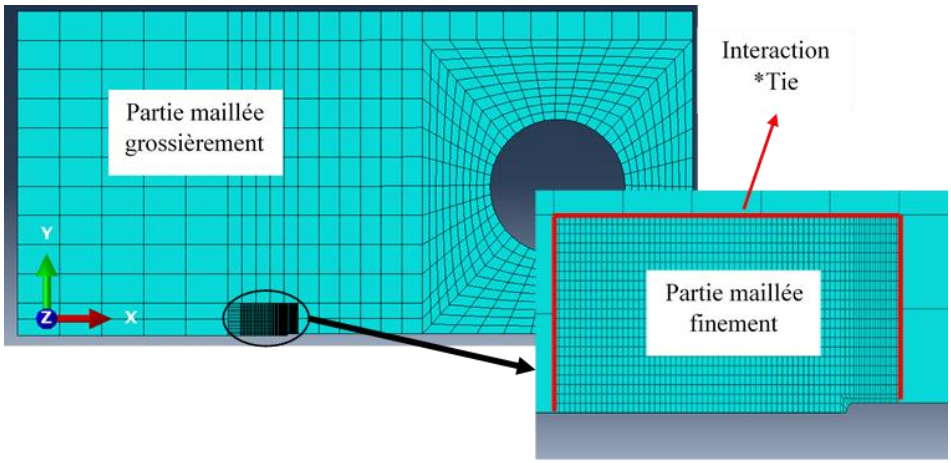


Figure 37: Maillage sur les deux parties de la géométrie maillée grossièrement et finement.

Le schéma de maillage est constitué principalement de deux paramètres importants, le type et le nombre d'éléments qui selon la littérature, affectent la précision et donc la justesse des résultats. Pour cette raison, ils doivent être choisis avec beaucoup de soin.

Les éléments disponibles, dans le logiciel ABAQUS, sont limités à deux catégories principales : les éléments linéaires et les éléments quadratiques. Et, pour chaque catégorie, il existe des éléments d'intégration complets, respectivement C3D8 et C3D20, et des éléments d'intégration réduite, C3D8R et C3D20R. Chaque type d'élément a ses propres avantages et inconvénients.

Les éléments quadratiques fonctionnent très bien dans les cas de flexion, et semblent pouvoir mieux capturer la concentration de contraintes par rapport aux éléments linéaires qui sont plus rigides. Cependant, ils ne sont pas adaptés aux problèmes de contact et peuvent conduire à des résultats inexacts [155]. Comme le montre la Figure 38, si ces éléments sont soumis à une pression uniforme sans avoir un nœud de face médian, les nœuds de coin engendreront une pression dans la direction opposée à celle des nœuds de côté médian. Dans un nombre de cas limité, ABAQUS interfère, en ajoutant des nœuds de face moyenne (C3D27), pour résoudre ce problème. En revanche, pour les autres cas, ce type d'élément n'existe pas sous une forme prête à être utilisée comme les autres types mentionnés précédemment. Cette carence rend difficile l'utilisation de ce type d'élément dans notre étude sachant que le contact constitue une partie très importante pour le calcul de la fermeture de la fissure. Ceci s'ajoute au temps de simulation supplémentaire engendré par l'utilisation de cet élément et qui peut atteindre 4 fois celui des éléments linéaires.

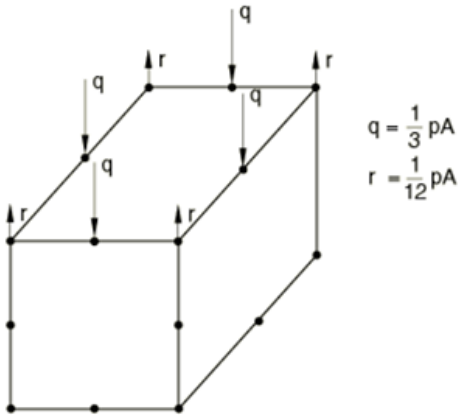


Figure 38 : Nœuds de coin avec une pression dans la direction opposée à celle des nœuds du milieu après avoir été soumis à des pressions uniformes sur la face supérieure

Le choix se limite alors aux éléments linéaires. Les résultats montrent une petite différence lors de l'utilisation d'une intégration complète ou réduite, dans les régions soumises à des concentrations de contraintes élevées, avec une meilleure précision pour les éléments d'intégration complets. Cependant, la Figure 39 montre que le rapport entre les K_{max}^{ℓ} (force motrice élastique calculée au voisinage du front de fissure en utilisant les champs de contraintes), calculées à l'aide des éléments C3D8R et des éléments C3D8, est presque le même sur toute l'épaisseur pour les conditions de charge avec la plasticité la plus élevée ici, ΔK = 12 MPa$\sqrt{m}$, R = 0,7. Les résultats montrent un rapport presque constant de 1,15 tout au long de l'épaisseur avec une augmentation négligeable au voisinage du bord. Cela signifie que l'utilisation d'éléments d'intégration réduite conduit au même schéma de propagation avec des valeurs K_{max}^{ℓ} un peu surestimées. De plus, des propagations complètes ont été effectuées en utilisant les deux éléments et aucune différence notable n'a été observée.

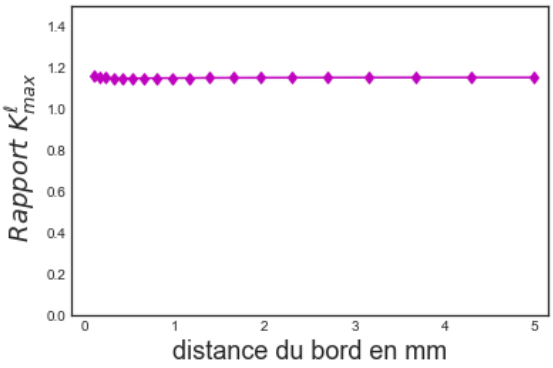


Figure 39: Rapport entre K^{ℓ}_{max} avec des éléments linéaires d'intégration réduite et d'intégration complètes à ΔK = 12 MPa √m, R = 0,7

En revanche, ces éléments C3D8 se sont révélés incapables de bien capter, dans certains cas, le contact entre la surface rigide et la lèvre de fissure. Pour cette raison, et aussi que parce que le temps de simulation est augmenté et qu'un verrouillage de cisaillement indésirable peut être généré lors de leur utilisation, ils ne seront utilisés que dans la partie éloignée de l'échantillon, où les éléments sont massivement grossiers, pour garder une précision raisonnable dans le flux de contraintes entre le point d'application et la fissure.

Les éléments C3D8R ont alors été utilisés dans la zone raffinée proche du front de fissure afin de réduire le temps de calcul. Une attention particulière, en plus d'un raffinement suffisant, est apportée tout au long de la propagation pour garantir qu'aucun effet 'Hourglass' ne soit généré du fait de l'utilisation d'éléments d'intégration réduite. Cet effet a malgré tout été observé dans certains cas, comme le montre la Figure 40. Dans ce cas, des éléments de maillage incompatibles, C3D8I, intégrés dans ABAQUS ont été utilisés pour résoudre ce problème. Cependant, leur utilisation n'a pas été généralisée pour tous les cas en raison de l'augmentation importante du temps de simulation.

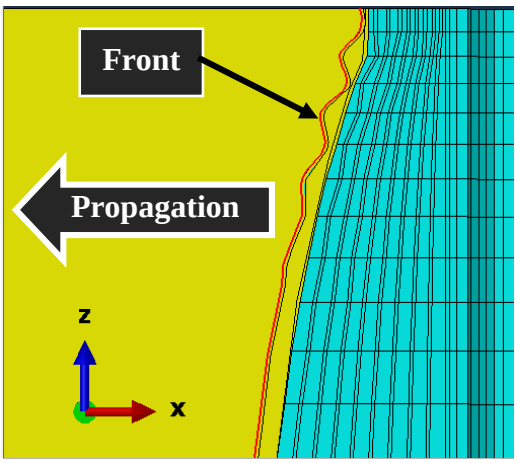


Figure 40: Effet 'Hourglass' dû à l'utilisation d'éléments linéaires à intégration réduite C3D8R, ΔK = 12 MPa √m, R = 0,7

Après avoir défini le type d'élément, le nombre d'éléments doit présenter un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats et a été choisi comme suit:

- Dans l'épaisseur

La particularité de la zone de bord dans la réponse de l'ensemble du système a suscité une attention particulière dans la plupart des études par éléments finis. Pour cette raison, le maillage dans cette zone a toujours été construit avec soin. Dans cette partie, l'effet du raffinement du maillage sur le calcul du facteur d'intensité de contrainte est examiné.

Le maillage doit être beaucoup plus affiné au bord qu'au centre afin que les effets de bord puissent être capturés le mieux possible. Ici, la fonctionnalité 'bias' intégrée dans ABAQUS est utilisée : celle-ci permet d'avoir un raffinement plus important près du bord qu'à cœur sans ajouter un coût additionnel pour la simulation; le rapport entre la dimension des éléments entre le bord et le cœur est défini par l'utilisateur.

Dans ce qui suit, la comparaison porte sur la convergence des valeurs du facteur d'intensité de contrainte et présente des schémas de maillage avec des valeurs différentes de 'bias' et un autre schéma de maillage extrême. Les différentes conditions suivantes sont étudiées :

- 20 éléments le long de l'épaisseur de 5mm avec un bias égal à 15
- 20 éléments avec un bias de 60
- 60 éléments avec un bias de 60
- 1000 éléments identiques (bias 1).

Les résultats de la comparaison sont présentés sur la Figure 41.

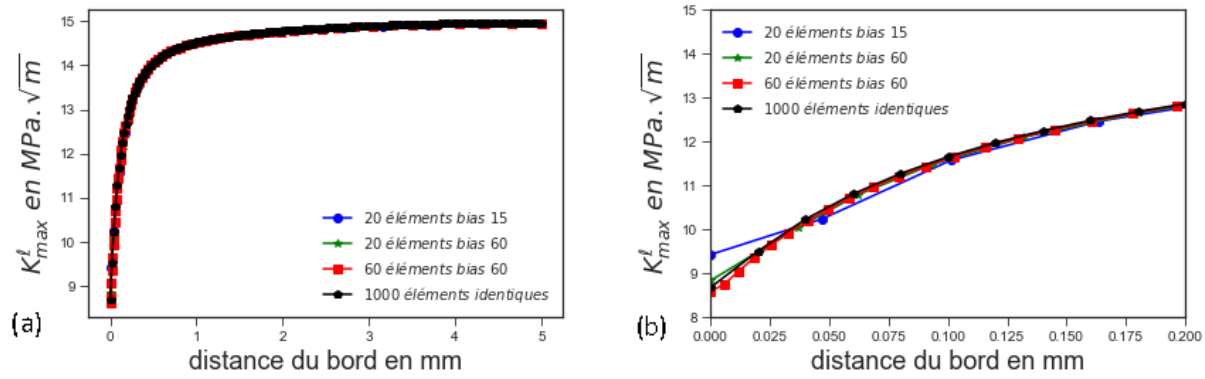


Figure 41 : Comparaison des valeurs de K^{ℓ}_{max} calculé en utilisant la méthode des contraintes, pour un front droit initial avec plusieurs schémas de maillage dans l'épaisseur (ΔK=4MPa√m, R=0.7) a) dans toute l'épaisseur, b) uniquement près du bord

En première observation, les quatre courbes sont semblables (Figure 41a) mais un zoom au bord de l'éprouvette (Figure 41b) montre une évolution de K^{ℓ}_{max} différente uniquement pour le maillage avec le bias 15. Cette différence a été étudiée plus avant pour voir son effet sur les résultats finaux de la propagation des fissures. Les résultats finaux ont été très proches en utilisant le biais 15 ou

60. Pour cette raison, et sachant que l'augmentation du biais induira beaucoup de perturbations pendant la propagation, une valeur de biais plus petite sera préférée selon le cas étudié.

Ces résultats ont été vérifiés et validés pour différentes conditions de chargement afin de garantir la cohérence et la fiabilité du choix du biais.

- Dans la direction de propagation

Dans la direction de propagation, l'effet du maillage sur le calcul du facteur d'intensité de contraintes est également étudié. Les contraintes sont extraites en plusieurs nœuds et interpolées pour calculer le facteur d'intensité de contrainte maximal local K^{ℓ}_{max}. Comme pour la comparaison effectuée dans l'épaisseur, un bon compromis entre la taille de maillage et le temps de calcul sera recherché.

Deux cas sont comparés :

- Un maillage extrêmement raffiné avec une taille d'éléments de 0,01 mm
- Un autre avec des éléments 10 fois plus grands (0,1 mm). Ce dernier a été examiné sur la base de certaines propositions de la littérature [113]. Les contraintes sont tracées en fonction de la distance du fond de fissure dans la Figure 42 ci-dessous.

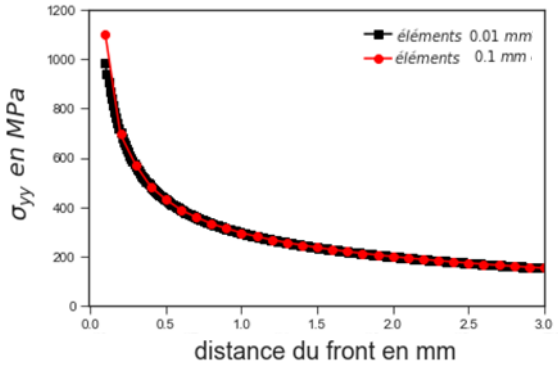


Figure 42 : Comparaison des évolutions de la contrainte pour différentes tailles d'éléments au bord (ΔK=12MPa√m, R=0.7)

Il ressort, de l'observation de ces courbes, que les deux courbes coïncidentes quasiment partout, sauf pour le nœud le plus proche du front de fissure pour le maillage le moins raffiné. Il sera alors intéressant de prévoir un maillage avec des éléments plus grands, 0.1mm, ce qui constitue un bon compromis entre le temps de calcul et la précision.

3.Plasticité

3.1.Zone Plastique Monotone

La Zone Plastique Monotone ‘ZPM’ est considérée ici explicitement car elle constitue l'un des piliers de base de toutes les hypothèses à prendre en termes de choix de la force motrice de la fissure. De plus, comme présenté précédemment au paragraphe 1.2.2 du CHAPITRE I, les approches utilisées pour bien prédire la zone plastique se sont révélées très limitées et imprécises outre la dépendance de cette zone à de nombreux paramètres comme la loi de comportement, l'état de contrainte, l'épaisseur et le niveau de chargement. L'effet de ces paramètres sera présenté en détail dans ce qui suit, ainsi que les caractéristiques des zones plastiques selon les conditions de chargement étudiées.

❖Influence de la loi de comportement :

Les différentes réponses des matériaux aux conditions de chargement doivent toujours être bien décrites dans toute étude numérique et en particulier en présence de fissures où les champs voisins sont très sensibles à toute incertitude. Dans notre cas, il a été montré dans le paragraphe 2.2 que l'acier inoxydable 304L présente un comportement élasto-plastique complexe avec un écrouissage cinématique et isotrope combiné. Cela signifie qu'il sera difficile de prédire la zone plastique avec des lois de comportement élastique ou plastique simplifiées.

Par la suite, une comparaison est établie entre la taille de la zone plastique pour un échantillon CT modélisé en utilisant trois mécanismes de comportement différents: élastique, élastique parfaitement plastique et élasto plastique avec écrouissage combiné et comparé aux prédictions d'Irwin dans les équations 2 et 3. Dans cette étude, la zone plastique pour le cas élastique, est déterminée comme la zone où le critère de Von Mises est utilisé ce qui signifie la zone où les contraintes dépassent la limite d'élasticité, soit 117MPa.

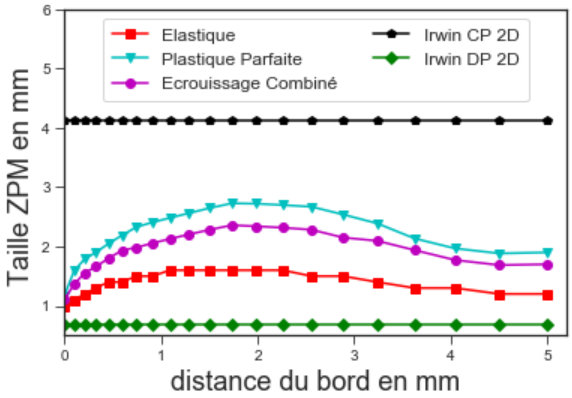


Figure 43: Comparaison entre la zone plastique du front initial pour différentes lois de comportement avec celles calculées par Irwin en 2D pour la déformation (DP) et contrainte (CP) plane à ΔK=12MPa√m; R=0,1

Néanmoins, pour les autres comportements élasto-plastiques, la zone plastique sera déterminée comme la zone où la déformation plastique équivalente PEEQ est supérieure à zéro avec une tolérance égale à 1.10^{-6} pour éviter les incertitudes numériques. La comparaison est faite pour le chargement $\Delta K=12$ MPa$\sqrt{m}$, R=0,1 qui présente une taille de zone plastique limitée par rapport aux cas des autres chargements.

Les résultats sur la Figure 43 montrent que les valeurs de ZPM en 2D proposées par Irwin sont très éloignées de la véritable zone plastique même au bord (CP) et à cœur (DP). La zone plastique est très surestimée sur les bords où elle est supposée avoir une dominance de contrainte plane, et très sous-estimée au centre où elle est supposée avoir une dominance de déformation plane. De plus, contrairement à ce qui avait toujours été prévu dans les calculs 2D, la zone plastique est toujours plus petite au bord qu'au cœur ce qui sera discuté dans la section épaisseur. Ces résultats sont obtenus pour un front de fissure initial droit, cependant, aucune différence notable n'est observée avec le changement de forme du front de fissure.

Pour les différentes conditions de chargement, le calcul élastique semble sous-estimer la zone plastique, ce qui peut être lié à l'incapacité de l'approche élastique à prendre en compte la redistribution des contraintes dues à la déformation plastique. La même observation a été faite par Irwin [109] qui a proposé un facteur 2, entre les cas plastique parfait et élastique, ce qui est proche des résultats de cette étude, d'environ 1,6. En revanche, la zone plastique calculée à l'aide de la loi plastique parfaite est supérieure d'environ 15% de celle calculée à l'aide de la loi d'écrouissage cinématique. Cela peut être dû à la quantité d'énergie dissipée dans les éléments au voisinage du fond de fissure liée au durcissement par rapport à une limite élastique constante pour la loi plastique parfaite.

❖Influence de la quotité contrainte plane/déformation plane:

En ce qui concerne l'état de contrainte, l'épaisseur et les conditions de charge semblent être des paramètres interdépendants. En fait, la taille et la forme de la zone plastique sont directement affectées par l'état de contrainte, qui est à son tour affecté par l'épaisseur de l'éprouvette et la charge appliquée.

L'accumulation de la zone plastique est normalement due à l'écoulement à la surface libre considérée comme une zone de contrainte plane. Pour cette raison, l'accumulation augmente considérablement dans cette région alors qu'elle est beaucoup plus petite dans la région du cœur représentant une déformation plane où les restrictions entravent l'écoulement. Par conséquent, dans tout échantillon, la quantité de dominance de l'un de ces deux états de contrainte provoquera une zone plastique plus ou moins grande.

❖Influence de l'épaisseur:

Afin d'établir la relation entre l'état de contrainte et l'épaisseur, une comparaison est faite entre plusieurs épaisseurs suivant la même loi de comportement choisie ici pour un comportement élastique parfaitement plastique dans un but de comparaison avec la prévision d'Irwin.

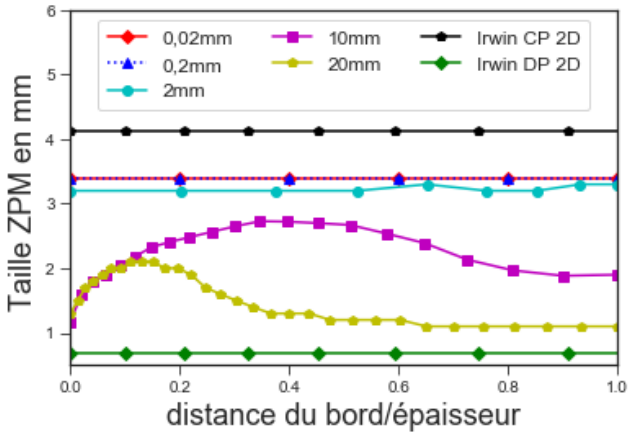


Figure 44: Comparaison entre la zone plastique initiale du front droit pour différentes épaisseurs avec une loi de comportement élastique parfaitement plastique à ΔK=12MPa√m, R=0,1

Les résultats présentés sur la Figure 44 montrent qu'il existe une relation inversement proportionnelle entre la taille maximale de la zone plastique et l'épaisseur de sorte que lorsque l'épaisseur augmente, la taille maximale diminue et vice versa. Pour les plaques minces (0,02 et 0,2mm et même 2mm), l'état de contrainte dominant est l'état de contrainte plane qui augmente la taille de la zone plastique et qui élimine même l'effet de déformation plane en entraînent la même taille de zone plastique sur toute l'épaisseur. Ici, la taille de la zone plastique semble converger vers un maximum de 3,4 mm avec la diminution de l'épaisseur. Cette valeur est inférieure d'environ 20% par rapport à la prévision d'Irwin pour l'état de contrainte plane.

En revanche, à mesure que l'épaisseur augmente, l'effet de la contrainte plane commence à s'atténuer par rapport à la déformation plane. Cela permet de réduire la taille maximale de la zone plastique et de changer sa position dans l'épaisseur. La taille de la zone plastique dans la région voisine du cœur vaut 3,4 mm, pour les plaques de 0,02 mm d'épaisseur, et diminue jusqu'à 1,1 mm, pour les plaques de 20 mm d'épaisseur, soit environ 1,6 fois la prédiction d'Irwin pour une condition de déformation plane pure. La position du maximum de zone plastique s'éloigne du cœur pour les plaques épaisses, ce qui confirme notre hypothèse.

❖Influence du chargement :

La Figure 45 montre l'influence du niveau de chargement imposé sur l'évolution de la zone plastique dans l'épaisseur. Avec l'augmentation de K_{max}, l'effet de la condition de contrainte plane augmente et ainsi la taille de la zone plastique. Cette dominance de la contrainte plane se traduit par le décalage du point de transition censé déterminer les limites entre les effets des différents états de contrainte. Les chiffres montrent que, pour ΔK=12MPa√m, R=0,1, cette position est très proche du bord. Lorsque K_{max} global imposé augmente, le point se dirige vers le centre pour disparaître totalement pour les cas ΔK=18MPa√m, R=0,1 et ΔK=12MPa√m; R=0,7. L'augmentation de la taille de la zone plastique s'approche de plus en plus des zones 2D prévues par Irwin sans l'atteindre.

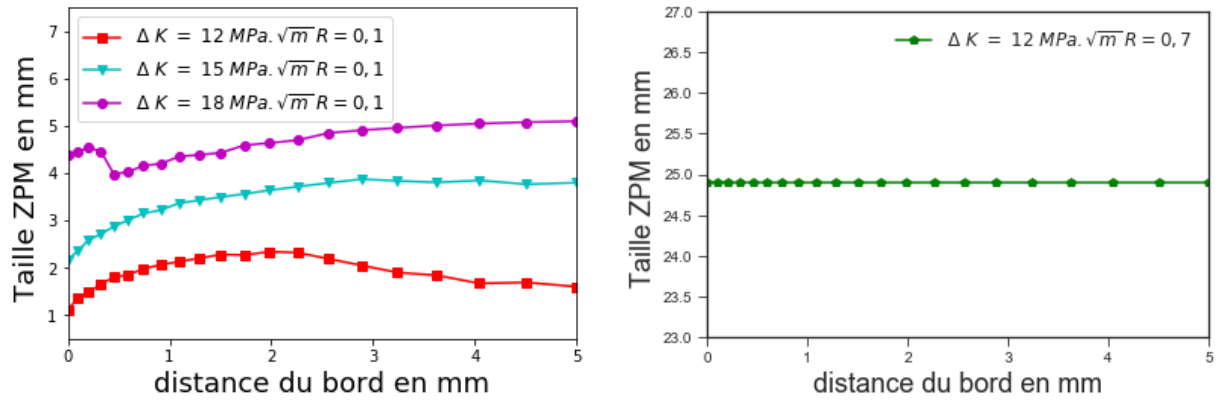


Figure 45 : Taille de zone plastique du front initial droit pour différentes conditions de chargement pour une loi de comportement avec écrouissage combiné : (a) R=0,1 (b) R=0,7

Les tailles maximales de zone plastique sont comparées à celle d'Irwin pour tous les cas étudiés ici dans le Tableau 4. Comme prévu, pour toutes les conditions de chargement, les approches analytiques 2D prédisent des zones plastiques supérieures à celles calculées en 3D pour l'état de contrainte plane et bien inférieures pour l'état de déformation plane.

N.B. : les fluctuations de la courbe de ΔK=18MPa√m, R=0,1 sont dues à l'extension de la zone plastique vers la zone, éloignée du front de fissure, grossièrement maillée.

Tableau 4 : Comparaison entre les tailles de zone plastique du front initial droit pour différentes conditions de chargement avec une loi de comportement à écrouissage combiné avec celles calculées par Irwin (en mm)

	Taille maximale de la ZPM	Taille minimale de la ZPM	Irwin contrainte plane	Irwin déformation plane
ΔK=12MPa√m, R=0,1	2,3	1,1	4,1	0,7
ΔK=15MPa√m, R=0,1	3,9	2,2	6,5	1,1
ΔK=18MPa√m, R=0,1	5,1	4	9,3	1,6
ΔK=12MPa√m, R=0,7	24,9	24,9	37,2	6,2

Pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 la zone plastique maximale constitue environ 10% de la longueur de la fissure (25,1mm) ainsi que de la distance aux extrémités de l'éprouvette. Ce pourcentage augmente à mesure que la charge augmente. Pour ΔK = 18MPa√m, R = 0,1, la plasticité recouvre presque la totalité de la partie dédiée au voisinage du front de fissure, comme on peut le voir sur la Figure 46b, qui constitue plus de 25% de la distance aux extrémités. Enfin, pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,7, on peut voir dans la Figure 47 que la plasticité couvre toute la région après le front de fissure jusqu'aux extrémités.

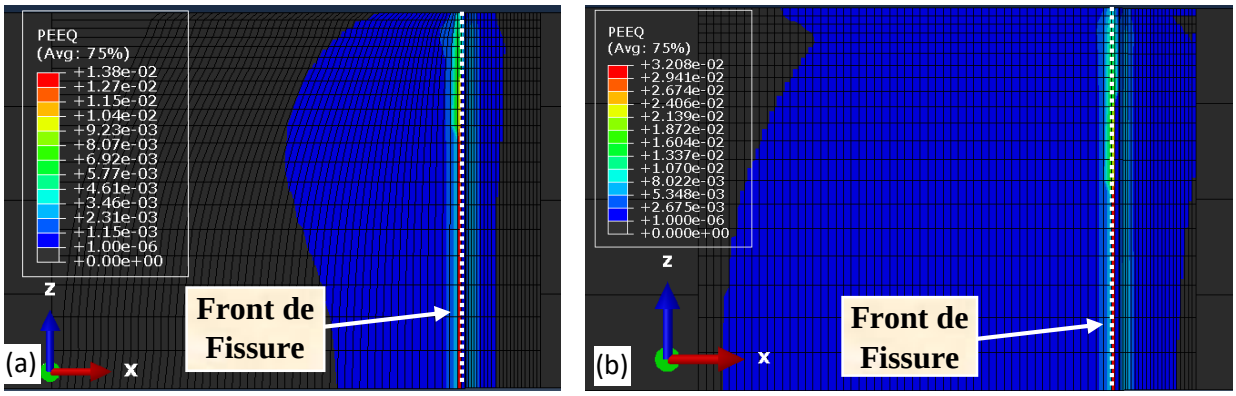


Figure 46 : Déformation plastique cumulée PEEQ montrant la taille de la zone plastique monotone pour (a) ΔK = 12MPa√m, R = 0,1, (b) ΔK = 18MPa√m, R = 0,1

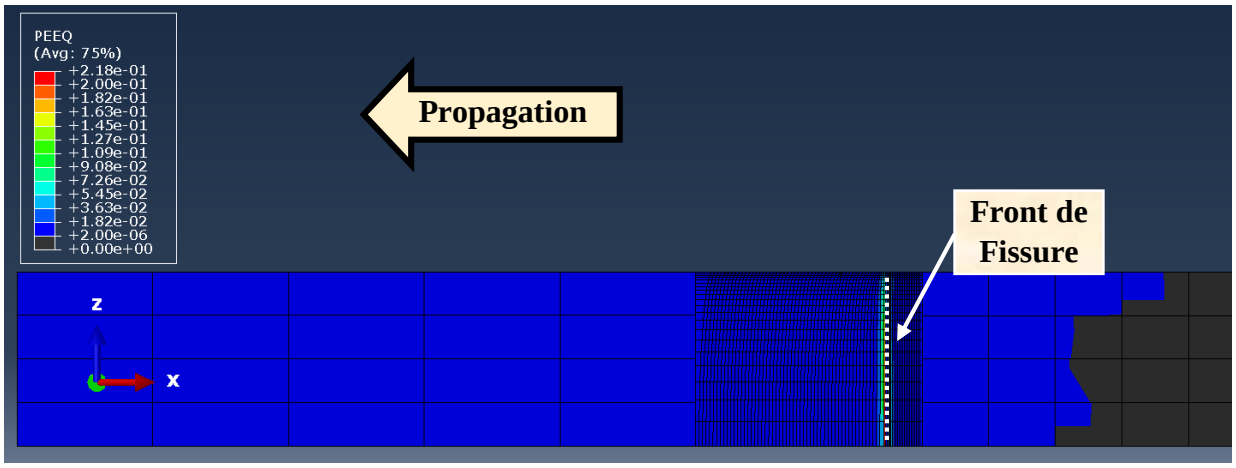


Figure 47: Déformation plastique cumulée PEEQ montrant la taille de la zone plastique monotone pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,7

De plus, ces valeurs de taille de zone plastique augmentent peu à peu à mesure que la longueur de la fissure augmente comme le montre la Figure 48. Dans ce cas, la zone plastique dans la région du bord augmente d'environ 40% après 21 itérations (environ 70% de la propagation totale). Cela signifie que la zone plastique augmente avec l'augmentation de la longueur de la fissure. Au début, l'augmentation au cœur est plus rapide que celle du bord. Cependant, après un certain temps, la taille de la zone plastique se stabilise au cœur tout en augmentant au bord pour atteindre près de 2 fois la zone plastique d'origine. Après la stabilisation, il est difficile de quantifier précisément la

taille de la zone plastique car elle se trouvera majoritairement dans la zone, éloignée du front de fissure, zone grossièrement maillé.

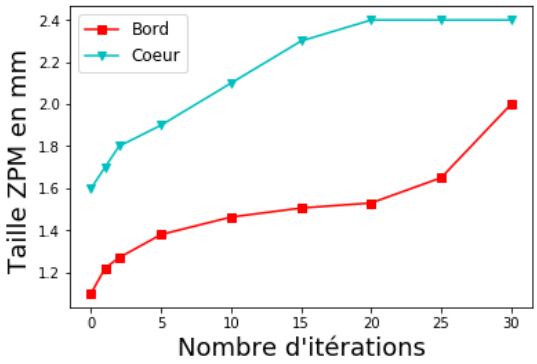


Figure 48 : Evolution de la taille de ZPM pendant la propagation pour une loi de comportement avec écrouissage combiné à ΔK=12MPa√m, R=0,1

En ce qui concerne la forme 3D de la zone plastique, les résultats confirment ce qui a été présenté dans les paragraphes précédents sur la dépendance de la forme de la zone plastique à la contrainte-T. Il est clair que la théorie de 'Dog bone' a été émise pour une charge bi axiale équivalente où les contraintes dans le plan sont égales, ce qui signifie que la contrainte-T est égale à 0. Dans notre cas, un chargement uni axial est appliqué, la 'contrainte-T' calculée sur toute l'épaisseur est négative avec des contraintes perpendiculaires supérieures à celles le long de la direction de propagation ce qui signifie que la forme os de chien n'est plus valable.

La Figure 49 montre que, pour la surface libre, ce qui a été trouvé va de pair avec [10] une forme de papillon pour une contrainte-T négative en opposition avec ce haricot comme celui de la théorie conventionnelle. La forme de haricot peut être trouvée à proximité de la surface libre où se situe la plasticité maximale. Pour le cœur, on trouve également une zone plastique de type haricot qui peut être justifiée par l'effet de la contrainte plane dans cette région.

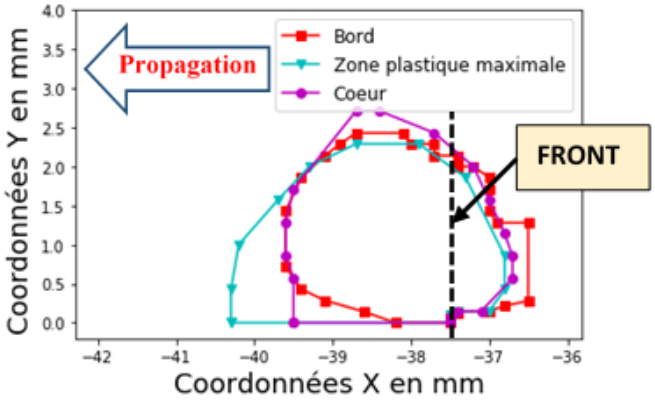


Figure 49: Forme de zone plastique à différents niveaux d'épaisseur pour une loi de comportement avec écrouissage combiné à ΔK=12MPa√m, R=0,1

Avec tout ce qui vient d'être présenté, il ressort que les caractéristiques de la zone plastique pour les cas tridimensionnels peuvent difficilement être prédites avec les approches analytiques bidimensionnelles. Cela peut être lié à la dépendance de ces zones vis-à-vis de nombreux paramètres qui ont prouvé, dans ce qui précède, avoir une grande influence sur la taille et la forme de la zone plastique. Cela signifie que toutes les estimations de l'utilisation de la mécanique de la rupture élastique linéaire ou élasto plastique doivent être étudiées au cas par cas en tenant compte de tous ces paramètres.

4.Présentation de la méthode

4.1. Procédure globale : Mécanique de la Rupture Elastique Linéaire

Le but de la procédure est suivre la propagation du front de fissure dans un espace tridimensionnel. Aussi, il s'agit de définir la géométrie, la loi de comportement, le chargement et les conditions aux limites, et le schéma de maillage.

Dans le cas où l'hypothèse retenue est celle de la mécanique élastique linéaire de la rupture, la propagation de la fissure est gouvernée par l'amplitude locale effective du facteur d'intensité de contrainte ΔK_{eff}^{ℓ} , paramètre clé de la procédure. Pour le déterminer, deux simulations parallèles sont lancées : la première est une simulation élastique pour le calcul du facteur d'intensité de contrainte maximum local K_{max}^{ℓ} en utilisant la méthode des champs de contraintes ; l'autre est une simulation élasto-plastique afin de prendre en compte l'effet de la fermeture de fissure induite par la plasticité en calculant le facteur d'intensité de contrainte d'ouverture K_{ov}^{ℓ}. Les résultats de ces deux simulations permettent la détermination de ΔK_{eff}^{ℓ} sur chacun des nœuds du front de fissure le long de l'épaisseur. Sur la base d'une loi de Paris pour décrire la propagation, l'avancement de la fissure s'effectue en utilisant le facteur d'intensité de contrainte effectif déterminé en chaque nœud. L'opération est ensuite renouvelée sur le nouveau front. Le calcul de ces deux facteurs d'intensité de contrainte et des avancées de fissure sera largement présenté au CHAPITRE III.

Dans le cas de la mécanique de la rupture élasto plastique, la propagation de la fissure est gouvernée par une force motrice elasto plastique : CTODp ou ΔKε. Pour la déterminer, une seule simulation elasto plastique est suffisante. Les déplacements ou la déformation sont collectés et tracés en fonction du chargement appliqué. Les résultats sont ensuite exploités en utilisant des méthodes d'interpolation pour extraire le paramètre recherché. Ensuite, et sur la base des lois de la propagation proposées pour le 304 L, l'avancement de la fissure s'effectue en utilisant le paramètre elasto plastique déterminé en chaque nœud. L'opération est ensuite renouvelée sur le nouveau front. Le calcul de ces paramètres ainsi que les avancées de fissure sera largement présenté au CHAPITRE IV.

Les avancements calculés constitueront alors le nouveau front de fissure qui sera ainsi introduit dans la géométrie réelle (paragraphe 4.2). Dans le cas d'une forme de front de fissure elliptique

prédéfinie, ces avancées doivent être interpolées en une forme elliptique avant d'être introduites. Ce changement de géométrie s'accompagne nécessairement d'une mise à jour du schéma de maillage existant (paragraphe 4.4) afin de répondre à ces changements. Enfin, les conditions de chargement sont mises à jour, afin de maintenir un facteur d'intensité de contrainte constant à mesure que la longueur de la fissure augmente. Les conditions aux limites sont modifiées en supprimant le contact entre le front de fissure réel et la surface rigide, considérée comme l'autre lèvre de la fissure.

Cette procédure est répétée à chaque étape de propagation jusqu'à ce que les critères de stabilisation (paragraphe 4.5) du facteur d'intensité de contrainte effective soient atteints. Les paragraphes suivants présentent les méthodes et les choix retenus à chaque étape de cette procédure.

4.2.Forme du front de fissure

Le front de fissure est construit à chaque avancée de fissure sur tous les nœuds le long de l'épaisseur. Les résultats expérimentaux obtenus par Fiordalisi [4] et Arzaghi [6] ont montré que le front de fissure stabilisé final a tendance à suivre une forme elliptique. Cela a également été montré et mis en œuvre dans la littérature par de nombreux auteurs [22], [26], [28], [126].

Le but de l'utilisation de formes prédéfinies du front de fissure est d'imposer cette forme à chaque avancée de la fissure afin d'éviter toute déviation par rapport aux résultats finaux. Cependant, il est crucial à chaque fois de veiller à l'équilibre entre les paramètres de l'ellipse contrôlant les degrés de liberté de cette ellipse et l'exactitude des résultats.

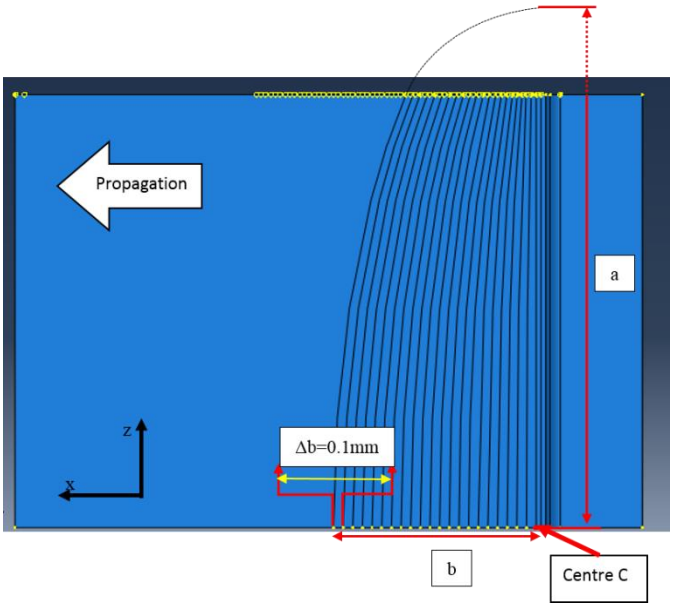


Figure 50 : Schématisation de la propagation de la fissure d'un front droit à une forme elliptique prédéfinie

La modélisation mathématique de la forme semi elliptique est définie par l'équation suivante (Figure 50):

$$x = x_c + \sqrt{\frac{a^2b^2 - b^2z^2}{a^2}} \tag{67}$$

Où :
a est le demi grand axe suivant la direction z de l'éprouvette CT ;
b est le demi petit axe suivant la direction x de l'éprouvette CT ;
x_c est la coordonnée du centre de l'ellipse selon la direction x.

Pour des raisons de symétrie sur le plan 'yz', la coordonnée du centre de l'ellipse selon la direction z, z_c, est considérée nulle.

Fiordalisi [4] a simplifié l'interpolation des avancées en diminuant le nombre de paramètres de l'ellipse et donc ses degrés de liberté. Il a imposé la valeur du grand axe déterminée lors des expériences d'interpolation de toutes les avancées du front de fissure et d'autre part laissé libre le petit axe et la position du centre. De cette façon les résultats finaux ont la même valeur de grand axe que les résultats expérimentaux. Cette méthode est séduisante et permet de lever beaucoup de problèmes calculatoires qui peuvent parfois être provoqués par la méthode d'interpolation.

D'un autre côté, cette méthode suppose de connaitre à l'avance la forme du front final. Cela signifie que les résultats expérimentaux doivent être obtenus, ce qui limite l'intérêt d'une simulation numérique prédictive. De plus, les restrictions imposées ne sont valables que si toute la procédure est correcte et traduit les résultats expérimentaux dans la valeur du grand axe, sinon les résultats seront de plus en plus éloignés de ceux expérimentaux. Cela peut expliquer le fait que Fiordalisi a utilisé les résultats d'interpolation elliptique uniquement pour le cas le plus proche des résultats expérimentaux $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, R = 0,1 tandis que dans les autres cas, il a utilisé une interpolation d'un polynôme d'ordre 4.

En conséquence, un autre schéma elliptique a été testé. Le centre de l'ellipse a été maintenu constant tout le long de la propagation et positionné pour des raisons de symétrie au centre de l'éprouvette à la position initiale de la fissure suivant x, comme indiqué sur la Figure 50. Ainsi, la valeur du demi petit axe b suivant la direction de propagation x augmente de 0,1mm à chaque relâchement car l'avancement maximal fixé à 0,1mm a toujours lieu à mi épaisseur. Par conséquent, le seul paramètre à déterminer est le demi grand axe a suivant l'épaisseur z. La valeur initiale de a prise pour l'interpolation est proche de la valeur visualisée sur les fronts expérimentaux, qui diffère selon les conditions des chargements. Le but de choisir cette valeur proche de la valeur réelle est d'abord d'assurer la convergence d'interpolation et d'autre part de réduire le temps de cette interpolation en réduisant le nombre d'itérations nécessaires jusqu'à la convergence.

La fonction développée sous Python pour interpoler les valeurs d'avancement suit une loi d'interpolation non linéaire de Gauss Newton [156]. Connaissant approximativement la gamme des valeurs initiales, il n'a pas été nécessaire d'ajouter les optimisations successives proposées par

Levenberg [157] puis Marquadt [158] à la méthode utilisée pour obtenir une meilleure convergence. Les résultats des interpolations ont été comparés avec les dernières optimisations intégrées dans Python et la différence était quasiment négligeable. Il faut noter que nous n'avons pas pu utiliser la fonction intégrée dans Python à cause de problèmes de compatibilité avec ABAQUS dans nos ressources.

Nous définissons également l'erreur résultant de l'ajustement par la méthode des moindres carrés afin de contrôler à quel point les avancées sont vraiment similaires à la géométrie interpolée retenue. L'erreur calculée est appelée erreur de racine carrée moyenne et s'exprime de la façon suivante :

$$e = \left(\frac{\sum(X - X_{fit})^2}{N}\right)^{0.5} \tag{68}$$

Où:

X: est l'avancement d'un nœud du front de fissure pour un niveau z définie.

X_{fit}: est l'avancement d'un nœud du front de fissure pour un niveau z défini, avancement calculé après l'interpolation dans une forme prédéfinie.

N: est le nombre de nœuds sur le front de fissure.

En effet, comme pour le schéma mis en œuvre par Fiordalisi, les résultats s'écartent de plus en plus du comportement attendu. En utilisant cette ellipse, les valeurs du facteur d'intensité de contraintes n'ont pas conduit à une stabilisation. Les valeurs des nœuds proches du bord ont montré un comportement anormal après plusieurs itérations avec des valeurs beaucoup plus élevées que celles du cœur et du bord elle-même. Cela a induit la formation d'une bosse dans cette zone de plus en plus importante avec la propagation comme le montre la Figure 51. Les résultats concernant la forme du front de fissure, avec une erreur de stabilisation minimale sur toute la propagation, se sont avérés assez éloignés des résultats expérimentaux.

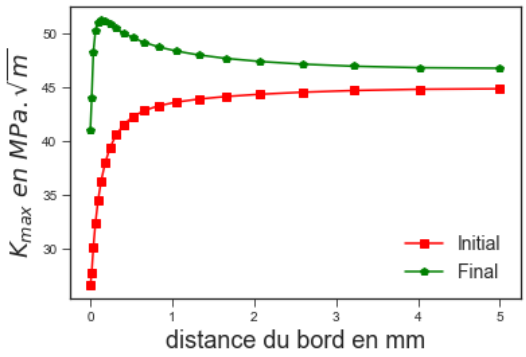


Figure 51: Evolution du facteur d'intensité de contraintes maximal au voisinage de la surface libre à ΔK = 12MPa $\sqrt{m}$, R = 0,7 pour un front elliptique

Par conséquent, vus les désavantages d'une forme elliptique restreinte, une nouvelle ellipse sans restriction sera mise à l'étude ici. Le même concept d'interpolation s'applique avec une différence majeure qui réside dans le fait que tous les paramètres de l'ellipse sont calculés par l'interpolation (grand axe, petit axe et la position horizontale du centre) sans hypothèses préalable. Une méthode des moindres carrés non linéaire est également développée ici en langage python avec une minimisation des erreurs pour seulement deux paramètres au lieu de 3 car il existe une interdépendance, d'une part entre la position du centre d'un côté et du petit axe et, d'autre part la position du centre et les avancées maximales. Sans considérer cette interdépendance, les résultats d'interpolation semblent très éloignés de la convergence. Les simulations effectuées à l'aide de ce type d'interpolation montrent des fluctuations au voisinage du bord, toutefois elles sont beaucoup plus petites que précédemment. Ce type de forme elliptique est privilégié dans cette étude et sera utilisée pour les études de propagation, ce qui sera l'objet du CHAPITRE III.

Ce qui vient rapidement d'être présenté sur les propositions elliptiques souligne la difficulté d'interpolation basée la plupart du temps sur une valeur initiale proche de la valeur correcte ou sur les premières itérations où le front s'éloigne beaucoup d'une ellipse. Ceci s'ajoute à l'impossibilité d'obtenir une stabilisation satisfaisante de la force motrice tout le long de l'épaisseur même aux itérations finales. Pour cette raison, une autre forme de front de fissure, dite forme libre, est également proposée ici. Les valeurs d'avancement de fissure sont maintenues sans aucune interpolation ou restriction et elles sont reliées sous une forme de 'Spline' construite par ABAQUS qui dans ce cas utilise des 'Splines' polynomiales quadratiques pour joindre les nœuds entre eux. De cette façon, nous pouvons assurer qu'il n'y a pas d'écart dans les résultats en raison de la procédure d'interpolation et nous pouvons bénéficier d'un petit gain de temps. En ce qui concerne la stabilisation de la force motrice, les courbes d'itération finale (Figure 52) montrent que presque tous les nœuds le long de l'épaisseur ont les mêmes valeurs, ce qui signifie un front de fissure identique après la stabilisation. Cependant, le problème dans ce type de fronts repose sur des incertitudes numériques qui se sont avérées très présentes au voisinage de la surface libre.

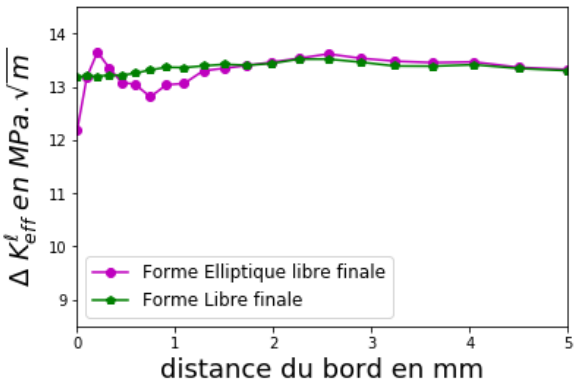


Figure 52: Comparaison des évolutions dans l'épaisseur des facteurs d'intensité de contraintes finaux pour différentes hypothèses de forme du front de fissure à ΔK = 12MPa $\sqrt{m}$, R = 0,1

En conclusion, le front elliptique non restreint et le front 'Spline' seront les seuls traités dans cette étude dans le chapitre suivant. La comparaison entre les résultats nous permettra d'appréhender les avantages et les inconvénients de chacun.

4.3.Propagation

Les différentes propositions sur le critère de relâchement des nœuds avant propagation décrites dans le paragraphe 3.3 du CHAPITRE I ont montré qu'elles n'affectaient pas les résultats. Aussi, il a été choisi ici de libérer les nœuds à la charge minimale P_{min}, afin d'éviter des changements brusques de conditions aux limites.

L'avance maximale est également fixée à 0,1mm, ce qui correspond à la taille minimale de l'élément dans la direction de propagation.

En ce qui concerne le nombre de cycles entre 2 relâchements successifs, 5 cycles sont choisis compte-tenu des différentes simulations élasto-plastiques réalisées qui vont être présenté dans le paragraphe 2.2.2 du CHAPITRE III.

4.4.Remaillage

Dans la littérature, la technique de remaillage adaptatif est très utilisée pour obtenir des résultats précis dans les simulations de propagation des fissures [27,28], [94], [130], [131] et même par Fiordalisi [6] pour réadapter le maillage aux nouveaux changements de géométrie en fonction des résultats du précédent calcul comme le montre la Figure 53. Dans notre cas, le front de fissure évoluant d'une forme droite à une forme libre ou elliptique, la mise à jour du maillage à chaque relâchement est indispensable.

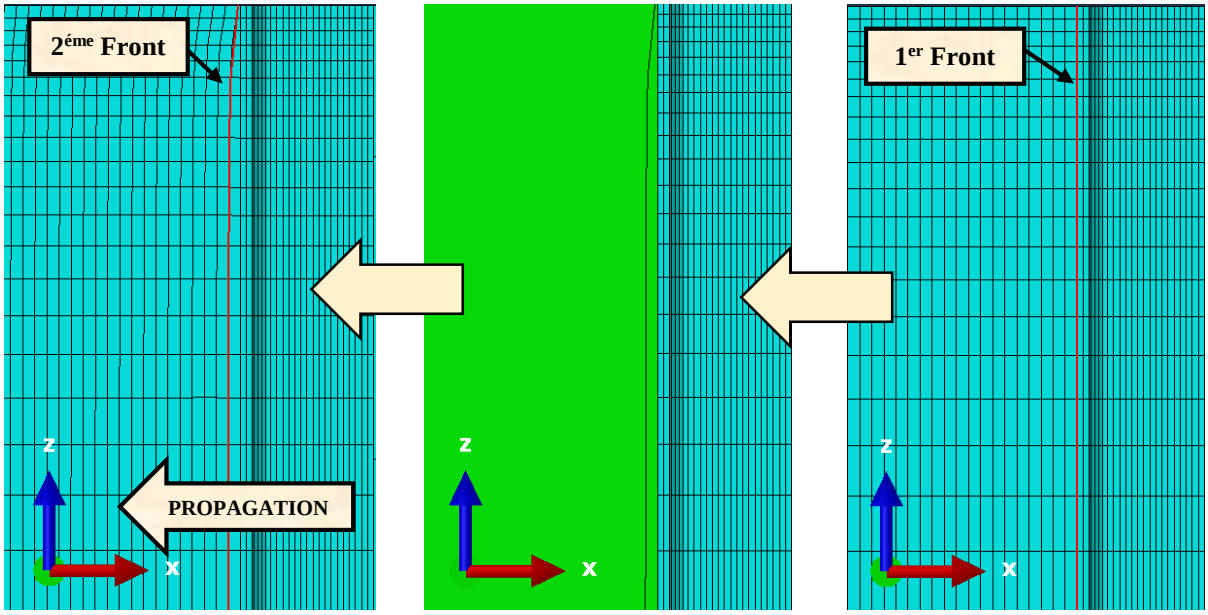


Figure 53: Remaillage après la propagation du front de fissure

Le nouveau front de fissure déterminé est ensuite intégré dans la géométrie sous la forme d'une partition. De plus, et en ce qui concerne ce changement de géométrie, le maillage est mis à jour de manière à maintenir les nœuds nouvellement créés sur le front de fissure. La technique présente l'avantage de suivre la croissance de la fissure de manière correcte et prédéfinie, en plus de simplifier l'identification des paramètres de fissure directement sur le front de la fissure.

Une difficulté a été rencontrée comme le montre la Figure 54, où lors de la propagation de la fissure, les différents nœuds le long du front de fissure avaient tendance à se rapprocher du bord de l'éprouvette. Cela est dû à l'augmentation de la longueur du front de fissure à mesure que celui-ci évolue d'une droite à une forme courbe tout en conservant le même schéma de maillage. Ce changement conduit à un décalage entre le niveau z des nœuds du front de fissure et les nœuds utilisés dans le calcul du facteur d'intensité de contrainte. De plus, ce comportement a conduit parfois à des maillages irréguliers dans la zone de surface libre qui, à leur tour, ont provoqué une instabilité dans l'outil numérique et ont parfois conduit à des valeurs calculées erronées et notamment pour la fermeture de fissure. Par conséquent, il a fallu repositionner tous ces nœuds dans ABAQUS au même niveau z.

L'interpolation des contraintes devant se faire pour une même abscisse z, il a alors été nécessaire de développer une fonction spécifique sous Python afin d'aligner les différents nœuds en une même abscisse z (voir Figure 54).

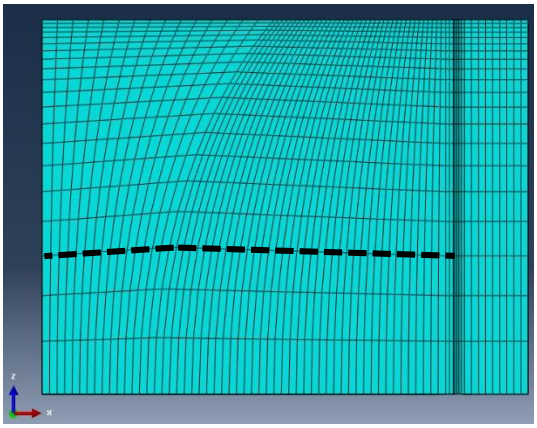


Figure 54 : Variation du niveau z du front de fissure en raison de la courbure du front de fissure

Ceci s'est avéré assez complexe puisque la géométrie évolue après chaque itération et par conséquent les positions et numérotations des nœuds du maillage. La première étape a consisté à enregistrer toutes les coordonnées (x et z) des nœuds du front de fissure précédent et les intégrer dans des tableaux pour les réutiliser après chaque relâchement. Les coordonnées des nœuds frontaux, après relâchement, sont ensuite modifiées afin de maintenir les nœuds suivants au même niveau z tout en les gardant sur la géométrie frontale car le changement du niveau z provoque la séparation entre le maillage et la géométrie. Pour les éléments qui se situent après le front de fissure, les nœuds y sont organisés de la même manière dans le niveau z que précédemment. Dans la direction x, une distance équivalente de 0,1 mm est imposée entre tous les nœuds consécutifs pour fournir les mêmes conditions pour le calcul du facteur d'intensité de contrainte à tous les niveaux

z comme cela sera montré dans le paragraphe 2.1.1 du CHAPITRE III et comme il est montré ici dans la Figure 55.

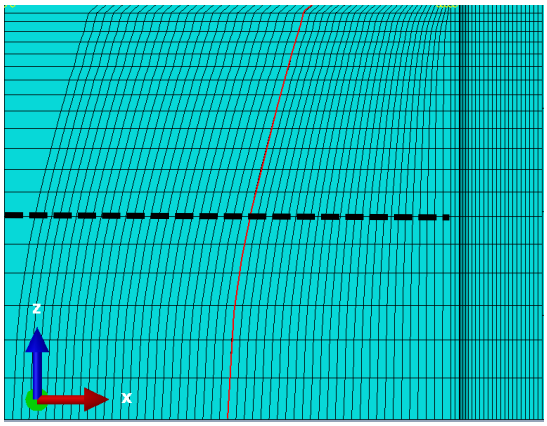


Figure 55: Alignement des nœuds de maillage au même niveau z

4.5.Critères de stabilisation

Le modèle de remaillage est un modèle de propagation dans lequel les nouvelles valeurs du facteur d'intensité de contrainte sont calculées à chaque étape de propagation, avec la création d'un nouveau front de fissure. Par conséquent, les critères d'arrêt doivent être déterminés pour définir l'arrêt de la propagation et extraire le front de fissure final.

Le critère de stabilisation de la force motrice notée FM a été largement utilisé dans la littérature [29], [159]–[161]. Cependant, cette stabilisation n'est pas utilisée dans le cas de certaines géométries comme le disent Lin et Smith [162].

Fiordalisi [4] avait également utilisé une méthode de stabilisation et pour définir son critère d'arrêt de la propagation et il a utilisé deux types d'erreurs:

- le premier type correspond au rapport en pourcentage de la différence entre la valeur maximale et la valeur minimale de la force motrice locale FM^{ℓ} sur la valeur maximale de FM^{ℓ}qu'il a nommé erreur absolu, $E_{abs}\%FM^{\ell}$, selon la relation suivante:

$$E_{abs}\%FM^{\ell} = \frac{(FM^{\ell}_{max} - FM^{\ell}_{min})}{FM^{\ell}_{max}} * 100 \quad (69)$$

- l'autre correspond au rapport en pourcentage de la différence entre FM^{ℓ} au cœur et au bord sur la valeur maximale, nommé erreur relative, $E_{rel}\%FM^{\ell}$, selon la relation suivante :

$$E_{rel}\%FM^{\ell} = \frac{abs(FM^{\ell}_{coeur} - FM^{\ell}_{bord})}{FM^{\ell}_{max}} * 100 \quad (70)$$

L'utilisation de l'une ou l'autre approche présente certains inconvénients. Avec l'erreur absolue, seuls les deux nœuds où les forces motrices sont extrêmes sont considérés. Par contre, pour l'erreur relative, seuls les nœuds des extrémités, le bord et le cœur sont considérés. Il a été montré que pour certaines formes de front de fissure elliptiques ou même pour les formes libres, l'évolution de la force motrice n'est pas toujours la même. Cela signifie qu'en raison de l'existence de quelques incohérences numériques et parfois en fonction de la forme de fissure utilisée, les deux nœuds utilisés ne peuvent pas décrire la vraie évolution de la force motrice. En outre, ces erreurs peuvent montrer un comportement complètement différent pendant la propagation, ce qui peut conduire à des résultats totalement différents, comme le montre la Figure 56.

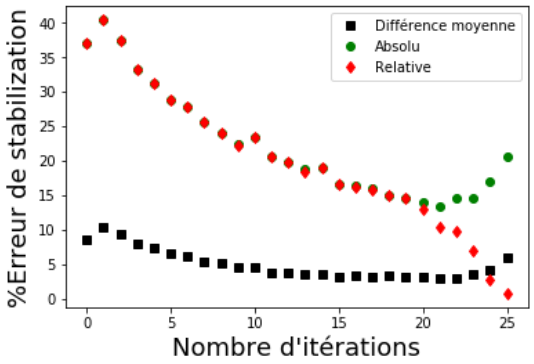


Figure 56: Evolution tout au long de la propagation des critères d'erreur à ⊿K=12MPa √m, R=0.1

Pour cette raison, l'erreur de stabilisation doit prendre en compte tous les nœuds du front de fissure. En conséquence, une nouvelle erreur, appelée erreur de différence moyenne, est proposée. La différence entre FM^{ℓ} sur le nœud considéré et la moyenne FM^{ℓ} sur tous les nœuds de l'épaisseur est déterminée en chaque nœud. Ces différences sont ensuite normalisées en les divisant à nouveau par la moyenne FM^{ℓ} comme on peut le voir dans l'équation suivante.

$$E_{dif_moy}\%FM^{\ell} = \frac{\sum_{i=1}^{n}\left|FM_i^{\ell} - \overline{FM^{\ell}}\right|}{\overline{FM^{\ell}} * n} * 100 \qquad (71)$$

Où $\overline{FM^{\ell}}$ est la moyenne de FM^{ℓ} sur les n nœuds de l'épaisseur.

Dans notre étude, seule cette dernière méthode de stabilisation sera utilisée car elle prend en compte tous les nœuds du front, et correspond à une approche tridimensionnelle.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, une présentation détaillée des méthodes utilisée dans les simulations est décrite. Dans le modèle global, deux méthodes sont présentées: la méthode de la mécanique de la rupture élastique linéaire et celle de la mécanique de la rupture élasto plastique.

En ce qui concerne la mécanique de la rupture élastique linéaire, deux calculs simultanés sont réalisés, l'un élastique et l'autre plastique, utilisant différentes lois de comportement du même matériau. Le modèle élastique utilise une loi de comportement élastique tandis que la loi plastique utilise la loi de comportement de type Chaboche [115] qui est une combinaison d'écrouissage isotrope et cinématique. Dans les conditions aux limites, une surface rigide est ajoutée au modèle plastique pour éviter l'interpénétration des lèvres de fissure, et permettre la détermination du taux de fermeture de fissure.

Ces deux calculs permettent d'obtenir, le long du front de fissure, les amplitudes effectives locales du facteur d'intensité de contraintes ΔK_{eff}^{ℓ}, correspondant à la différence entre le facteur d'intensité de contraintes maximum local K_{max}^{ℓ} et le facteur d'intensité de contraintes à l'ouverture K_{ov}^{l}. Ainsi, le modèle élastique calcule K_{max}^{ℓ} le long du front de fissure, alors que l'autre prend en compte l'effet de la fermeture de la fissure en calculant K_{ov}^{ℓ}.

La propagation des nœuds le long du front de fissure est alors effectuée en utilisant la loi de Paris, avec une propagation maximale imposée de 0,1mm sur le nœud du centre où ΔK_{eff}^{ℓ} est le plus élevé.

En ce qui concerne la mécanique de la rupture élasto plastique (CHAPITRE IV), deux paramètres principaux sont utilisés, le déplacement d'ouverture du fond de fissure plastique ainsi que le facteur d'intensité de déformation. Ces deux paramètres sont collectés au voisinage du fond de fissure à l'aide d'un seul calcul plastique. Ils sont ensuite utilisés avec des lois de propagation spécifiques développées pour ce matériau afin de prédire l'avancement des nœuds du fond de fissure.

Connaissant l'avancée en chaque nœud, une interpolation selon une forme semi elliptique ou libre, est ensuite implémentée dans la géométrie et constitue le nouveau front de fissure.

Enfin, pour prendre en compte la nouvelle géométrie, les conditions de chargement et aux limites sont modifiées. Cette procédure sera répétée pas à pas jusqu'à atteindre le critère d'arrêt (Iso-K) défini précédemment.

Les paramètres finalement retenus sont :

- Un nombre de cycles entre chaque relâchement égal à 5.
- Des éléments linéaires hexaédriques hydriques avec schéma d'intégration réduite sont utilisés dans la zone de propagation pour réduire le temps de simulation.
- L'avancement maximal entre 2 relâchements successifs est limité à 0,1mm.
- L'avancement s'effectue soit par une interpolation sous une forme semi elliptique sans restriction soit sans interpolation avec une forme libre.

L'organigramme suivant illustre la procédure étape par étape.

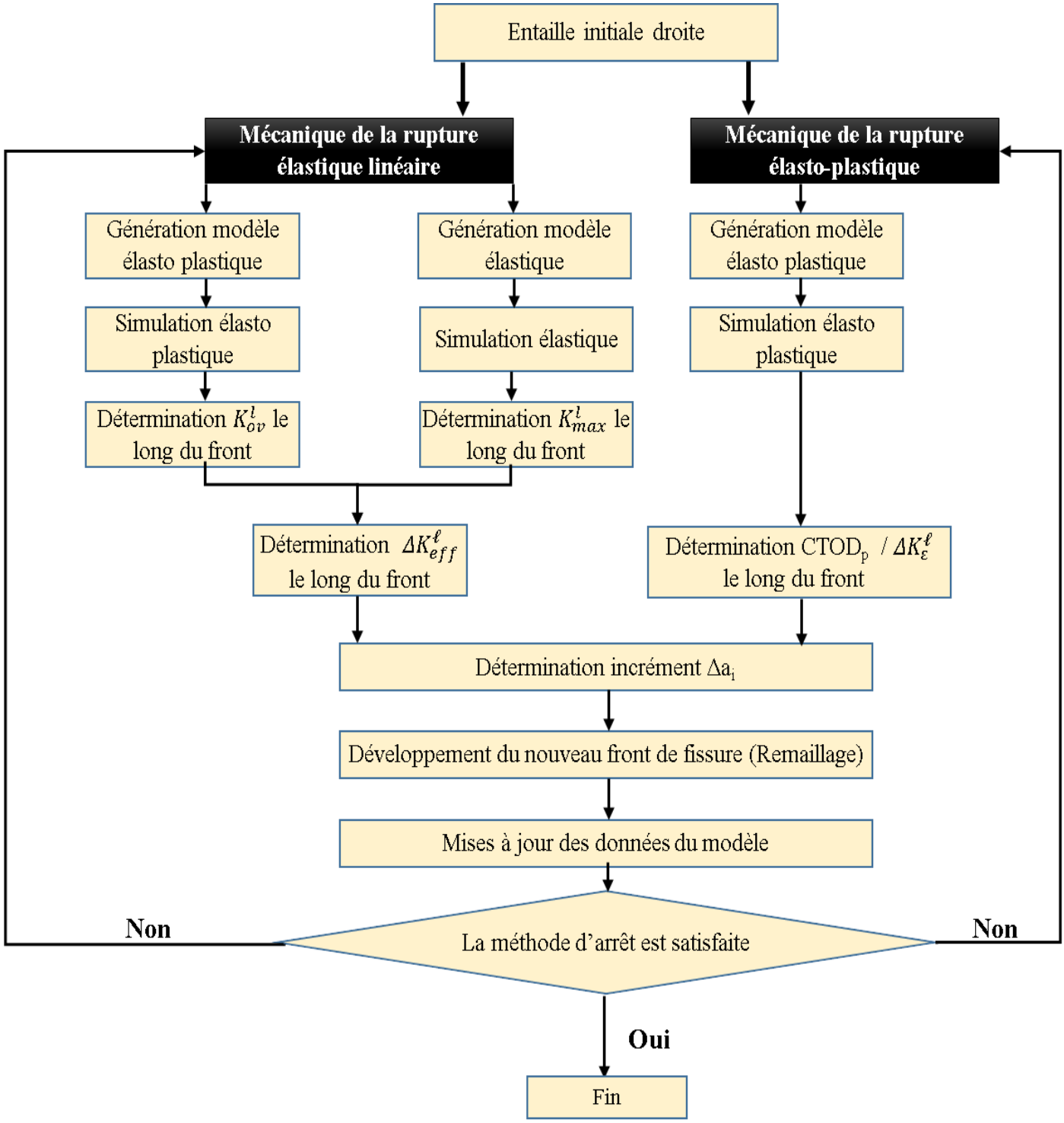


Figure 57 : Organigramme qui résume la procédure de propagation des fissures en utilisant la mécanique de la rupture élastique linéaire et élasto plastique

CHAPITRE III :

Approche de la Mécanique Elastique Linéaire de la Rupture

1.Introduction

Le modèle développé dans le CHAPITRE II précédent est implémenté dans ce chapitre afin de prédire la propagation des fissures en utilisant la mécanique linéaire de la rupture élastique. Dans ce contexte, la propagation est considérée contrôlée par le facteur d'intensité de contrainte qui est adapté pour tenir compte de l'influence de la fermeture de fissure induite par la plasticité. Le facteur d'intensité des contraintes est calculé à l'aide de la méthode des champs de contraintes développée par Irwin et basée sur la base théorique avancée par Westergaard. Ensuite, la fermeture de fissure est déterminée en utilisant le déplacement au voisinage du front de fissure. Ces deux paramètres sont ensuite utilisés pour constituer le facteur d'intensité de contrainte effective qui est utilisé dans la loi de Paris pour prédire l'avancée du front de fissure et ainsi simuler la propagation.

Dans ce chapitre, les résultats numériques obtenus en utilisant cette approche sont étudiés pour plusieurs conditions de chargement différentes qui incluent des cas avec et sans fermeture de fissure. Ils sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux obtenus précédemment par Fiordalisi. L'objectif ici est de montrer clairement l'influence de la fermeture de fissure sur la forme du front de fissure final ainsi que l'efficacité de l'approche utilisée en plus des limitations qui peuvent affecter son utilisation optimale.

2.Force Motrice

2.1.Sans Fermeture

2.1.1.Calcul du facteur d'intensité de contrainte maximum local

L'approche analytique de Westergaard - Irwin présentée au paragraphe 1.3.2 du CHAPITRE I est mise en œuvre ici dans le modèle numérique pour calculer le facteur d'intensité de contrainte maximum local K_{max}^{ℓ}. Les hypothèses prises en compte lors du développement de cette approche ont également été bien expliquées. En suivant ces hypothèses, K_{max}^{ℓ} sera calculé dans tout ce qui suit en utilisant uniquement des simulations élastiques.

Dans son développement, Irwin a explicité respectivement les champs de contrainte et de déplacement selon les équations (17-24) citées au paragraphe 1.3.2 du CHAPITRE I. Ces champs ont été développés dans un espace bidimensionnel avec des simplifications notamment en fonction de l'état de contrainte : état de contrainte plane 'CP' ou état de déformation plane 'DP'. Les champs de déplacement calculés, dans les deux cas, montrent une nette dépendance de l'état choisi avec une variable k qui change en conséquence. Aussi, la projection de ces équations dans des espaces tridimensionnels n'est pas simple. Cela est dû aux informations limitées dont nous disposons sur l'état de contrainte le long de l'épaisseur.

En revanche, les relations des champs de contraintes, proposée par les équations (17-22) du paragraphe 1.3.2 du CHAPITRE I, montrent qu'ils ne sont pas soumis à ce type de dépendance. Pour cette raison, nous nous appuierons uniquement sur ces champs pour le calcul de K_{max}^{ℓ}.

De plus, dans son travail, Irwin n'a étudié qu'un plan infini soumis à une charge bi axiale, ce qui n'est pas le cas ici. Ici, l'échantillon CT sera soumis à une charge uni axiale appliquée au niveau des goupilles comme montré dans la Figure 33 du CHAPITRE II. Par conséquent, des paramètres supplémentaires doivent être ajoutés à l'équation des contraintes dans le sens de la propagation σ_{xx}. Seule l'équation (18) du CHAPITRE I donnant l'expression des contraintes perpendiculaires au front de fissure sera utilisée afin de ne pas ajouter de paramètre supplémentaire. De plus, ces valeurs ne seront déterminées qu'aux nœuds se trouvant dans le plan de propagation. L'équation simplifiée finale utilisée deviendra:

$$\sigma_{yy} = \frac{K_{max}^{\ell}}{(2\pi r)^{1/2}} \tag{72}$$

Où σ_{yy} représente les contraintes perpendiculaires au plan de propagation des fissures, K_{max}^{ℓ} est le facteur d'intensité de contrainte maximum local et r est la distance entre les points de mesures considérés et le front de fissure.

Comme il a été mentionné précédemment au paragraphe 1.3.2 du CHAPITRE I, les corrections plastiques d'Irwin se sont révélées souvent petites et inutiles. C'est également notre cas, car la zone plastique dans la majorité des cas est très petite par rapport à la longueur de la fissure. De plus, la mise en œuvre de ces corrections nous limitera à l'hypothèse de l'état de contrainte au sein de l'épaisseur dont elles dépendent. Par conséquent, ces corrections ne seront pas prises en compte ici.

La procédure de calcul est implémentée dans un code Python lié directement à la partie post-traitement dans ABAQUS. Tout d'abord, tous les nœuds qui se trouvent après le front de fissure dans le sens de propagation sont isolés. Ils sont ensuite classés dans trois matrices principales: la matrice à une colonne des coordonnées z qui définit les positions des nœuds du front de fissure dans l'épaisseur, la matrice des contraintes aux nœuds à cette abscisse, nœuds qui sont placés à une distance r croissante du front de fissure, et la matrice qui contient la distance de ces nœuds au front de fissure, comme indiqué sur la Figure 58.

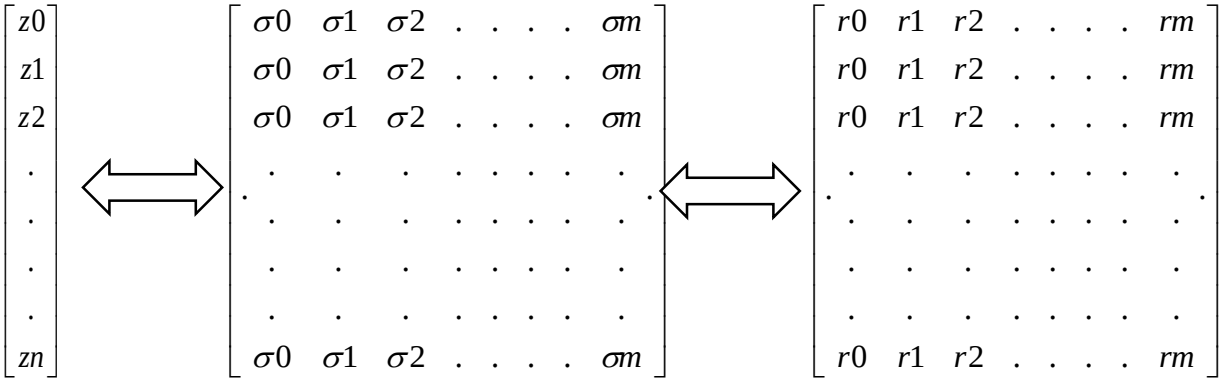


Figure 58 : Matrices extraites d'ABAQUS aux nœuds utilisés dans l'interpolation de K_{max}^{ℓ}

Pour déterminer le facteur d'intensité de contrainte maximum local K_{max}^{ℓ}, la position, ainsi que le nombre de nœuds utilisés pour l'interpolation, doivent être considérés avec une grande rigueur. En effet, une simple variation de la position des nœuds pourrait entraîner un écart important dans les résultats. Cependant, quels que soient le nombre et la position des nœuds choisis, la même procédure a été appliquée pour tous les nœuds du front de fissure.

Dans un premier temps, un maillage extrêmement fin d'éléments de 0,01 mm a été utilisé au voisinage du front de fissure pour saisir les valeurs de maillage convergentes des champs de contraintes. La Figure 59 montre la valeur des contraintes perpendiculaires au plan de propagation en fonction de $1/\sqrt{2\pi r}$ (où r est la distance au front de fissure) pour deux positions données dans l'épaisseur afin que les différentes zones puissent être clairement identifiées.

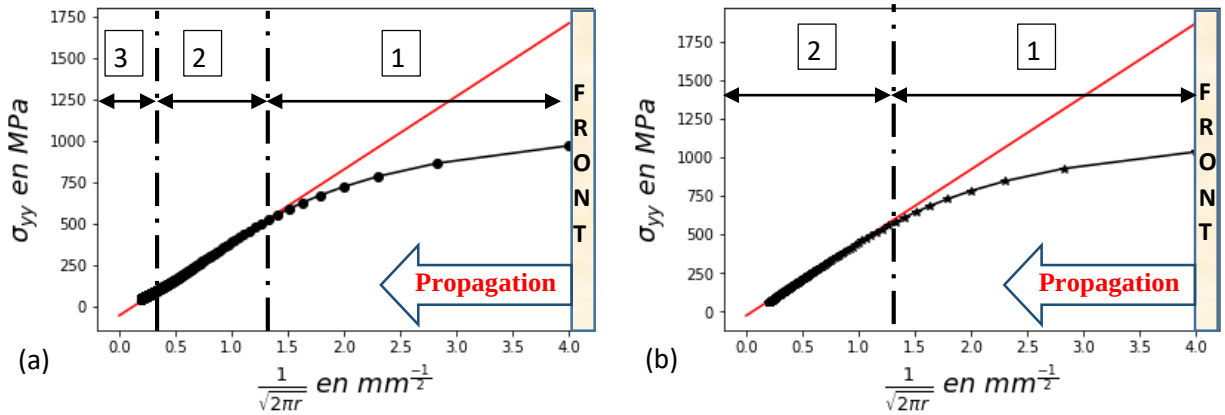


Figure 59 : Evolution de la contrainte σ_{yy} en fonction de 1 / √2πr pour les nœuds après le front de fissure (a) au bord, (b) au cœur

L'évolution de la contrainte en fonction de $1/\sqrt{2\pi r}$ peut être divisée en trois zones principales. La première est la zone la plus proche du front de fissure où la singularité est très élevée. Cette zone est fortement perturbée et la relation entre la contrainte et $1/\sqrt{2\pi r}$ n'est pas du tout linéaire ce qui ne permet pas d'extraire une valeur précise de K_{max}^{ℓ}. La seconde zone est une zone de linéarité permettant d'obtenir une valeur unique de K_{max}^{ℓ} et est donc généralement considérée comme la

meilleure zone. Cependant, les limites de cette zone ne sont pas toujours faciles à déterminer. En fait, il n'y a pas de règle générale ni de relation qui spécifie le début ou la longueur de cette zone. La troisième zone est la zone la plus éloignée du front de fissure. C'est également une zone de linéarité où des termes supplémentaires dans la relation contrainte en fonction de $1/\sqrt{2\pi r}$ pourraient probablement permettre d'obtenir une solution plus précise de K^{ℓ}_{max}. Il est à noter que pour la région du bord, cette troisième zone semble être un peu plus proche du front de fissure (<4 mm) par rapport à la région du cœur, comme il est montrée sur la Figure 59b, où elle ne peut pas être observée (> 4 mm).

Afin d'obtenir un compromis entre la finesse de maillage et le temps de simulation, les éléments situés au voisinage du front de fissure auront une dimension de l'ordre de 0,1mm, les éléments de taille 0,01mm ayant donné des valeurs sensiblement identiques. Pour le calcul de K^{ℓ}_{max}, l'interpolation sera faite dans la partie '2' linéaire de cette courbe, où K est théoriquement constant. C'est ce que nous retiendrons comme méthode d'interpolation. Suite à une étude des courbes pour différents états d'avancement, différentes courbures de front et différentes positions dans l'épaisseur, nous avons finalement retenu comme intervalle, dans cette partie, les valeurs de r comprises entre 0,1 et 1,5mm. Les valeurs de contrainte pour cet intervalle seront interpolées linéairement avec une pente égale à K^{ℓ}_{max}comme le montre la Figure 60.

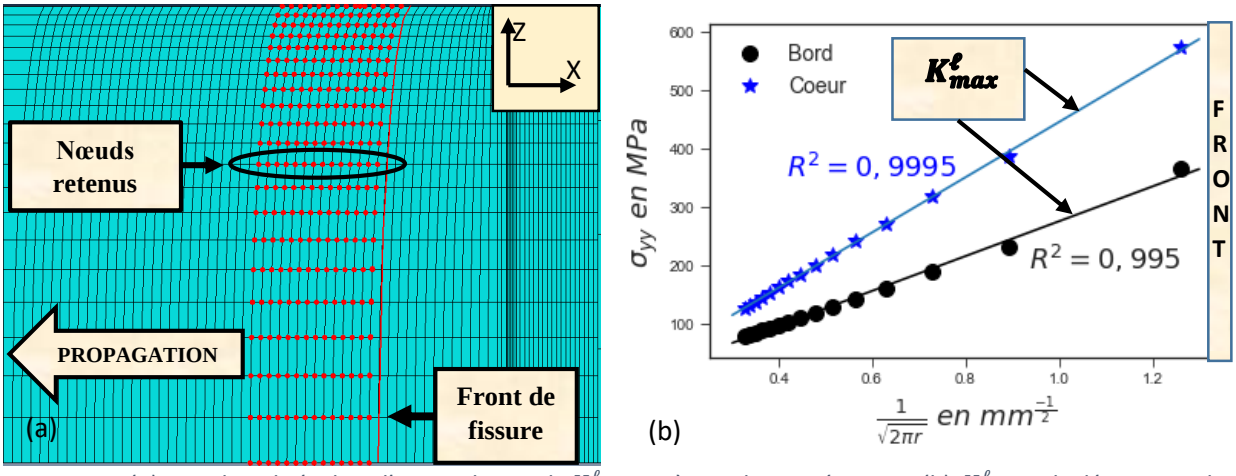


Figure 60 : (a) nœuds utilisés dans l'interpolation de K^{ℓ}_{max} après quelques itérations (b) K^{ℓ}_{max} calculée comme la pente des contraintes des nœuds en fonction de 1 / √2πr pour la première itération

Les valeurs de contrainte sont en accord avec les formulations analytiques pour les différents niveaux dans l'épaisseur z. Cependant, l'interpolation met en évidence une petite différence entre la région de la surface libre et les autres régions. Près du bord libre, la qualité de l'interpolation est moins bonne qu'au cœur (sur environ 10% de l'épaisseur), comme le montre la Figure 60b et ceci est de plus en plus visible au cours de la propagation.

Une cause possible est liée à une modification de la valeur de la puissance de la singularité dans cette partie souvent désignée par «singularité du vertex». Dans son travail, Hutar [163] montre un changement dans l'ordre de singularité pour les positions les plus proches de la surface libre. En plus, bien que des valeurs aient été obtenues par Hutar [163], elles sont calculées seulement pour

son modèle et peuvent être influencées par de nombreux paramètres comme la courbure du front, la loi de comportement et la fermeture de fissure induite par la plasticité. Cet aspect ne sera pas abordé dans ce travail.

2.1.2.Loi de propagation: Loi de Paris

Dans une situation sans fermeture de fissure, la loi de propagation de Paris sera utilisée sans aucune correction pour le calcul de l'avancement de la fissure. La relation 73 suivante permet alors de calculer l'avancée d'un nœud i en fonction de l'avancement au centre où l'avancée de fissure est maximale.

$$\Delta a_i = \left(\frac{\Delta K_i^{\ell}}{\Delta K_{max}^{\ell}}\right)^m \Delta a_{max} \tag{73}$$

Avec
$$\Delta K^{\ell} = K_{max}^{\ell} - K_{min}^{\ell} = (1-R)K_{max}^{\ell} \tag{74}$$

Où
Δa_i : Avancement d'un nœud i ;
Δa_{max} : Avancement maximal imposé au centre et choisi égal à 0,1mm ;
ΔK_i^{ℓ}: Amplitude du facteur d'intensité de contraintes local d'un nœud i ;
ΔK_{max}^{ℓ}: Valeur maximale le long du front de l'amplitude du facteur d'intensité de contraintes local
m : Propriété matériau, exposant de la loi de Paris.
R : Rapport de charge

La valeur maximale de propagation a été choisie égale à la taille minimale de l'élément dans la direction de propagation.

2.2.Avec Fermeture

2.2.1.Calcul du facteur d'intensité de contrainte local à l'ouverture

Dans la bibliographie, les facteurs d'intensité de contrainte d'ouverture et de fermeture (K_{ov} et K_{fr}) sont souvent déterminés par deux méthodes. Avec la première, ils sont déterminés lors de la première perte ou de la première remise en contact des lèvres juste derrière le front de fissure. Avec la seconde, ils sont déterminés lorsque les contraintes sur le nœud du front de fissure passent d'un état de tension à celui de compression ou vice versa. Ici, seule la première méthode sera considérée.

Ainsi, le déplacement perpendiculaire au plan de fissure, U_y, est considéré comme le meilleur paramètre pour vérifier l'ouverture ou la fermeture de la fissure. Lorsque U_y devient positif au cours de la charge, la charge à l'ouverture P_{ov} peut être calculée. Quand U_y s'annule lors de la décharge, on obtient la charge à la fermeture P_{fr}. Il existe une petite différence entre ces deux charges qui peut être liée à la plastification qui se produit pendant le cycle de chargement. Dans cette étude, la charge d'ouverture sera utilisée pour détecter l'ouverture avec une valeur minimale retenue d'U_y qui vaut $9 * 10^{-9}$mm.

Le choix du nœud sur lequel la mesure de U_y est effectuée influence grandement le résultat. Plusieurs tests ont été réalisés pour choisir la meilleure position pour la mesure de l'ouverture. Deux positions possibles ont été testées et comparées, comme le montre la Figure 61 : la première utilise le groupe de nœuds du front précédent 'FP' avant le relâchement des nœuds, tandis que la seconde correspond au groupe de nœuds d'une 'Spline' équidistante du nouveau front actuel 'SEFA' sur toute l'épaisseur de l'éprouvette.

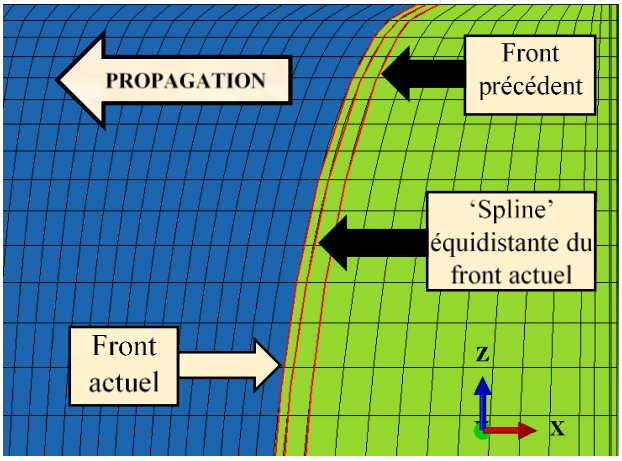


Figure 61: Illustration des nœuds utilisés derrière le front de fissure pour l'observation du contact avec la mesure du déplacement perpendiculaire au plan de fissure, U_y

Les avantages du SEFA sont que tous ses nœuds sont équidistants des nœuds du front, contrairement au FP où les nœuds du bord sont beaucoup plus proches du front de fissure actuel que ceux au centre. De plus, l'ensemble de nœuds SEFA offre la possibilité de se rapprocher beaucoup plus du front réel sans réduire la valeur d'avancement maximale qui nécessite une énorme augmentation du nombre de nœuds. Évidemment, cette distance peut être bloquée, de l'autre côté, par les limitations du rapport d'aspect des éléments maillés qu'il convient de respecter.

La Figure 62 montre que les mesures numériques de U_y ne sont pas cohérentes lorsqu'elles sont faites sur la 'Spline' et présentent des discontinuités de contact alors que les valeurs de U_y calculées sur le front précédent semblent correctes. Ceci est inhérent à la méthode numérique utilisée dans le relâchement où l'ensemble de nœuds du FP a été soumis à une concentration de contraintes, traction et compression, plus importante que le SEFA à cause de la singularité que présentait ce front de fissure avant le dernier relâchement. Ainsi utiliser le FP apparait comme la bonne approche dans la quantification de la fermeture. Pour cela, cette série des nœuds de FP sera systématiquement retenue pour la mesure de la fermeture.

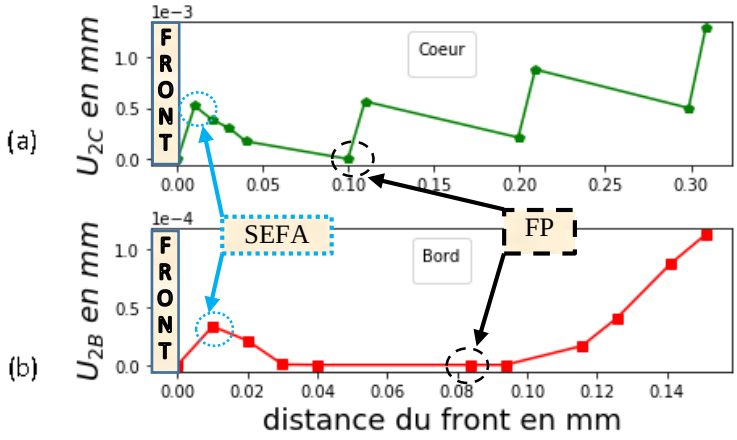


Figure 62 : Déplacement des nœuds des lèvres de fissure devant le front de fissure pour da=0,17mm pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 a) à cœur, b) au bord

D'autre part, la Figure 63 montre, pour les nœuds laissant apparaître une perte de contact, la présence d'une petite portion non linéaire et non nulle avant la partie élastique linéaire dans l'évolution du déplacement. Quoi qu'il en soit, cette figure confirme bien la présence de fermeture sur les bords contrairement au centre où le déplacement U_y est positif.

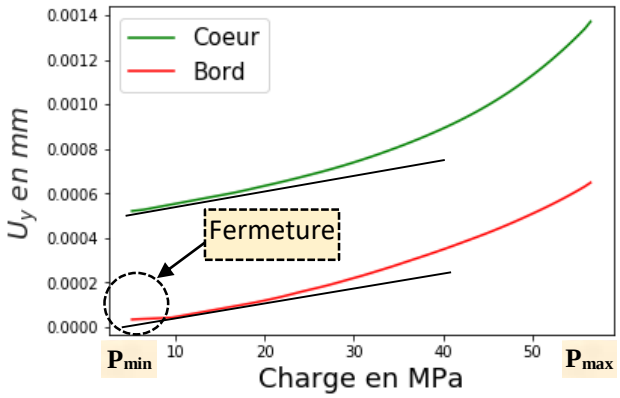


Figure 63 : Evolution du déplacement des nœuds équidistants du front de fissure à 0,01mm (SEFR) pendant la partie de chargement d'un cycle à da = 0,17 mm pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1

La charge à l'ouverture près du bord a également été déterminée en fonction du nombre de cycles de chargement sur la Figure 64. Il apparait clairement, dans la Figure 64a qui montre le déplacement en fonction du nombre de cycles, que la fissure, dans la région proche du bord, est fermée (U_y = 0mm) pendant plus de temps à mesure que le nombre de cycles augmente. Cela signifie que la charge d'ouverture augmente à mesure que le nombre de cycles du chargement augmente. Ceci est également représenté sur la Figure 64b qui montre l'évolution des charges d'ouverture et de fermeture en fonction du nombre de cycles. Cette figure montre aussi que les deux charges sont égales pendant les cycles de chargements. Néanmoins, il existe des incohérences sur les extrémités du schéma de charge, où la propagation a lieu, avec des valeurs différentes pour la charge d'ouverture initiale et celle de fermeture finale.

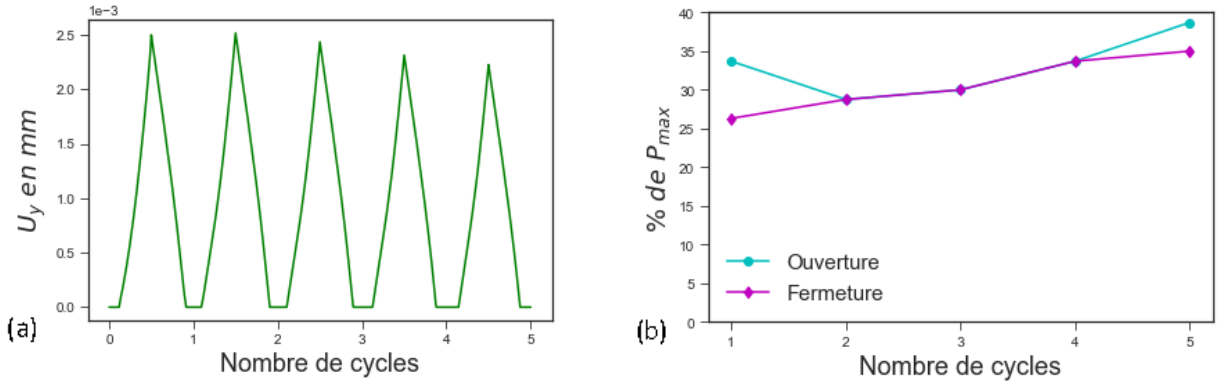


Figure 64: Région du bord pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) évolution du déplacement au cours d'un chargement de 5 cycles (b) évolution de la charge d'ouverture et celle de fermeture au cours d'un chargement de 5 cycles

En outre, les Figure 65 a et b montrent que, dans la région du cœur, la fermeture diminue et disparaît complétement après plusieurs cycles. En plus, et contrairement au bord, la charge d'ouverture et celle de la fermeture ne sont pas du tout égales. La valeur à l'ouverture est toujours plus grande.

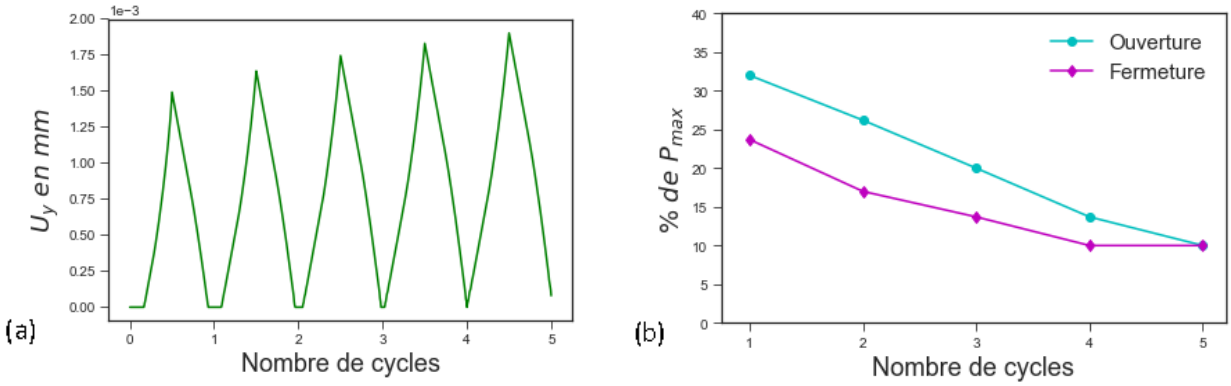


Figure 65: Région du cœur pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) évolution du déplacement au cœur d'un chargement de 5 cycles (b) évolution de la charge d'ouverture et celle de fermeture au cœur d'un chargement de 5 cycles

Les Figure 66 a et b montrent l'évolution de la contrainte en fonction du nombre de cycles. Il ressort que l'augmentation de la fermeture au bord est causée par l'augmentation de la contrainte de compression dans cette région. Même si les contraintes lointaines et la position de la fissure sont constantes au cours de ces cycles, les contraintes maximales (en valeur absolue) continuent d'augmenter de plus en plus. Au contraire, pour la région du cœur, la contrainte de compression diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur sensiblement constante.

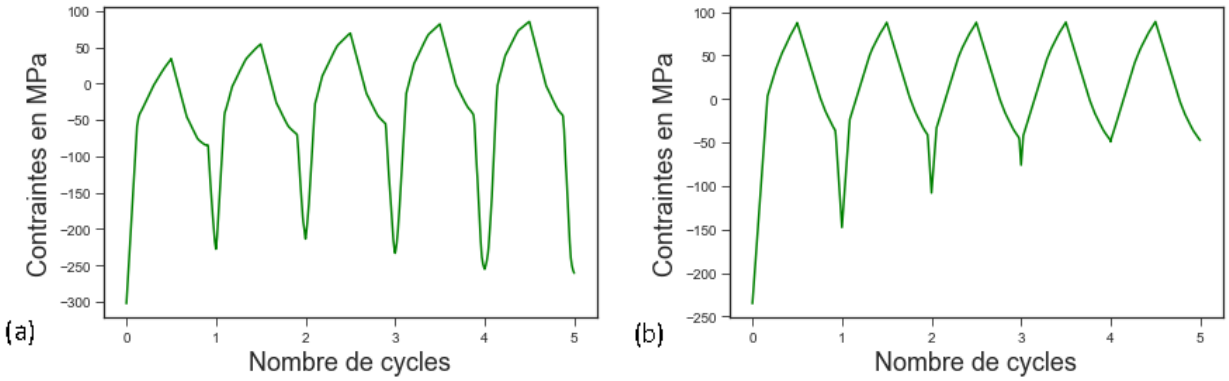


Figure 66: évolution des contraintes en fonction du nombre de cycles pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2,6mm (a) au bord (b) au cœur

Cette diminution de la quantité de fermeture de fissure entre deux itérations progressives, au fur et à mesure que le nombre de cycles augmente, a été étudiée avec soin pour choisir le nombre optimal de cycles par rapport à la durée de la simulation totale. Ainsi, le nombre de cycles a été augmenté à 10 pour vérifier si les valeurs de fermeture de fissure déterminées se stabilisent après un certain nombre de cycles ou continuent de diminuer jusqu'à disparaître. Le nombre de cycles est limité à 10 afin d'éviter les incohérences causées par des itérations de contact excessives.

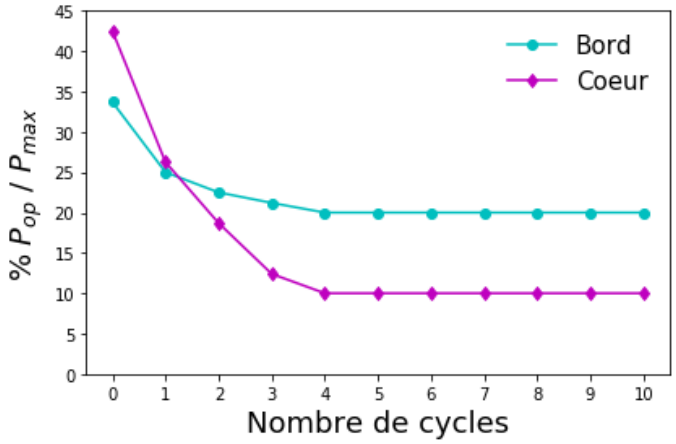


Figure 67: Evolution de la charge de la ouverture au cours d'un chargement de 10 cycles pour ΔK=18 MPa√m, R=0,1 à da=2mm

Selon la Figure 67, la quantité de fermeture de fissure est stabilisée après le 5ème cycle pour les deux régions du cœur et du bord. C'est pourquoi, afin de rendre compte au mieux des effets de la plasticité, évoluant au cours du cyclage, il a été décidé de réaliser 5 cycles mécaniques entre chaque relâchement en accord avec les travaux menés par Fiordalisi [4] ce qui constitue un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des mesures.

Le chargement est alors décomposé de la façon suivante :

-La première étape consiste en 4 cycles d'une durée de 2 secondes. Pour le calcul plastique, chaque cycle est divisé en 40 intervalles égaux de 0,05 seconde chacun.

-La deuxième étape correspond au début du cinquième et dernier cycle, dans la zone où la première perte de contact est observée. Cette partie représente 0,5 seconde du dernier cycle et elle est divisée en 40 intervalles de 0,0125 sec chacun. Ce découpage plus fin a pour objectif de permettre une détermination plus précise de la valeur de la charge à l'ouverture.

-la troisième et dernière étape représente le reste du dernier cycle (1,5 seconde) et se divise de la même manière que les 4 premiers cycles en 30 intervalles de 0,05 seconde chacun.

Le dernier cycle qui est segmenté très finement est illustré dans la Figure 68.

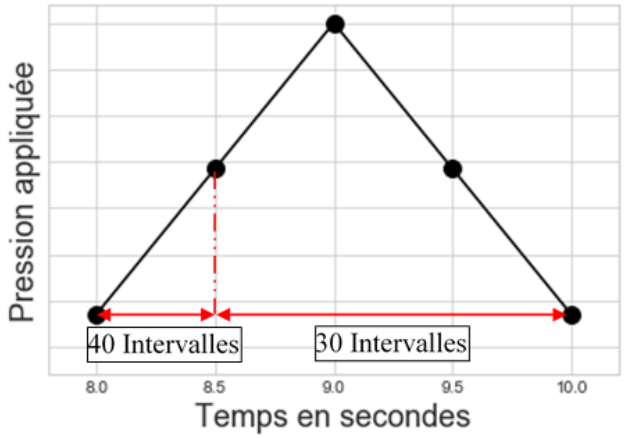


Figure 68 : Dernier cycle de chargement : intervalles de calcul

K_{ov}^{ℓ} est calculé après une simulation plastique en déterminant la valeur de P_{ov} à partir de l'équation suivante:

$$K_{ov}^{\ell} = K_{max}^{\ell} \frac{P_{ov}}{P_{max}} \tag{75}$$

2.2.2.Calcul de l'amplitude locale effective du facteur d'intensité de contraintes

Après la détermination de K_{max}^{ℓ} à partir de la simulation élastique et de K_{ov}^{ℓ} à partir de la simulation plastique, il est possible de déterminer l'amplitude locale effective du facteur d'intensité de contraintes ΔK_{eff}^{ℓ} comme leur différence selon l'équation suivante :

$$\Delta K_{eff}^{\ell} = K_{max}^{\ell} - K_{ov}^{\ell} \tag{76}$$

2.2.3.Loi de propagation de Paris modifiée

L'évolution des fissures est dérivée de la loi de Paris présentée au paragraphe 2.1 du CHAPITRE I. Ceci a été développé par Lin et Smith [162], [164], [165] et adapté pour cette étude en introduisant l'amplitude locale effective du facteur d'intensité de contraintes ΔK_{eff}^{ℓ}.
L'hypothèse considérée est que ΔK_{eff}^{ℓ} gouverne la propagation. L'avancement d'un nœud est alors donné par :

$$\Delta a_i = \left(\frac{\Delta K_{eff,i}^{\ell}}{\Delta K_{eff,max}^{\ell}} \right)^m \Delta a_{max} \qquad (77)$$

Avec :
Δa_i : avancement d'un nœud i ;
Δa_{max} : avancement maximal imposé au centre et choisi égal à 0,1mm ;
$\Delta K_{eff,i}^{\ell}$: Amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes d'un nœud i ;
$\Delta K_{eff,max}^{\ell}$: Amplitude effective locale maximale du facteur d'intensité de contraintes.
m : exposant de la loi de Paris, propriété matériau.

La valeur maximale de propagation a été choisie égale à la taille minimale de l'élément dans la direction de propagation soit 0,1mm.

3.Résultats Numériques

3.1.Sans fermeture

Lorsque les essais sont réalisés à rapport de charge élevé, la fermeture est négligeable et la force motrice de propagation correspond à l'amplitude totale du facteur d'intensité de contrainte. Dans ce travail, seront présentés les résultats de deux valeurs constantes de facteurs d'intensité de contraintes appliqués différentes, 4 et 12 MPa√m à R = 0,7. L'évolution du facteur d'intensité de contrainte maximum local K_{max}^{ℓ} est présentée tout au long de la propagation en utilisant les deux hypothèses de la forme du front de fissure présentées en paragraphe 4.2 du CHAPITRE II, la forme elliptique et la forme libre.

Plusieurs conditions et paramètres ont été testés afin d'approcher au mieux les résultats expérimentaux en utilisant la mécanique linéaire élastique de la rupture et en négligeant la fermeture. Le défi le plus important était de choisir la méthode la plus appropriée pour le calcul de K_{max}^{ℓ}.

Que ce soit une forme de front de fissure libre ou imposée, les résultats des simulations présentées sont réalisés en utilisant l'approche de Westergaard [16] décrite dans le paragraphe 2.1.1.

3.1.1. Evolution des facteurs d'intensité de contraintes maximum locaux K_{max}^{ℓ}

La propagation est supposée stabilisée lorsque l'écart entre les valeurs de K_{max}^{ℓ} le long de l'épaisseur est le plus faible. Ainsi, la Figure 69 décrit l'évolution de cet écart sous la forme d'un pourcentage d'erreur pour les différents fronts de fissure. Pour le front elliptique (Figure 69a), le minimum est obtenu après 10 itérations, alors que pour le front de fissure libre (Figure 69b), 28 itérations sont nécessaires. D'autre part, l'erreur pour le front libre diminue plus vite que pour le front elliptique et tend vers zéro contrairement à l'erreur du front elliptique qui ré-augmente après avoir atteint un minimum.

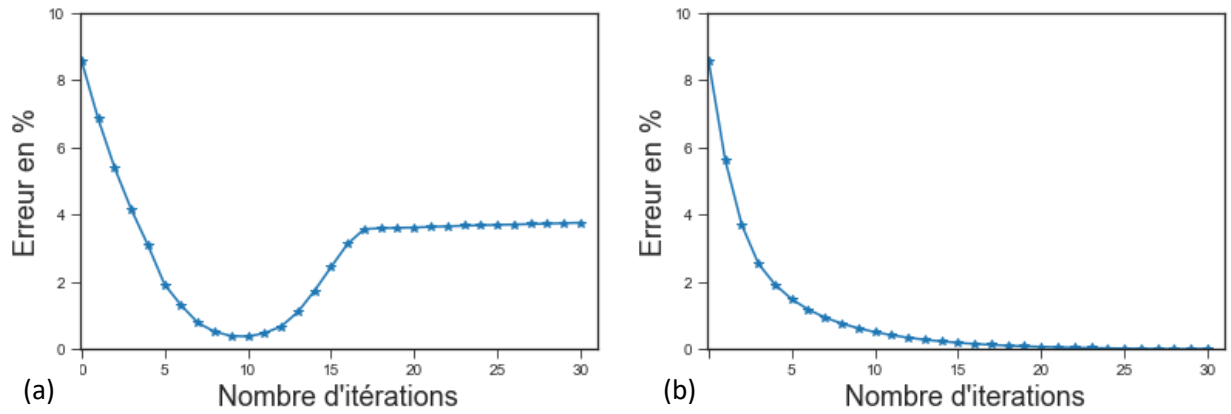


Figure 69: Evolution de l'erreur de stabilisation 'différence moyenne' par rapport au nombre d'itérations pour ΔK=4 et 12 MPa√m ; R=0,7 : (a)Front elliptique (b) Front libre

L'évolution de K_{max}^{ℓ}, est tracée dans les Figure 70 et Figure 71 en fonction de la position le long de l'épaisseur et lors de plusieurs étapes de propagation : initiale, intermédiaires et finale.

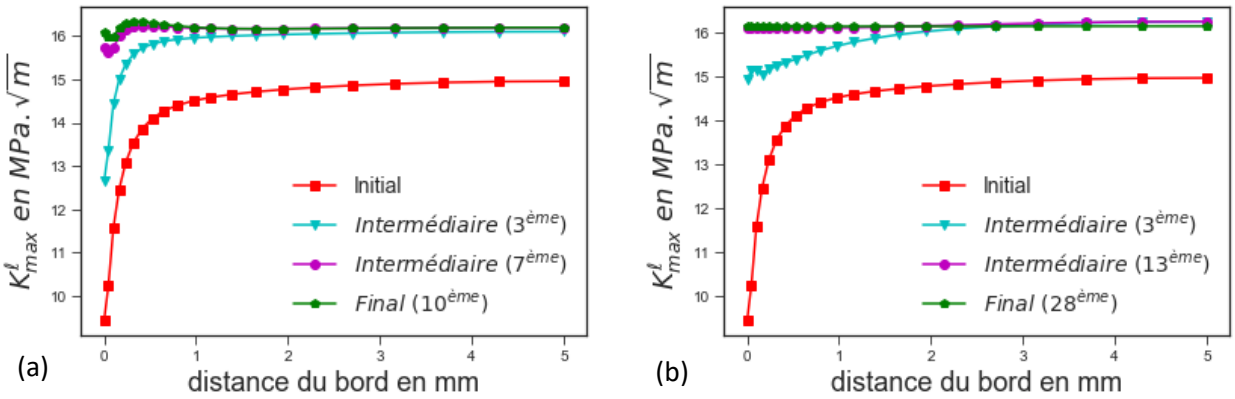


Figure 70: Evolution de K_{max}^{ℓ} pour ΔK=4 MPa√m ; R=0,7: (a) front elliptique (b) front libre

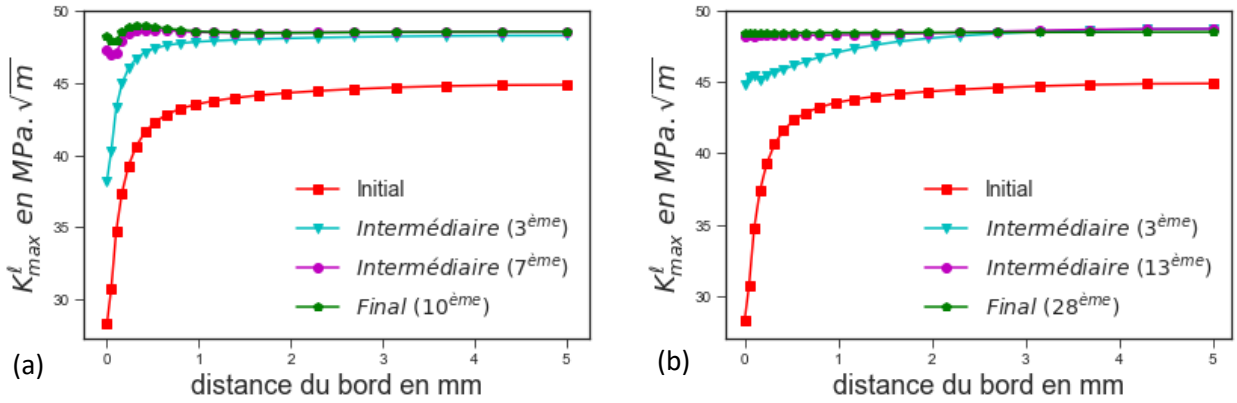


Figure 71: Evolution de K^{ℓ}_{max} pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7: (a) front elliptique (b) front libre

L'évolution de K^{ℓ}_{max} est identique pour les deux conditions de chargement 4 et 12 MPa√m à R=0,7 : ceci est cohérent avec un comportement élastique. Les courbes initiales correspondent au cas du front de fissure rectiligne : la valeur de K^{ℓ}_{max} est alors clairement plus faible au bord qu'à cœur. Cette différence diminue à mesure que la fissure progresse avant de se stabiliser à l'itération finale. Après un certain nombre d'itérations (dès la 7ème itération pour le front elliptique) et jusqu'à la dernière, de petites perturbations K^{ℓ}_{max} apparaissent dans la région proche de la surface libre (ne dépassant pas 1mm). Ces perturbations peuvent alors expliquer l'augmentation de l'erreur montrée sur la Figure 69a. Au contraire dans le cas d'un front avec une forme non imposée (Figure 70b et Figure 71b), les valeurs de K^{ℓ}_{max} convergent vers une valeur unique sur toute l'épaisseur.

Les valeurs au centre sont quasiment stables tout au long de la propagation. Les valeurs finales stabilisées de K^{ℓ}_{max} sont d'environ 16 MPa√m pour ΔK=4MPa√m et 48,5 MPa√m pour ΔK=12MPa√m ce qui correspond à un écart d'environ 20% des valeurs globales imposées qui valent respectivement 13,33 et 40 MPa√m. Cet écart est due à l'utilisation de maillages à intégration réduite.

3.1.2.Evolution de la forme du front de fissure

La Figure 72 présente l'évolution des fronts libres lors de la propagation à partir du front de fissure rectiligne initial jusqu'au 28ième front final choisi selon la méthode de stabilisation retenue. Après stabilisation, les fronts semblent conserver la même forme que le front final confirmant la stabilisation. Le calcul étant sans fermeture (donc purement élastique) il est normal que le niveau de ΔK imposé ne modifie pas les évolutions.

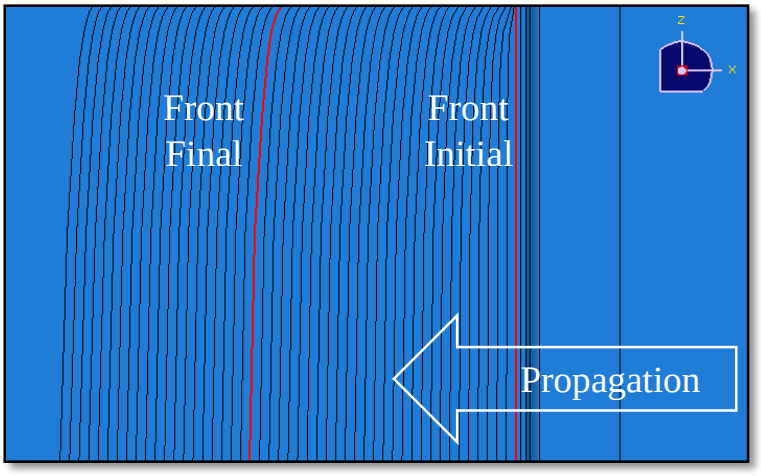


Figure 72: Evolution de la forme du front de fissure pour un front libre et pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7

Dans la Figure 73, la forme de certains fronts de fissure utilisant la méthode 'front libre' est comparée à celle d'ellipses construites en interpolant les nœuds du front de fissure. Cette comparaison est faite pour voir dans quelle mesure le front de fissure se rapproche d'une ellipse. Il est clair que les premiers fronts sont très loin de décrire une ellipse, mais lorsque l'on s'approche du front de fissure final, la forme du front s'en rapproche clairement. Le dernier front de fissure est parfaitement décrit par l'ellipse.

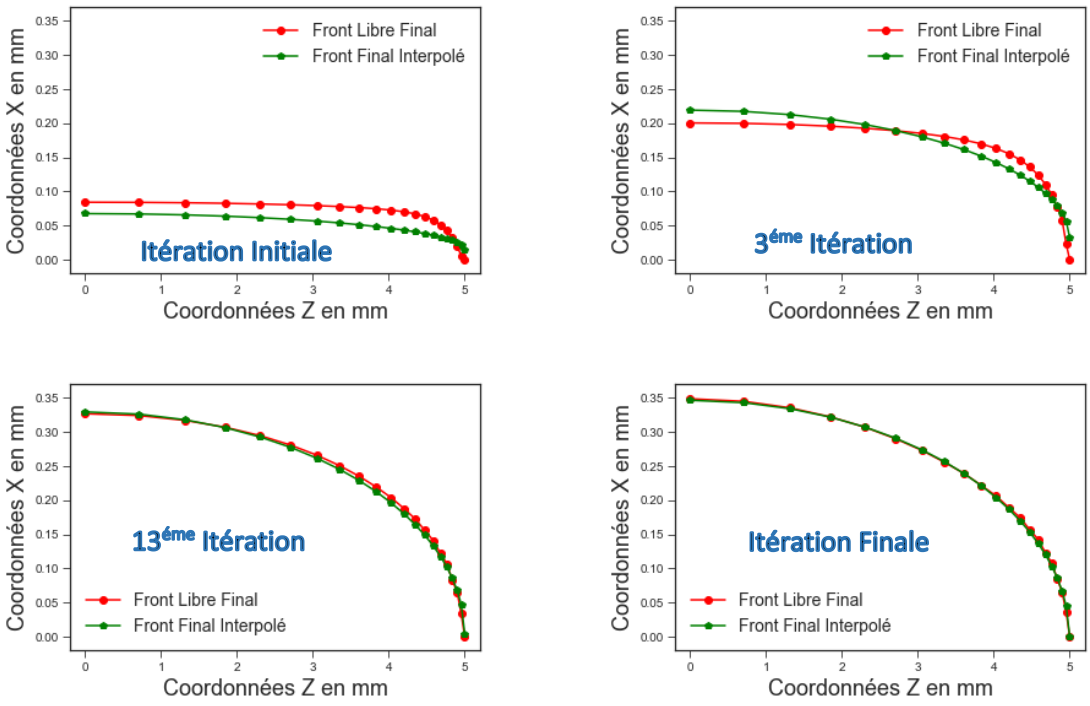


Figure 73: Comparaison des formes de fronts libres avec leur interpolation elliptique pour ΔK=4 et 12 MPa√m, R=0,7

Les différents fronts obtenus avec une forme elliptique sont illustrés dans la Figure 74. La série d'ellipses progressives, jusqu'à la minimisation de l'erreur à la 10^{ième} itération, ont un écart bord-cœur croissant. Le nombre d'itérations est ici beaucoup plus faible que celui nécessaire pour la stabilisation en utilisant le front de fissure libre. Contrairement à ce qui est obtenu pour le front libre, les fronts obtenus après minimisation de l'erreur sont légèrement différents du front final.

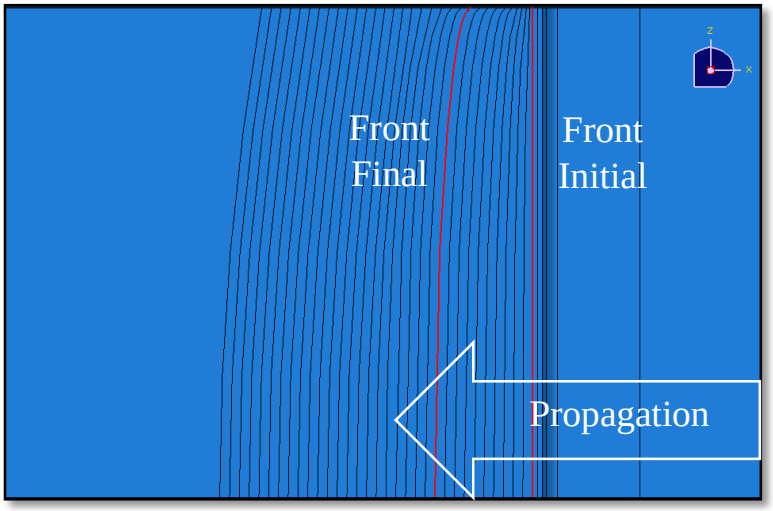


Figure 74: Evolution de la forme de fissure pour un front elliptique et pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7

Les Figure 75a, b et c décrivent l'évolution des paramètres de l'ellipse au cours de la propagation, le grand axe, le rapport d'ellipticité et l'erreur de l'interpolation des avancements en ellipse. Comme on peut le voir, la valeur du grand axe change légèrement, entre 5 et 5,1, tout au long de la propagation jusqu'à la 10^{ième} itération avec l'erreur de stabilisation minimale. Ensuite elle augmente rapidement. De plus, il est montré que l'erreur d'interpolation elliptique minimale se situe à la 10^{ième} itération, indiquant que le front qui possède l'erreur de stabilisation minimale a la meilleure forme elliptique. Comme il a été observé pour le front libre, les premiers fronts ne correspondent pas à une ellipse avec une grande erreur d'interpolation qui est initialement 35%. En revanche, le petit axe ne cesse d'augmenter ce que l'on voit sur le rapport d'ellipticité (rapport entre le grand axe et le petit axe) qui décroit avec un grand axe constant. Dans ce cas, l'axe est toujours plus grand dans la direction z que dans la direction x.

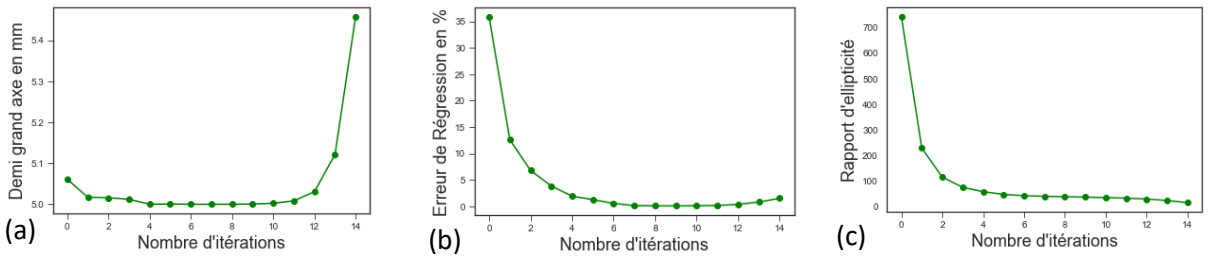


Figure 75: Evolution des paramètres de l'ellipse tout au long de la propagation ΔK=4 et 12MPa√m; R=0,7
(a) demi grand axe (b) erreur de régression (c) rapport d'ellipticité

Une comparaison entre le front final libre et le front final elliptique (Figure 76), montre que les deux fronts se superposent presque parfaitement dans l'épaisseur de l'échantillon. Ces résultats accréditent la méthode d'interpolation elliptique que nous utilisons dans ce cas et qui doit être confirmée pour d'autres conditions de chargement.

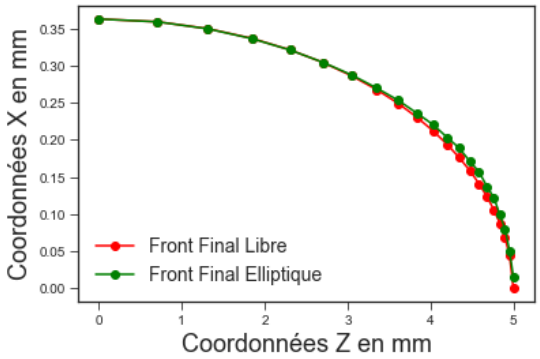


Figure 76: Comparaison entre le front final libre et elliptique pour ΔK=4 et 12MPa√m, R=0,7

3.2.Avec Fermeture

Dans cette partie, la fermeture de la fissure est présente et elle sera systématiquement déterminée. Les résultats de deux simulations parallèles élastique et plastique sont présentés. La première simulation correspond au calcul du facteur d'intensité contrainte maximum local et elle est similaire à ce qui vient d'être présenté en 2.1.1. La seconde simulation plastique permet la détermination des déplacements en fond de fissure représentant la fermeture, exprimée ici par le facteur d'intensité de contrainte d'ouverture et le taux de fermeture. La propagation sera contrôlée par l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes locale ΔK_{eff}^{ℓ} considérée comme la force motrice.

Les conditions de chargement correspondant à un faible rapport de charge R = 0,1 induisant la présence de fermeture de fissure correspondent aux chargements suivants : ΔK = 12, 15 et 18 MPa√m à R = 0,1. De plus, un cas supplémentaire correspondant à un chargement sans fermeture est également présenté à ΔK = 12MPa√m; R = 0,7, en utilisant la procédure élasto-plastique pour mettre en évidence la différence avec le calcul uniquement élastique.

Comme précédemment, la propagation du front de fissure est comparée pour les deux formes de front : front elliptique et front libre, et est contrôlée par l'évolution de l'erreur de stabilisation. Cette évolution, dont 2 exemples sont donnés dans la Figure 77, sera utilisée pour déterminer l'itération finale pour chaque condition de chargement.

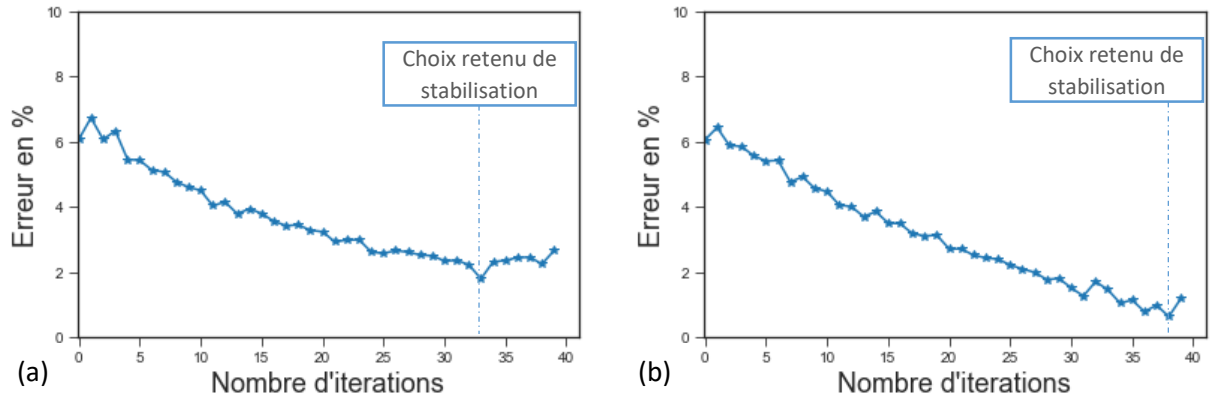


Figure 77: Evolution de l'erreur de stabilisation 'différence moyenne' sur ΔK_{eff}^{ℓ} en fonction du nombre d'itérations pour ΔK= 12 MPa√m ; R=0,1 : (a) Front elliptique (b) Front libre

L'évolution de l'erreur est analogue pour les deux formes de front tout au long de la propagation. Néanmoins, pour les itérations finales, l'erreur pour un front elliptique reste toujours bien supérieure à zéro, alors que pour un front libre elle avoisine zéro. Le même comportement est observé pour toutes les autres conditions de chargement. Les erreurs de stabilisation sont rassemblées dans le Tableau 5. Elles sont presque toujours plus faibles pour les fronts libres que pour les fronts elliptiques mais sont obtenues pour un nombre d'itérations plus important.

Tableau 5 : Nombres d'itérations nécessaires pour minimiser l'erreur pour différentes conditions de chargement, et valeurs d'erreur correspondantes

	Forme Elliptique		**Forme Libre**	
	Itérations jusqu'à stabilisation	Erreur min %	Itérations jusqu'à stabilisation	Erreur min %
ΔK= 12 MPa√m; R=0,1	33	1,8	38	0,64
ΔK= 15 MPa√m; R=0,1	38	2,13	42	0,73
ΔK= 18 MPa√m; R=0,1	36	2,3	36	0,81
ΔK= 12 MPa√m; R=0,7	10	0,16	15	0,46

3.2.1.Evolution du facteur d'intensité de contraintes maximum local

La Figure 78 présente les valeurs de K_{max}^{ℓ} dans l'épaisseur de l'éprouvette CT pour différentes étapes de propagation. Pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1, en début de propagation, on note une différence importante des valeurs entre le bord et le centre, avec des valeurs nettement plus faibles au bord. C'est d'autant plus marqué que ΔK augmente. Une augmentation des valeurs au bord avec des valeurs au centre presque constantes est ensuite observée. A l'étape finale, les valeurs au bord sont bien supérieures à celles au centre. Dans le cas du front elliptique, une augmentation locale près du bord est observée pour les fronts elliptiques après quelques itérations.

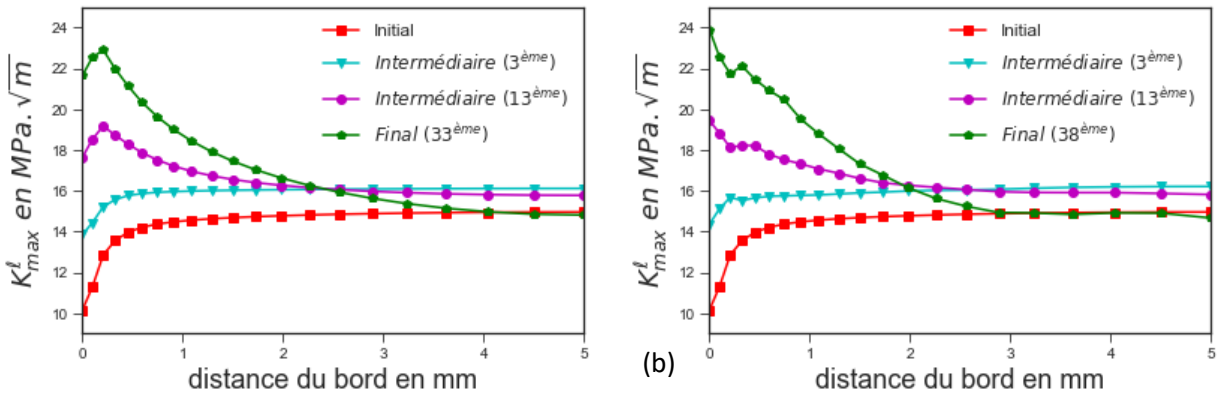


Figure 78 : Evolution de K^{ℓ}_{max} à différentes étapes de propagation pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre

Bien que l'approche numérique comporte beaucoup d'approximations et d'imprécisions, les valeurs locales calculées ne devraient pas être très éloignées de celles appliquées globalement. La meilleure position pour confirmer ces valeurs est dans la région du cœur où la fermeture est négligeable. Pour ΔK = 12, 15 et 18 MPa√m avec R = 0,1, les valeurs finales de K^{ℓ}_{max} au cœur sont respectivement 14, 45, 17,74 et 22,45 MPa√m. En ce qui concerne les deux premières, la différence avec les valeurs globales, autour de 14 et 16 MPa√m, est acceptable sachant qu'aucun des schémas correctifs proposés avec la méthode des champs de contraintes n'est pris en compte ici. Pour ΔK égal à 18MPa√m, le K^{ℓ}_{max} global de 20MPa√m, est plus éloigné de celui calculé localement avec une différence d'environ 12%.

La Figure 79 illustre les valeurs de K^{ℓ}_{max} en fonction de la position dans l'épaisseur pour les différents niveaux de ΔK imposés et ce pour les fronts stabilisés. Les courbes sont quasiment proportionnelles les unes avec les autres. La différence provient du fait que les fronts stabilisés sont différents dans les trois cas.

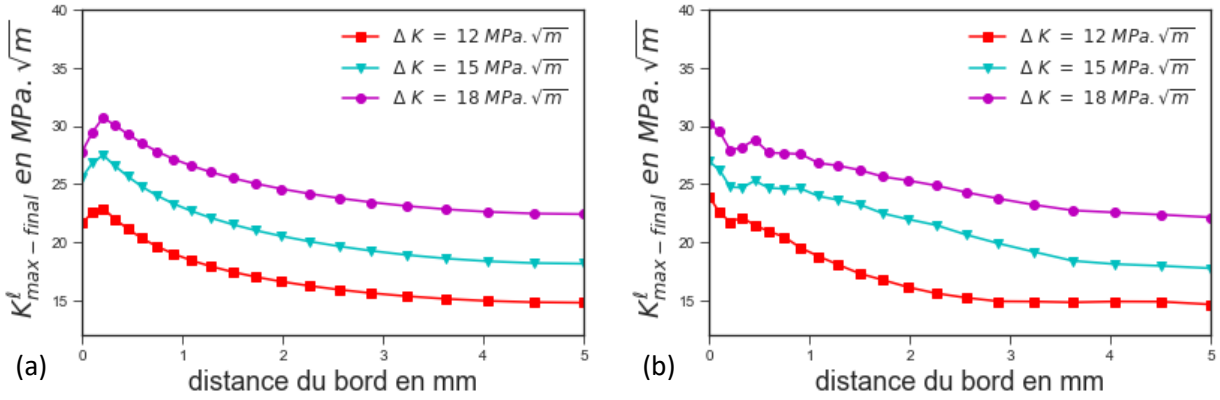


Figure 79: K^{ℓ}_{max} pour le front stabilisé pour différents ΔK appliqués avec R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre

Si l'on compare les 2 formes de front, la différence majeure réside dans la région du bord avec, pour un front elliptique, une augmentation près du bord pour les premiers nœuds, et, pour un front libre, une décroissante globale, néanmoins perturbée.

3.2.2.Evolution de la fermeture

L'évolution de la fermeture de fissure est traitée dans cette partie à l'aide de plusieurs notions. La première notion est celle du facteur local d'intensité de contraintes d'ouverture K_{ov}^{ℓ} décrit explicitement dans le paragraphe 2.1.1. Cette valeur, comparée au facteur local d'intensité de contrainte minimale, K_{min}^{ℓ} peut donner une autre notion quantitative pour mesurer la fermeture désignée comme le taux de fermeture de fissure U^{ℓ}, et défini dans l'équation suivante:

$$U^{\ell} = 1 - \frac{K_{max}^{\ell} - K_{ov}^{\ell}}{K_{max}^{\ell} - K_{min}^{\ell}} \tag{78}$$

Ici, et en raison de la grande similitude entre les résultats pour les deux formes de front de fissure proposées, seuls les résultats du front libre seront présentés.

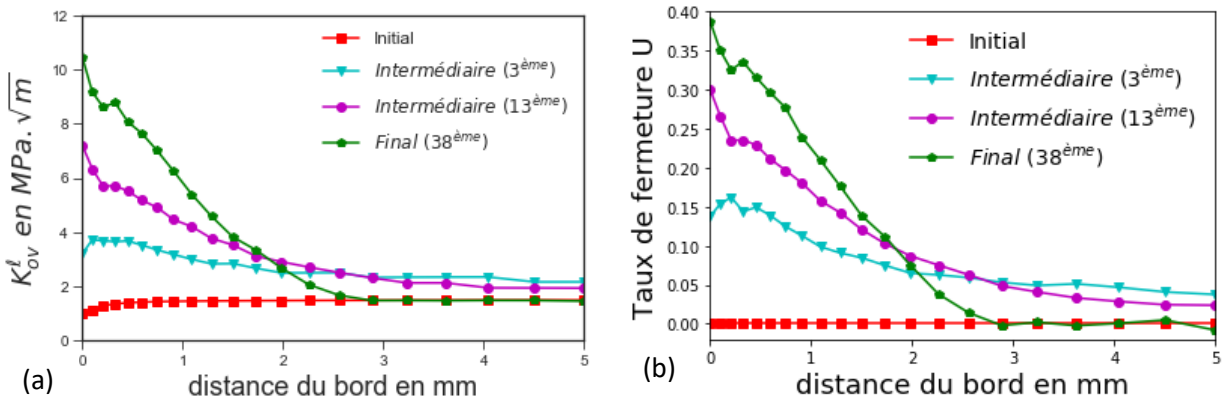


Figure 80: Evolution : (a) de K_{ov}^{ℓ} (b) du taux de fermeture U^{ℓ}, pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1 avec le front libre

Les Figure 80 a et b montrent l'évolution de K_{ov}^{ℓ} et du taux de fermeture des fissures U^{ℓ}. Pour l'itération initiale, K_{ov}^{ℓ} est plus faible au bord qu'à cœur. Au fur et à mesure de la propagation, K_{ov}^{ℓ} augmente considérablement au bord avec des valeurs presque constantes au cœur. Le taux à la première itération est nul sur toute l'épaisseur.

Dans la liste de ses sorties des champs, ABAQUS propose le calcul d'un paramètre noté PEEQ, correspondant à la déformation plastique équivalente, qui peut servir d'indicateur de la quantité de déformation plastique accumulée. Selon le manuel 'Analysis 1' d'ABAQUS [166], la déformation plastique équivalente est définie comme la somme de la déformation plastique initiale et de la déformation en cours de développement comme suit :

$$PEEQ = \bar{\varepsilon}^{pl}|_0 + \int_0^t \dot{\bar{\varepsilon}}^{pl} \tag{79}$$

Avec :

$\bar{\varepsilon}^{pl}|_0$: déformation plastique équivalente initiale.

$\dot{\bar{\varepsilon}}^{pl}$: taux de déformation plastique équivalent qui dépend de la loi de comportement des matériaux.

$$\dot{\bar{\varepsilon}}^{pl} = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\varepsilon}^{pl} : \dot{\varepsilon}^{pl}} \quad \text{pour une plasticité classique des métaux} \tag{80}$$

La Figure 81a présente la déformation plastique cumulée PEEQ dans la première itération et on note que le sillage plastique n'est pas encore suffisant pour entrainer de la fermeture ce qui peut expliquer nos observations précédentes. Comme cette accumulation augmente avec la propagation, Figure 81b, on note une augmentation de la fermeture au bord avec des valeurs presque nulles au cœur pour toutes les itérations. A l'itération finale, on peut remarquer que 6 nœuds sont encore fermés (Figure 80b).

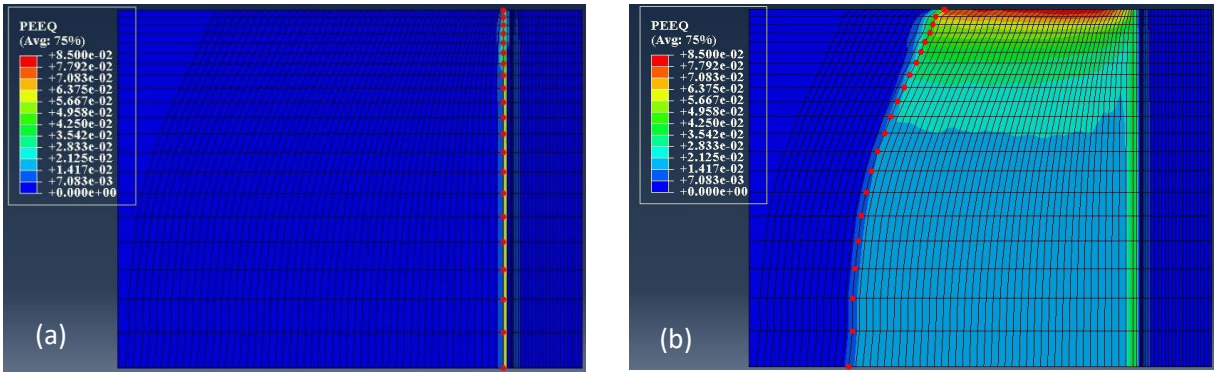


Figure 81: Déformation plastique cyclique cumulée à la décharge pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1, front libre : (a) front initial (b) front final

Ce qui vient d'être observé est également confirmé par les champs de contraintes et de déplacements au voisinage du front de fissure. La Figure 82a illustre les contraintes de compression entourant le front de fissure et perpendiculaires au plan de propagation qui sont responsables de la fermeture de la fissure pendant le chargement. Ces contraintes sont beaucoup plus importantes et sur une zone plus large au voisinage de la surface qu'au centre où elles sont presque négligeables. De même, les déplacements perpendiculaires au front de fissure, Figure 82b, sont presque nuls sur une plage plus large en surface qui réduit au fur et à mesure que l'on se dirige vers le centre.

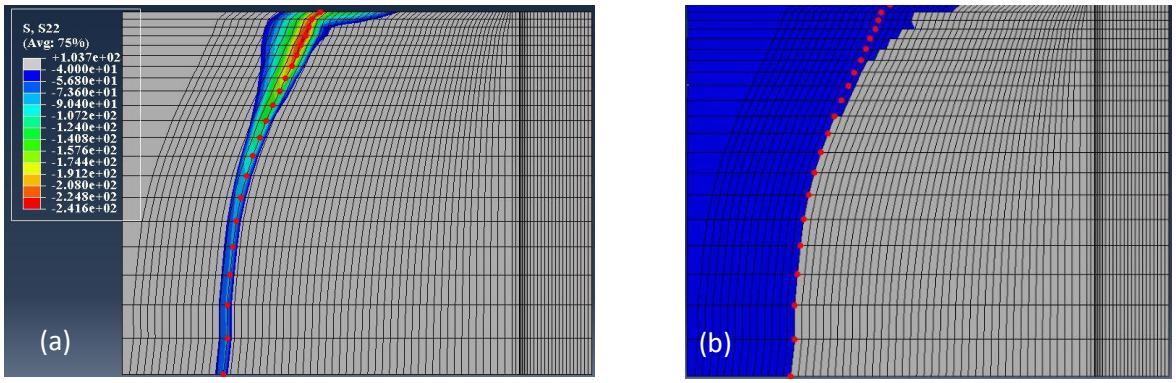


Figure 82: (a) Contraintes de compression σ_{yy} entourant le front de fissure et perpendiculaires au plan de propagation (b) Déplacements perpendiculaires au front de fissure U_y ; Pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,1, front libre à 12,5% de charge maximale (gris : U_y>0, bleu : Uy<0)

Le même comportement général a été observé pour les autres conditions de chargement ΔK = 15 et 18 MPa√m (Figure 83). Néanmoins, deux différences principales se dégagent avec l'augmentation de la charge appliquée. La première différence réside dans la partie de l'épaisseur influencée par la fermeture de la fissure. Comme le montre la Figure 83, pour ΔK = 12 MPa√m, 6 nœuds au cœur ne sont pas dans la zone fermée, pour ΔK = 15 MPa√m ils ne sont que 3, tandis que pour ΔK = 18 MPa√m tous les nœuds, même ceux du cœur, voient de la fermeture. L'autre différence réside dans les valeurs de taux de fermeture : près du bord, lorsque la charge augmente, les valeurs du taux de fermeture des fissures diminuent un peu. En effet, au bord, le taux maximal vaut 0,38 pour ΔK = 12 MPa√m, 0,35 pour ΔK = 15 MPa√m et 0,3 pour ΔK = 18 MPa√m. Cette diminution a également été observée dans une étude 2D réalisée par Lin et al [167] sur l'acier 316L qui ont utilisé la corrélation d'image numérique pour mesurer le déplacement local en avant du fond de fissure: la fermeture était plus prononcée à ΔK = 15 MPa√m, R = 0,1 que pour ΔK = 20 MPa√m, R = 0,1 qui est elle-même est plus importante qu'à ΔK = 25 MPa√m, R = 0,1.

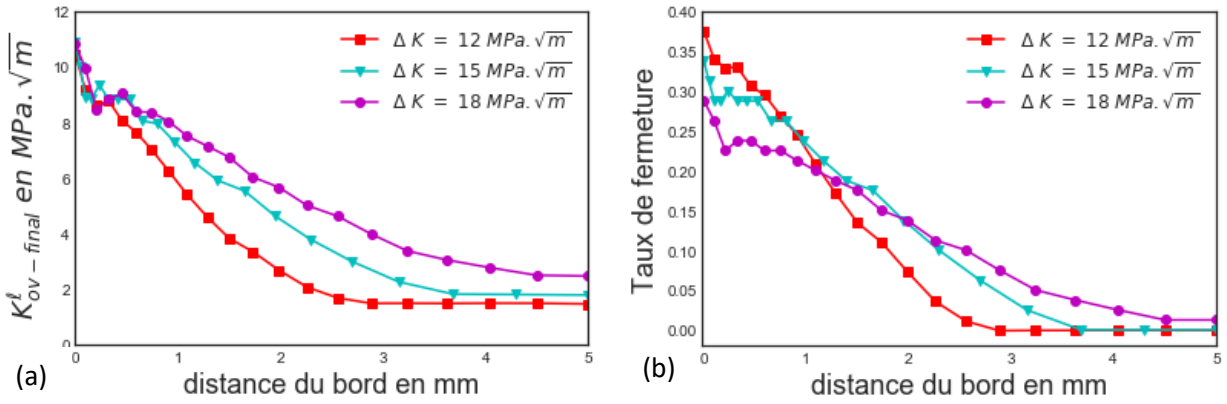


Figure 83: Evolution dans l'épaisseur (a) du facteur d'intensité de contraintes local d'ouverture pour le front final (b) du taux de fermeture associé; front libre, pour des chargements différents à R=0,1

Au cours de ses travaux, Vor [5] a mesuré expérimentalement la fermeture de la fissure en utilisant la variation de complaisance en reliant la charge appliquée avec le déplacement comme il a été décrit précédemment dans le paragraphe 4.1.2 du CHAPITRE I. Cette méthode prédit la valeur

globale de la fermeture induite au voisinage du front de fissure unique sur toute l'épaisseur de l'échantillon contrairement au calcul numérique qui donne un taux de fermeture en chaque nœud sur l'épaisseur.

Vor montre que ce taux global de fermeture diminue avec l'augmentation de ΔK et vice versa. Cependant, pour les cas à chargement constant ΔK, la valeur de taux de la fermeture reste la même pour les différentes ΔK à même rapport de chargement R. Comme le montre la Figure 84, pour un chargement constant à ΔK = 12, 15 et 18 MPa√m à R = 0,1, la valeur du taux de fermeture global U (1- taux d'ouverture) est égale à 0,28.

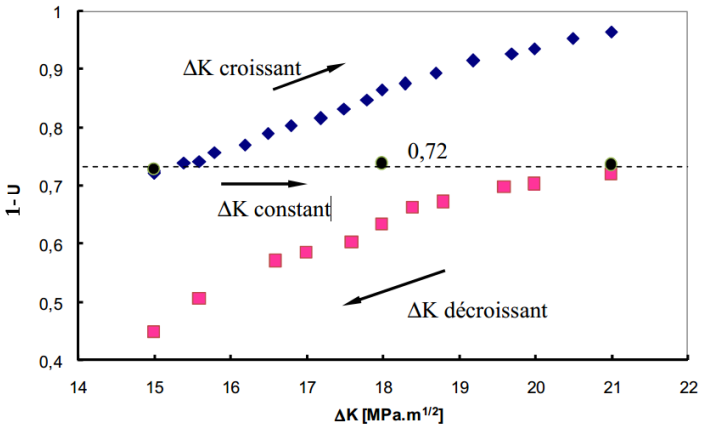


Figure 84: Evolution de taux d'ouverture de fissure à ΔK constant, croissant et décroissant [5]

En fait, ce qui a été remarqué dans nos mesures numériques locales du taux de fermeture, est que, bien que l'évolution des courbes de taux de fermeture de fissure soit différente, l'attitude globale de la fermeture de fissure semble être identique. Par conséquent, les aires en dessous de celles-ci ont été calculées en utilisant une approximation intégrale trapézoïdale, puis comparées. Les résultats obtenus montrent que les valeurs de ces aires sont très proches les unes des autres comme présenté dans le Tableau 6.

Tableau 6 : Aire globale de fermeture pour différentes conditions de chargement à R = 0,1

	ΔK = 12MPa√m	ΔK = 15MPa√m	ΔK = 18MPa√m
Aire globale fermeture	4,36	4,44	4,53

Cela signifie que la quantité globale de fermeture de fissure induite au voisinage du front de fissure est la même pour les différentes conditions de chargement, pour un même rapport de chargement; Il ressort que la répartition de cette fermeture de fissure le long de l'épaisseur est différente selon la valeur de ΔK. Pour ΔK = 12MPa√m, la fermeture de fissure est plus prononcée au voisinage du bord alors qu'elle est négligeable pour presque la moitié de l'échantillon près du cœur. En revanche, pour ΔK = 18MPa√m, on peut remarquer que la fermeture est moins prononcée près du bord tout en couvrant une plus grande partie de l'échantillon et plus précisément près du cœur.

❖ΔK=12MPa√m; R= 0,7

Dans ce cas de chargement sans fermeture ΔK = 12MPa√m; R = 0,7 avec des fronts libres, l'approche élasto plastique est utilisée afin de vérifier l'absence de fermeture.

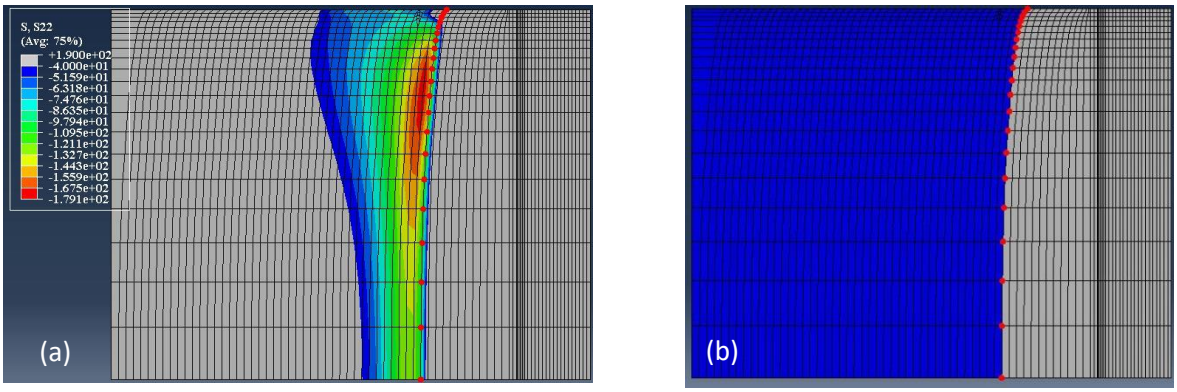


Figure 85: (a) contraintes de compression σ_{yy} entourant le front de fissure et perpendiculaires au plan de propagation (b) déplacements perpendiculaires au front de fissure U_y ; Pour ΔK=12 MPa√m ; R=0,7 en front libre final à 1,25% de charge maximale (gris : U_y>0, bleu : U_y<0)

Les Figure 85 a et b montrent les champs de contraintes et les déplacements perpendiculaires au plan de propagation au voisinage du front de fissure. Il ressort que les contraintes de compression responsables de la fermeture de la fissure couvrent une très petite région avant le front. Ces contraintes de compression sont moins importantes que celles calculées pour ΔK = 12MPa√m; R = 0,1 même si la charge appliquée est environ 3 fois plus importante. Les déplacements montrent également, qu'à 1,25% du cycle de charge (environ 77 MPa), aucun contact n'est observé dans la zone fissurée.

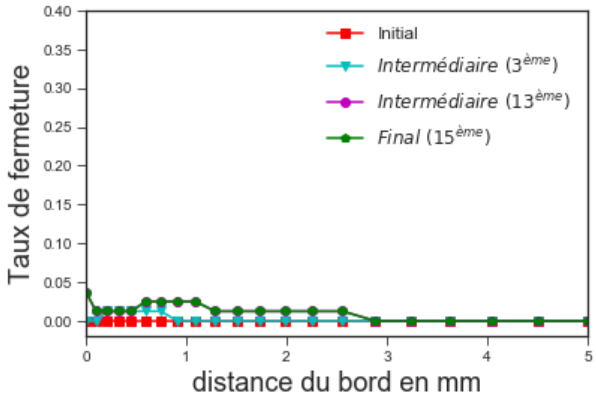


Figure 86: Evolution de taux de fermeture en front libre pour ΔK=12 MPa√m, R=0,7

Les observations précédentes sont également vérifiées avec les taux de fermeture des fissures (Figure 86). Le taux de fermeture est très faible, même au bord, contrairement aux valeurs obtenues pour les autres conditions de chargement sur la Figure 80b et la Figure 83. Ces faibles valeurs

entrainent un léger changement par rapport aux résultats finaux obtenus avec l'approche élastique uniquement, les résultats seront montrés par la suite.

3.2.3.Evolution de l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes ΔK^{ℓ}_{eff}

L'évolution de l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes ($K^{\ell}_{max} - K^{\ell}_{ov}$) après stabilisation du front, pour différents niveaux de ΔK et pour les deux formes de front, est présentée sur la Figure 87. Les évolutions sont semblables à celles de K^{ℓ}_{max}. Lors de l'étape finale de propagation, l'augmentation près du bord est toujours présente pour la forme elliptique, ce qui empêche une réelle stabilisation des valeurs de ΔK^{ℓ}_{eff} le long de l'épaisseur. De plus, les valeurs relevées au centre sont relativement proches de celles des conditions globales de chargement étudiées, ce qui n'est pas forcément le cas pour les nœuds près du bord. D'autre part, pour la forme libre, il est montré que les valeurs de ΔK^{ℓ}_{eff} le long de l'épaisseur convergent presque vers une valeur stable. Cela confirme ce qui a déjà été observé sur la Figure 77 où l'erreur en utilisant le front elliptique est non nulle alors que celle pour la forme libre avoisine zéro.

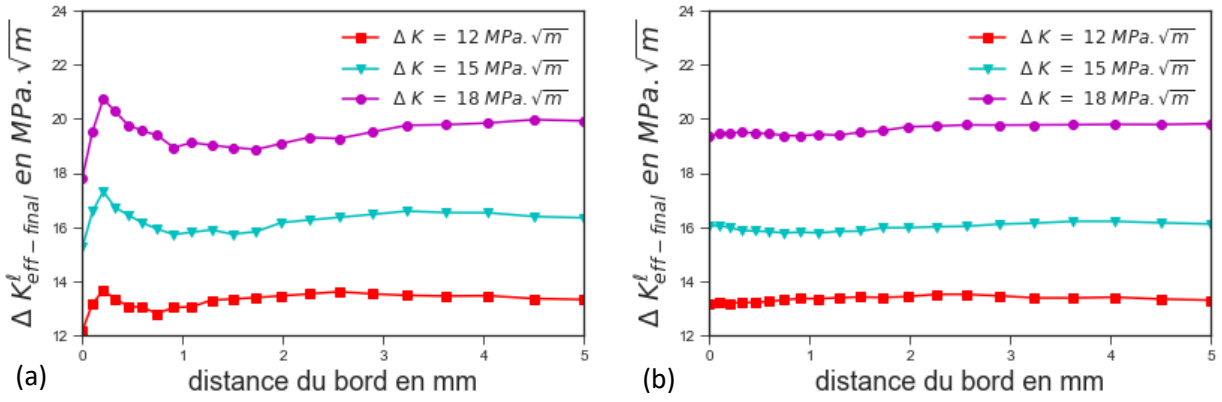


Figure 87: ΔK^{ℓ}_{eff} final pour différents ΔK à R=0,1 (a) front elliptique (b) front libre

Les valeurs stabilisées pour les différents fronts sont cohérentes avec les mesures globales. En outre, la comparaison entre ces conditions montre que lorsque la charge augmente, les valeurs locales stabilisées augmentent, ce qui est cohérent pour ce type de chargement. En plus, les valeurs de ΔK^{ℓ}_{eff} devraient normalement être plus faibles que celles de ΔK après déduction de la partie liée à la fermeture. Par rapport aux valeurs globales, ces valeurs semblent être un peu plus élevées. Cela peut s'expliquer par l'utilisation des éléments d'intégration réduite qui a été mise en œuvre ici pour optimiser la durée de la simulation.

3.2.4.Evolution de la forme du front de fissure

Les Figure 88 a et b présentent l'évolution de la forme du front de fissure à chaque étape de la propagation pour les formes elliptique et libre pour ΔK=12MPa√m, R=0,1. La fissure est initialement rectiligne et évolue jusqu'à un front final qui garde ensuite la même forme dans le cas de la forme libre et qui change un peu dans le cas de la forme elliptique en raison des fluctuations des valeurs finales du ΔK_{eff}^{ℓ} obtenues. Le même comportement est également observé pour toutes les conditions de chargement simulées.

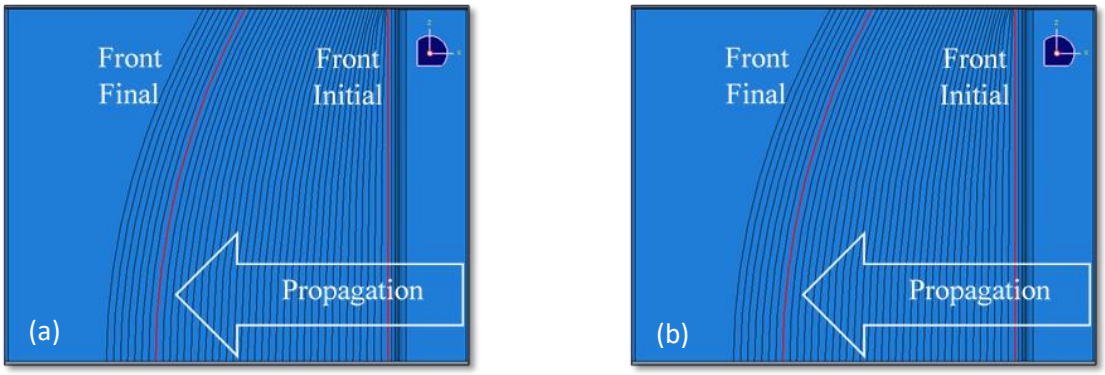


Figure 88: Evolution de la forme du front de fissure pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1 : (a) front elliptique (b) front libre

Pour le cas étudié ici, ΔK = 12MPa√m, R = 0,1, la Figure 89 montre que les courbes finales des formes libre et elliptique sont très proches l'une de l'autre. De petites distinctions peuvent cependant être remarquées surtout à mi-distance entre la surface libre et le centre.

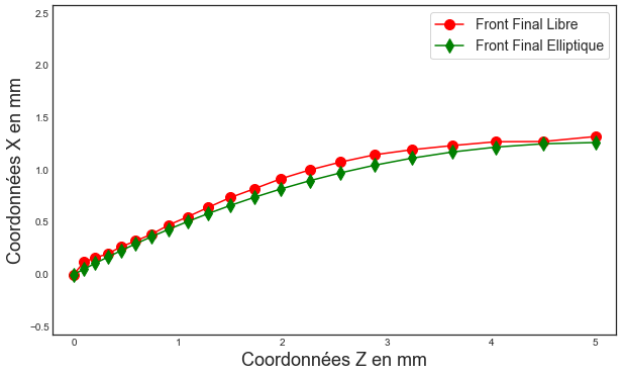


Figure 89: Comparaison entre le front de fissure final libre et elliptique pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1

Concernant le front elliptique, les paramètres de l'ellipse sont extraits à chaque étape de propagation pour construire l'évolution de l'ellipse. De nombreuses études ont été réalisées, dont celles de Fiordalisi [4], pour choisir l'interpolation la plus simple sachant qu'elle se complique à mesure que les degrés de liberté augmentent. Comme mentionné au paragraphe 4.2 du CHAPITRE II, Fiordalisi [4] avait choisi de garder le grand axe de l'ellipse constant pendant toute la propagation

pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 en le mesurant à partir des fronts finaux expérimentaux. Dans notre cas, tous les paramètres sont libres et évoluent pendant la propagation sans aucune restriction.

L'évolution du demi grand axe et du demi petit axe pour les différentes conditions de charge est présentée sur les Figure 90a et b. On note que les valeurs des grand et petit axes augmentent à mesure que la propagation progresse. Cela signifie que l'hypothèse précédente de Fiordalisi ajoute des restrictions qui peuvent altérer les résultats, ce d'autant plus que les paramètres de l'ellipse changent avec chaque condition de chargement. De plus, on note que le comportement de l'évolution de l'ellipse dans les sollicitations à ΔK = 15 et 18MPa√m, R = 0,1 présente de fortes fluctuations et une augmentation brutale des valeurs contrairement à ΔK = 12MPa√m où l'évolution des paramètres apparait lisse. Cela peut être expliqué par l'incapacité de la méthode d'interpolation de construire, en utilisant l'avancement calculé, une forme elliptique cohérente avec ce qu'était interpolé avant. Ces fluctuations sont moins marquées sur la Figure 90c qui représente l'évolution du rapport d'ellipticité qui, lui, diminue et attend des valeurs limites et très proches de 0,3 pour les 3 niveaux de ΔK étudiés.

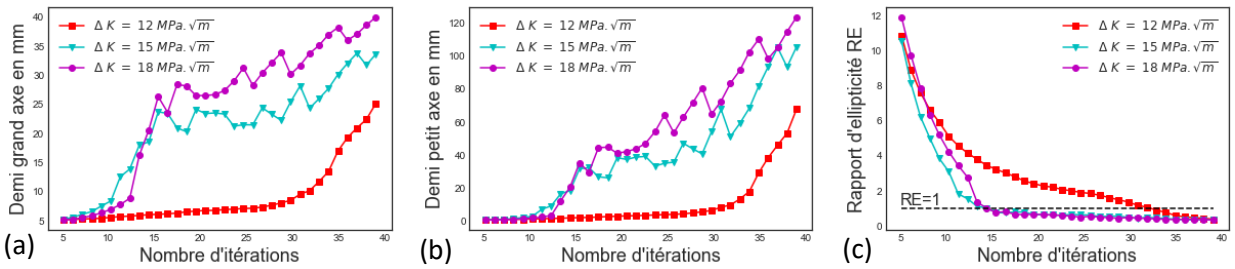


Figure 90:evolution des (a) demi grands axes (b) petits axes (c) rapports d'ellipticité; pour le front elliptique pour différents ΔK à R=0,1

Pour la propagation avec des fronts libres, les fronts finaux sont présumés être proches d'une forme elliptique, comme ceux obtenus dans le cas sans fermeture au paragraphe 3.1.2. Le front libre final est soumis à une régression elliptique pour voir dans quelle mesure il ressemble à une ellipse sans aucune contrainte. Ceci est illustré sur la Figure 91, et montre que lorsque la charge augmente, l'écart augmente légèrement entre le front libre final et son interpolation elliptique.

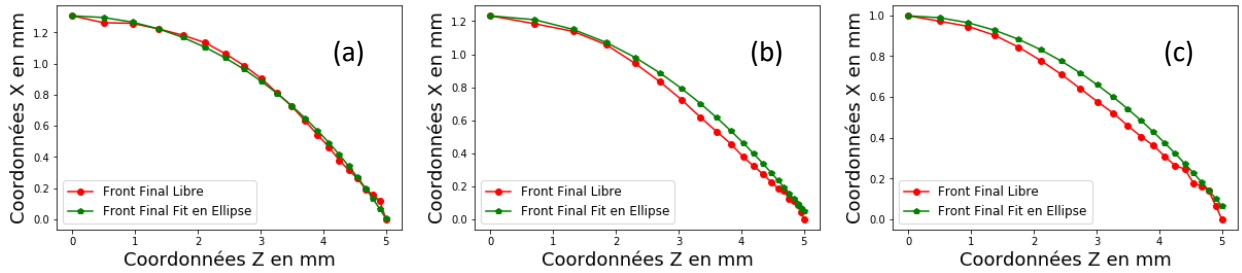


Figure 91: Comparaison des formes de fronts finaux libre avec leur interpolation elliptique a R=0,1 pour : (a) ΔK=12MPa√m (b) ΔK=15MPa√m (c) ΔK=18MPa√m

En effet, pour ΔK = 12MPa√m, la courbe finale correspond quasi parfaitement à son interpolation elliptique, alors que pour les autres conditions le front stabilisé s'éloigne un peu d'une ellipse. Cela

peut également expliquer l'utilisation par Fiordalisi d'une forme prédéfinie avec un polynôme de degré 4 pour ces conditions tout en conservant une ellipse pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$.

3.3.Temps de calcul

Le temps nécessaire à la simulation ainsi que les ressources utiles pour obtenir des résultats satisfaisants sont cruciaux dans les approches numériques. L'un des défis les plus importants auxquels les scientifiques ont été confrontés auparavant est lié à l'incapacité de fournir les ressources suffisantes pour accomplir leurs études, et pour cela de nombreuses méthodes d'optimisation et approximations ont été utilisées. Ainsi, tout logiciel ou outil de calcul, pour être viable, devrait pouvoir être mis en œuvre dans un délai acceptable et en utilisant une quantité raisonnable de ressources.

Dans le modèle élaboré ici, de nombreux critères d'optimisation ont été mis en place pour réduire ce coût. Des interventions ont été faites sur la géométrie, le maillage, le nombre de cycles de chargement, l'avancement maximal…. Cependant, deux facteurs incontournables n'ont pas permis de réduire considérablement le coût des simulations. Le premier facteur est la loi complexe de comportement plastique qui a été utilisée ici pour décrire le comportement du 304L, qu'il est difficile de modifier.

Le deuxième facteur et le plus important concerne la nécessité de conserver la trace de l'histoire de la plasticité cumulée afin d'étudier ses conséquences et plus précisément la fermeture de la fissure induite par la plasticité. La difficulté ici est qu'à chaque itération de propagation, tout le schéma de chargement est reconstruit depuis le début pour conserver l'historique de propagation. Cette procédure a augmenté le coût de la simulation de façon exponentielle après chaque étape d'avancement de fissure.

Le nombre de processeurs utilisés ici est de 200 avec 200 cœurs MPI à l'intérieur de chacun. Ce nombre de processeurs a été utilisé dans toutes les études élasto-plastiques alors que pour les études élastiques, seules 16 étaient nécessaires pour mener à bien les calculs dans un délai raisonnable. Pour illustrer le propos, pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, $R = 0,1$, la première itération dure 14 minutes tandis que la totalité des itérations, soit 37, nécessite environ 100 heures. Afin de réduire cette durée, à laquelle s'ajoutent généralement d'autres facteurs causés par les limitations d'accès au cluster de calcul, seul un nombre spécifique de derniers fronts de fissure sera pris en compte. La Figure 92 montre une comparaison entre les résultats obtenus en gardant tout l'historique depuis le début et les résultats obtenus en ne gardant qu'un nombre limité d'itérations, soit 8 ou 15. Cela signifie qu'à chaque avancement de fissure, au lieu de redémarrer la propagation depuis le front droit initial, seuls les derniers avancements spécifiés seront considérés.

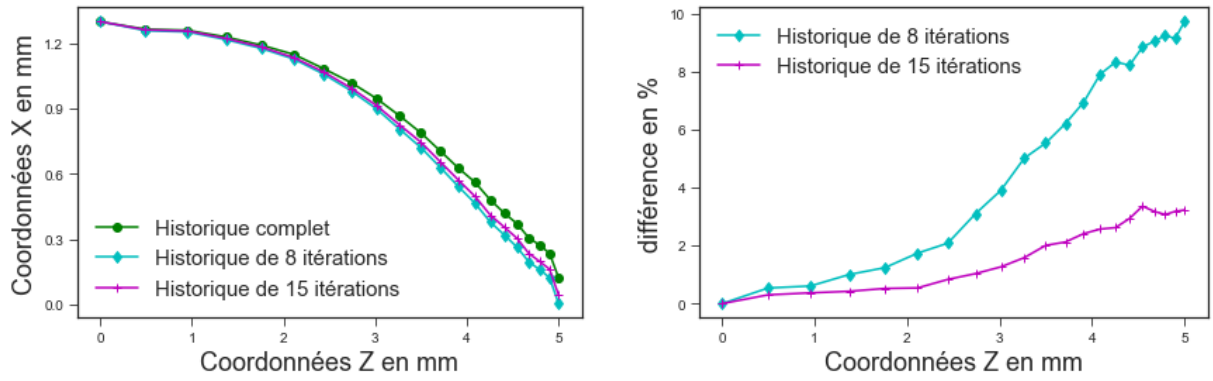


Figure 92: (a) forme finale du front de fissure stabilisé après historique complet et après un nombre limité d'itérations (b) différence en pourcentage entre la forme finale du front de fissure utilisant l'historique complet et celles utilisant un nombre spécifique d'itérations; ΔK = 12MPa√m, R = 0,1

La différence la plus marquée est naturellement obtenue sur la simulation faite avec l'historique conservé sur le plus faible nombre d'itérations mais elle n'excède pas 10% et pour 15 itérations, elle est même inférieure à 4%. Il est à noter également que cette différence se situe dans le voisinage de la surface libre ce qui était prévisible compte tenu de la contribution du nombre de cycles dans l'accumulation de déformation plastique en avant du fond de fissure. On considérera donc acceptable d'utiliser un historique sur les 8 derniers fronts ce qui permettra d'économiser un temps considérable.

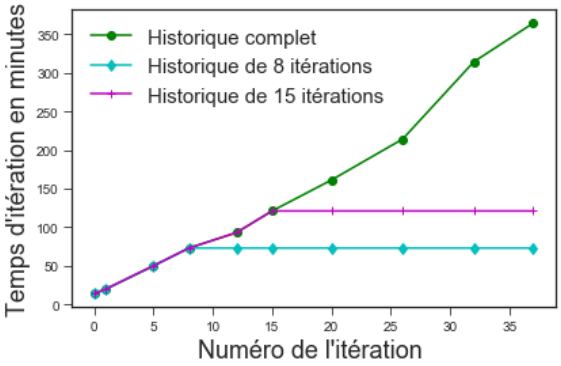


Figure 93: Evolution du temps nécessaire pour terminer une itération pendant la propagation selon les différents historiques utilisés pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1.

La Figure 93 montre que le temps nécessaire pour terminer une itération reste presque constant lorsque le nombre d'itérations dépasse le nombre spécifié d'itérations choisies à conserver. Au contraire, le temps de simulation avec l'historique complet continue d'augmenter linéairement et donc augmente le temps total de façon exponentielle. Par exemple, après 37 itérations, en gardant l'historique total, le temps nécessaire pour chaque itération est presque de 6 heures. Par contre, en ne réalisant que les 15 dernières itérations, seulement 2 heures sont nécessaires. En outre, la comparaison entre le temps total nécessaire pour l'ensemble de la simulation en fonction de la quantité d'historique conservée est donnée dans le Tableau 7 ci-dessous.

Tableau 7 : Comparaison entre les résultats des simulations selon les différents historiques conservés

	Historique complet	Historique avec 15 itérations	Historique avec 8 itérations
Temps total de simulation (heure)	96	58	40
% erreur maximale avec historique complet		4	10

N.B.: les résultats ont été normalisés car ils ont été effectués sur différents clusters.

Les valeurs du Tableau 7 montrent que l'historique du sillage plastique responsable de la création de la fermeture de la fissure est obtenu après un nombre limité d'itérations. Cette hypothèse permettra une réduction énorme du temps total de simulation, en particulier lorsqu'un grand nombre d'itérations sera nécessaire jusqu'à la stabilisation.

4.Comparaison Numérique - Expérimental

4.1.Sans Fermeture

La Figure 94 compare les fronts de fissures numériques obtenus avec ceux expérimentaux pour $\Delta K=4MPa\sqrt{m}$, R=0,7 en utilisant la méthode de calcul de K avec les contraintes. Les fronts numériques utilisant le front de fissure libre et le front de fissure elliptique sont très proches de celui expérimental. On note une petite différence qu'il faut relier probablement au fait que cette condition de chargement est proche du seuil de propagation et peut être influencée par l'environnement et la microstructure et peut ne pas suivre parfaitement la loi de Paris.

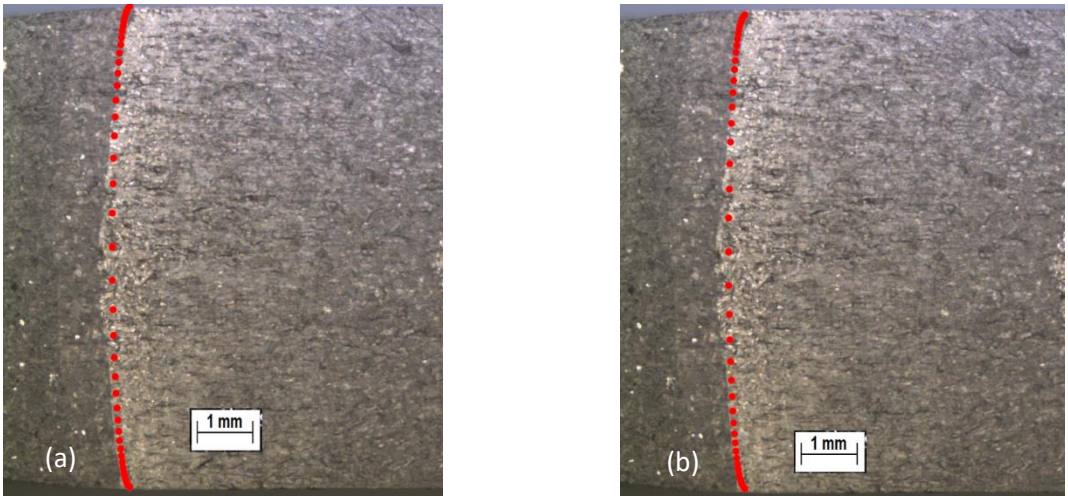


Figure 94: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour $\Delta K=4MPa\sqrt{m}$; R=0,7 en utilisant la méthode des contraintes (a) front elliptique (b) front libre

En termes quantitatifs, comme le montre le Tableau 8, la différence entre l'avancement au bord et celui au cœur Δa_{b-c} est égale à 0,35 mm dans le cas de la forme libre et 0,36 mm dans le cas de la forme elliptique. Ces valeurs s'écartent d'environ 10% de la valeur mesurée expérimentalement qui vaut 0,4mm. Cependant, comme précisé dans la procédure expérimentale concernant la durée extrêmement longue du test de chargement constant à 4MPa√m, la comparaison ne se base que sur un unique front expérimental.

Tableau 8 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour différentes conditions de chargement à R=0,7

		ΔK=4MPa√m, R=0,7	ΔK=12MPa√m, R=0,7
	Δa_{b-c} (mm)	Erreur (%)	Erreur (%)
Expérimental ΔK=4MPa√m	0,4		
Expérimental ΔK=12MPa√m	0,68±0,07		
Méthode des contraintes, front elliptique	0,36	10	47
Méthode des contraintes, front libre	0,35	12,5	48,5
Méthode de Shih et Asaro, front polynômial d'ordre 4(Fiordalisi)	0,32	20	53
Méthode de Shih et Asaro , front libre	0,34	16	50,5

Le Tableau 8 montre ici, que pour l'essai à ΔK=12MPa√m, R=0,7, la différence entre les fronts numériques et expérimentaux est notable comme le montre la Figure 95 pour les deux formes de front de fissure retenues et pour les trois fronts de fissure expérimentaux stabilisés. Δa_{b-c} dans ce cas est le même que celui calculé pour ΔK=4MPa√m, R=0,7 : 0,35mm pour la forme libre et 0,36mm pour la forme elliptique. La différence dans ce cas augmente à d'environ 50% par rapport à la valeur expérimentale qui est de 0,68mm.

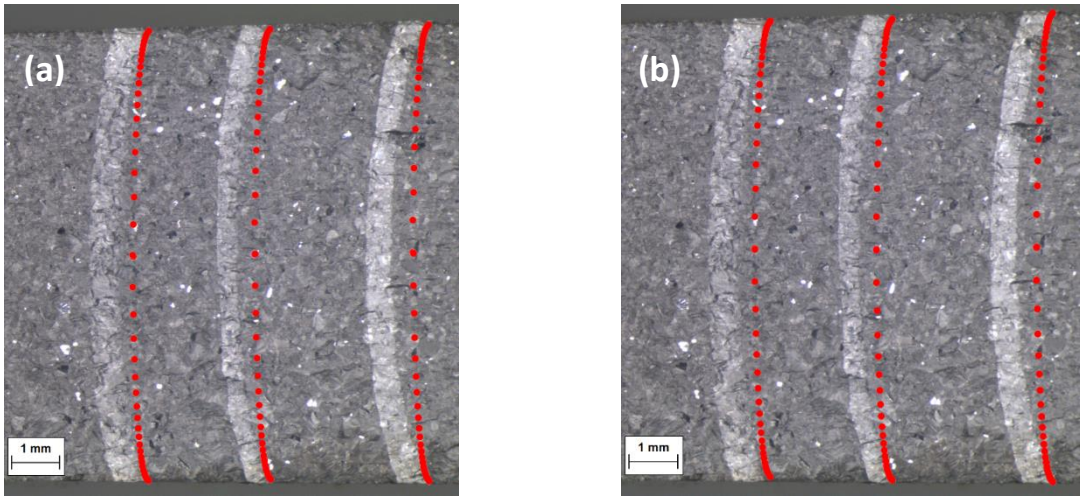


Figure 95: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7 (a) front elliptique (b) front libre

Le Tableau 8 montre également que le front de fissure final calculé par Shih et Asaro avec la forme libre est proche de celui calculé avec la méthode du champ de contraintes. La différence entre le bord et le cœur est 0,34 mm ce qui est d'environ 4% plus faible de celle calculée par ce dernier qui est de 0,35mm. En revanche, le front final calculé par Fiordalisi [4], en utilisant la méthode de Shih et Asaro en utilisant une forme de front selon un polynôme d'ordre 4, semble être un peu plus éloigné des deux autres courbes avec un écart de 0,32 mm ce qui peut remettre en cause la validité de l'hypothèse concernant la forme prédéfinie.

4.2.Avec fermeture

Dans cette partie, la comparaison entre les fronts de fissures finaux numériques obtenus et ceux expérimentaux pour ΔK=12, 15 et 18 MPa$\sqrt{m}$ à R=0,1 est présentée. Pour ΔK=12MPa$\sqrt{m}$, la Figure 96 montre que les fronts elliptique et libre coïncident très bien avec les fronts expérimentaux. Pour ΔK=15MPa$\sqrt{m}$, les fronts numériques semblent être un peu plus éloignés de l'expérimental, en particulier près du bord comme le montre la Figure 97 et s'éloignent encore un plus pour ΔK=18MPa$\sqrt{m}$ comme le démontre la Figure 98. On note donc que, lorsque le niveau de chargement augmente l'écart entre les courbes numériques et expérimentales augmente et pour toutes les conditions de chargement, le front libre présente une petite perturbation pour les quelques nœuds près du bord qui peut être liée aux effets de surface libre.

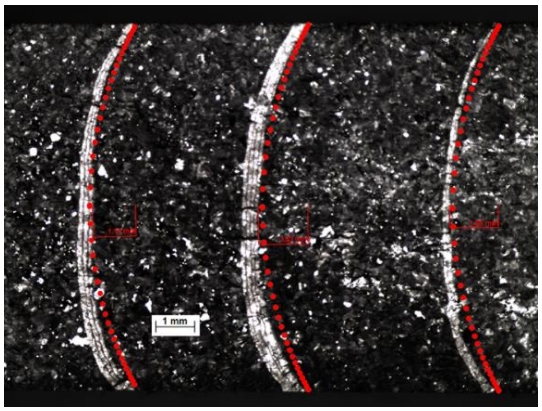
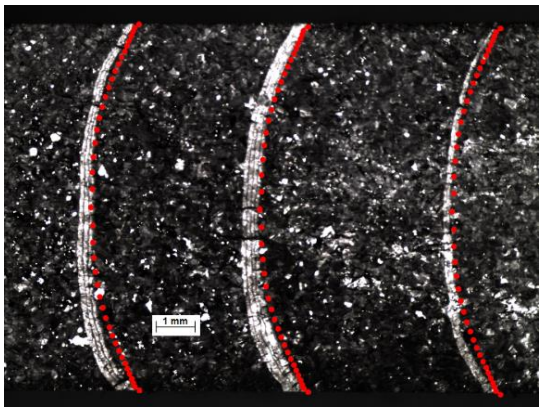
(a)  (b) 

Figure 96: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre

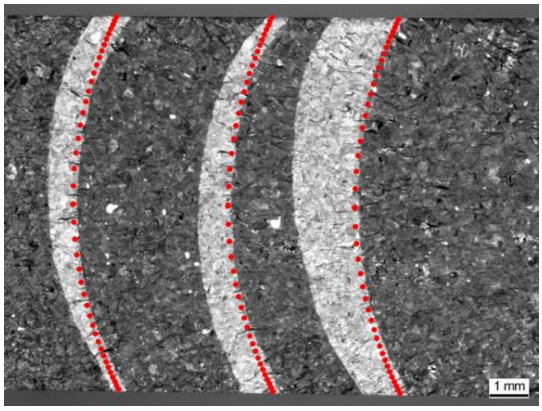
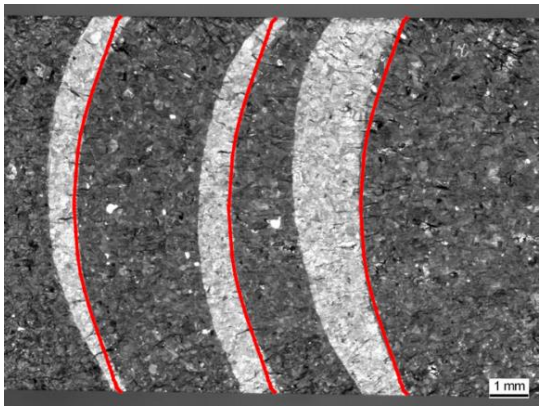
(a)  (b) 

Figure 97: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=15MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre

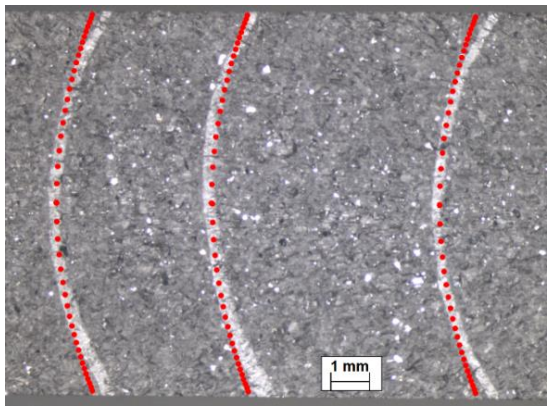
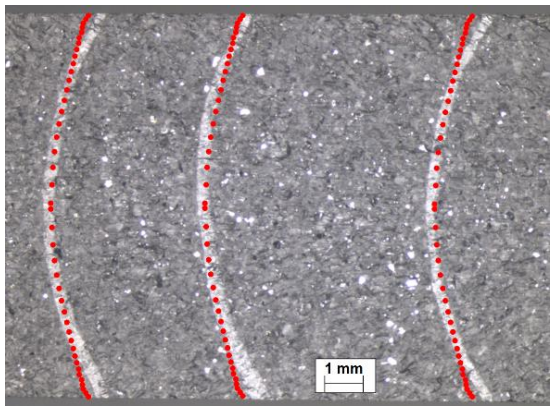
(a)  (b) 

Figure 98 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=18MPa√m ; R=0,1(a) front elliptique (b) front libre

Le Tableau 9 rassemble les valeurs de l'écart bord cœur pour les différentes sollicitations et les méthodes numériques utilisées.

Tableau 9 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour des conditions de chargement différentes

		K_{max} (MPa√m)	$\Delta a_{b\text{-}c}$ (mm)	Erreur (%)
ΔK=4MPa√m R=0,7	Expérimental	13.33	0,4	
	Méthode des contraintes, front libre		0,35	12
	Méthode de Shih et Asaro, front polynômial d'ordre 4 (Fiordalisi)		0,32	20
ΔK=12MPa√m R=0,1	Expérimental	13.33	1,21±0,08	
	Méthode des contraintes, front libre		1,28	5
	Méthode des contraintes, front elliptique		1,26	4
	Méthode de Shih et Asaro, front elliptique (Fiordalisi)		1,34	11,2
ΔK=15MPa√m R=0,1	Expérimental	16.66	1,38±0,1	
	Méthode des contraintes, front libre		1,23	12,5
	Méthode des contraintes, front elliptique		1,17	15
	Méthode de Shih et Asaro, front polynômial d'ordre 4 (Fiordalisi)		1,26	8
ΔK=18MPa√m R=0,1	Expérimental	20	1,4±0,15	
	Méthode des contraintes, front libre		1	28
	Méthode des contraintes, front elliptique		0,95	32
	Méthode de Shih et Asaro, front polynômial d'ordre 4 (Fiordalisi)		1,16	17
ΔK=12MPa√m R=0,7	Expérimental	40	0,68±0,07	
	Méthode des contraintes, front libre		0,35	48
	Méthode de Shih et Asaro, front polynômial d'ordre 4 (Fiordalisi)		0,32	53

Entre le front elliptique et le front libre, les résultats sont très proches comme prévu. De plus, avec la méthode des champs de contraintes mise en œuvre dans cette étude, et en utilisant les deux types de formes de front définies, une relation proportionnelle peut être observée entre la charge appliquée et l'erreur entre les résultats numériques et expérimentaux. Le Tableau 9 montre que quand la charge augmente, l'erreur augmente. L'erreur la plus faible est obtenue pour ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 et correspond à environ 5% des résultats expérimentaux. Cette erreur augmente à environ 15% pour ΔK = 15MPa√m, R = 0,1 et 30% pour ΔK =18MPa√m, R = 0,1 pour atteindre son maximum de 50%, à ΔK = 12MPa√m, R = 0,7 avec la charge maximale la plus élevée appliquée. Ces observations sont également valables avec la méthode Shih et Asaro malgré certaines valeurs qui peuvent changer un peu selon la forme de front prédéfinie utilisée. Néanmoins, il existe, pour toutes les conditions de chargement, une petite différence entre les deux méthodes utilisées, celle utilisant les champs de contraintes et celle avec la méthode de Shih et Asaro, cette dernière étant fortement dépendante de l'état de contraintes pour le calcul de K_{max}^{ℓ}.

5.Discussion

Les résultats présentés ci-dessus montrent que la procédure utilisée pour décrire la propagation des fissures ne fonctionne bien que pour deux conditions de chargement ΔK = 12MPa√m; R = 0,1 et ΔK = 4MPa√m, R = 0,7 où les écarts bord-cœur numérique et expérimentaux sont très proches. Pour les autres conditions de chargement (ΔK = 12MPa√m; R = 0,7, ΔK = 15MPa√m; R = 0,1 et ΔK = 18MPa√m; R = 0,1) des écarts notables existent. De plus, on constate, comme il est montré dans le Tableau 9 que, pour le front de fissure de forme libre, l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux augmente à mesure que la charge augmente. Ainsi, et connaissant l'influence de K_{max}^{ℓ} sur la taille de la zone plastique au voisinage du fond de fissure, une relation directement proportionnelle peut être construite entre l'augmentation de la taille de la zone plastique et l'augmentation de la divergence avec les résultats expérimentaux.

En fait, l'augmentation de la taille de la zone plastique semble affecter l'hypothèse émise concernant l'application de la mécanique élastique linéaire de la rupture pour le calcul de K_{max}^{ℓ}. Selon la norme, la zone plastique doit rester de l'ordre du quart [168] des dimensions de la longueur de fissure afin que les hypothèses de plasticité confinée soient acceptables. La taille de la zone plastique ne doit pas dépasser celle de la zone de dominance du facteur d'intensité de contraintes afin que ce dernier puisse encore être utilisé comme force motrice. Dans ses spécifications, l'ASTM E647 [169] propose l'équation suivante définissant le domaine d'applicabilité de la mécanique élastique linéaire de la rupture MELR :

$$W - a > \frac{4}{\pi}\left(\frac{K_{max}}{\sigma_y}\right)^2 \tag{81}$$

Bien que cette équation dépende des prédictions de zone plastique fournies par Irwin et de la différence montrée avec ces prédictions en paragraphe 3 de la CHAPITRE II, la marge de manœuvre reste suffisamment large pour respecter clairement les limites. Le Tableau 10 ci-dessous présente une comparaison entre les dimensions principales caractéristiques de la fissure, où 'a' est la longueur de la fissure, 'W' est la longueur du ligament et 'W-a' est la distance entre la fissure et le ligament de l'éprouvette, et les résultats du standard ASTM E647 [169].

Tableau 10 : Validation de l'applicabilité de la 'plasticité confinée' en fonction des conditions de chargement appliquées

ΔK(MPa√m), R()	Min (a) (mm)	Min (W-a) (mm)	$\frac{4}{\pi}\left(\frac{K_{max}}{\sigma_y}\right)^2$ (mm)	Plasticité confinée
ΔK=4, R=0,7	25.1	20	16,53	Oui
ΔK=12, R=0,7			148,8	Non
ΔK=12, R=0,1			16,53	Oui
ΔK=15, R=0,1			25,84	Non
ΔK=18, R=0,1			37,217	Non

Il ressort de ce tableau, que seules les conditions de ΔK = 12MPa√m, R = 0,1 et ΔK = 4MPa√m, R = 0,7 où la taille de la zone plastique est inférieure aux limites définies par l'ASTM, permettent l'utilisation de la MELR. Par contre, pour les autres conditions de chargement, la différence est très élevée avec une taille de la zone plastique pouvant être jusqu'à 4 fois plus grande que la distance entre la fissure et le ligament de l'éprouvette 'W-a', cas rencontré à ΔK = 12MPa√m, R = 0,7 où le plus grand pourcentage d'erreur est également enregistré.

Le même comportement a été observé par Fiordalisi [4] lors de l'utilisation de la méthode Shih et Asaro intégrée dans ABAQUS et qui dépend également de la validité de la MELR. L'erreur est d'autant plus importante que les dimensions de la zone plastique augmentent sauf dans certains cas en raison de la différence de forme du front de fissure utilisé. Néanmoins, les résultats de Fiordalisi montrent une petite différence avec les valeurs calculées à l'aide de la méthode des champs de contraintes. Cela peut être lié au fait que la méthode Shih et Asaro dépend de l'état de contrainte sur toute l'épaisseur tandis qu'ABAQUS adopte dans ses calculs un état de déformation plane sur quasiment toute l'épaisseur.

En ce qui concerne la fermeture des fissures, les résultats se sont révélés conformes à ce qui a été décrit dans la littérature. Elle est bien concentrée au voisinage de la surface libre alors qu'elle est presque inexistante dans la région centrale. Les valeurs de la fermeture collectées se sont révélées raisonnables pour les différentes conditions de chargement. Cela a également été vérifié dans le cas de ΔK = 12MPa√m, R = 0,7 où aucune fermeture de fissure n'a été détectée.

Concernant la forme finale du front de fissure, il a été clairement montré qu'elle correspond à une ellipse dans les conditions de chargement où la MELR est valide. En revanche, dans les conditions de chargement où elle n'est pas valable, le front de fissure final s'écarte de plus en plus de la forme elliptique au fur et à mesure que la zone plastique augmente surtout dans la zone d'épaisseur largement affectée par cette plasticité. Cela peut également expliquer le choix de Fiordalisi

d'utiliser des formes de front de fissure avec des polynômes de 4ème ordre au lieu d'ellipses alors que les résultats expérimentaux démontrent clairement des fronts elliptiques. De plus, il a été montré que l'utilisation de la forme libre et de la forme elliptique conduit presque aux mêmes résultats. Cette constatation nous offre une marge de manœuvre dans les deux sens, d'abord dans les cas où la forme finale est inconnue en utilisant la forme libre et ensuite dans les cas où il y a beaucoup de fluctuations en utilisant la forme elliptique.

6.Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode numérique présentée dans le CHAPITRE II est utilisée pour prédire la propagation des fissures induite par le facteur d'intensité de contrainte effective local ΔK_{eff}^{ℓ} . Cette méthode repose sur le facteur d'intensité de contrainte calculé à partir des champs de contraintes développés au voisinage de la fissure, tout en prenant en compte l'influence de la fermeture de fissure induite par la plasticité. Les résultats obtenus étaient très proches des valeurs expérimentales dans les cas de $\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$, R = 0,7 et $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, R = 0,1 et plus éloignés pour $\Delta K = 15$ et $18MPa\sqrt{m}$, R = 0,1 et $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, R = 0,7.

Ces résultats conduisent aux conclusions suivantes :

- La méthode des champs de contraintes, corrigée de l'influence de la fermeture de fissure induite par la plasticité, est une méthode efficace pour simuler la propagation de fissures tridimensionnelles dans le domaine de la plasticité confinée où la MELR est toujours applicable, sans aucune hypothèse préalable de l'état de contrainte tout au long de l'épaisseur.

-Les limites de la méthode des champs de contraintes sont liées à l'augmentation de la plasticité au voisinage du fond de fissure due à l'augmentation de la charge. L'augmentation de la plasticité exclut l'hypothèse utilisée par Westergaard et Irwin en plasticité confinée.

-En considérant le domaine de plasticité confinée, les résultats de la méthode des champs de contraintes sont meilleurs par rapport à la méthode Shih et Asaro en raison de la dépendance de cette dernière sur l'état de contrainte considéré par Abaqus comme une déformation plane pour les structures tridimensionnelles.

-Les niveaux de plasticité développés par Irwin dans les études bidimensionnelles et utilisés par l'ASTM pour définir les limites de la mécanique de la rupture élastique linéaire ne sont pas valables dans les études tridimensionnelles et doivent être étudiés au cas par cas.

-L'existence de la fermeture de fissure est principalement concentrée dans la région du bord. Pour des conditions de chargement sévères, une plus petite quantité de fermeture de fissure peut également être observée au centre.

-La forme finale tridimensionnelle stabilisée du front de fissure est proche d'une ellipse.

CHAPITRE IV:

Approche de la Mécanique de la Rupture Elasto-Plastique

1.Introduction

Les résultats du CHAPITRE III ont clairement montré les limites de l'application de la méthode du facteur d'intensité de contrainte dans les cas où l'hypothèse de la plasticité confinée n'est plus valide. Les résultats ont tendance à diverger des résultats expérimentaux quand la quantité de plasticité développée dans le voisinage du front de fissure augmente et encore plus en plasticité généralisée. C'est pourquoi, il s'est avéré nécessaire de définir une nouvelle force motrice, capable de suivre la propagation des fissures dans les régions où la plasticité n'est pas négligeable.

Dans les travaux suivants, deux paramètres principaux seront étudiés afin de tester leurs capacités à répondre à nos besoins. Ces paramètres sont le déplacement d'ouverture plastique du fond de fissure et le facteur d'intensité de déformation qui, au lieu de s'appuyer sur les champs de contraintes en amont du fond de fissure, sont basés respectivement sur les déplacements et les champs de déformation. On suivra l'évolution de ces paramètres ainsi que leur capacité à se stabiliser et à constituer une véritable force motrice pour les différentes conditions de chargement. Dans ce chapitre, peu d'importance sera accordée à la forme du front de fissure stabilisé comme cela a été explicitement discuté dans le chapitre précédent. Par conséquent, toutes les études se font sans hypothèse prédéfinie de cette forme, en front de fissure libre.

De plus, et suivant ce qui a été montré précédemment, les cas étudiés tenteront de répondre aux différentes conditions de plasticité, à partir des résultats expérimentaux que nous rappelons ici: cas de plasticité confinée sans fermeture de fissure ($\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$, $R = 0,7$), cas de plasticité confinée avec fermeture de fissure ($\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, $R = 0,1$), cas de plasticité non confinée avec fermeture de fissure ($\Delta K = 15MPa\sqrt{m}$, $R = 0,1$) et enfin le cas de plasticité généralisée sans fermeture de fissure ($\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, $R = 0,7$).

2.Déplacement d'ouverture plastique du fond de fissure

2.1.Détermination du CTODp

Les différentes composantes du facteur de déplacement d'ouverture de fond de fissure (CTOD : Crack Tip Opening Displacement), sont présentées dans ce qui suit. CTOD, correspondant au déplacement perpendiculaire au plan de propagation au voisinage du front de fissure, a été décrit dans le paragraphe 1.4.1 du CHAPITRE I. Là, deux hypothèses sont proposées sur le mode d'intervention de ce paramètre dans la propagation de fissure. La première considère que la fissure est contrôlée par le CTOD total, comprenant donc la composante élastique et la composante plastique, alors que l'autre ne considère que l'intervention de la composante plastique. Dans notre travail, nous allons nous concentrer uniquement sur la partie plastique du CTOD ce qui n'empêche pas, cependant, de mettre en évidence certaines similitudes ou différences avec l'autre approche, celle du CTOD total.

Pour déterminer les valeurs de CTOD, les déplacements perpendiculaires au plan de propagation sont déterminés sur tous les nœuds le long de l'épaisseur situés juste derrière le front de fissure, et ce pendant un cycle complet de chargement. Ce cycle est considéré, comme dans la méthode des champs de contraintes, comme le cycle final des cinq cycles entre deux itérations successives.

Une comparaison était faite dans le paragraphe 2.2.1 du CHAPITRE III sur la position de la mesure des déplacements par rapport au front de fissure actuel. Contrairement à ce qui était choisi dans ce paragraphe pour le calcul élastique, la forte dépendance des résultats, ici, à la distance des nœuds du front de fissure, nous a conduits à faire ces mesures sur une géométrie parallèle et équidistante du front actuel comme le montre la Figure 99. La distance entre les deux géométries est définie comme la plus proche possible du fond de fissure, ici 15µm, respectant un compromis entre plusieurs facteurs, comme la valeur minimal du Δa_{max} et le rapport hauteur / largeur des éléments maillés appelé rapport d'aspect (Element aspect ratio).

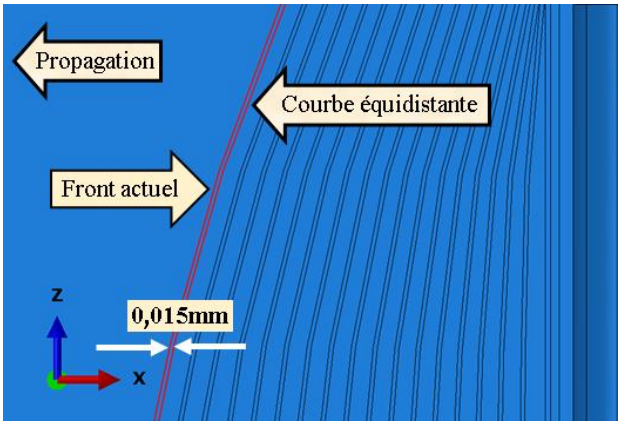


Figure 99: Géométrie retenue pour la mesure du déplacement d'ouverture du front de fissure

Il convient de noter que la distance à laquelle le calcul est fait doit être la plus faible possible afin de s'approcher au mieux du front de fissure. Pour appuyer le propos, une comparaison est faite entre les CTOD déterminés à différentes distances du front de fissure. La Figure 100 présente le rapport entre les valeurs de déplacement au bord et au cœur en fonction de la distance au front de fissure.

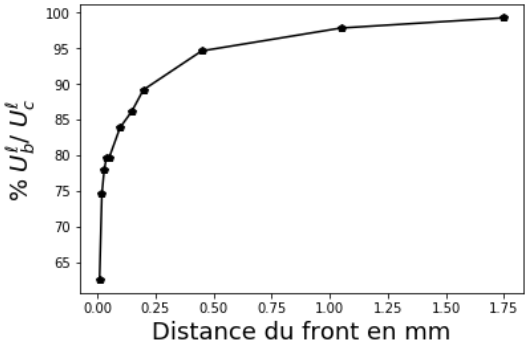


Figure 100: Rapport en pourcentage entre les valeurs de déplacement au bord U_b^ℓ et au cœur U_c^ℓ en fonction de la distance au front de fissure (ΔK=12MPa√m, R=0,1)

On note que lorsque le déplacement est mesuré à 0,01 mm du fond de fissure, le déplacement est plus important au coeur qu'au bord. Cependant, à mesure que l'on s'éloigne du front de fissure, la différence entre les déplacements au bord et à cœur diminue de plus en plus jusqu'à même obtenir presque la même valeur pour une distance de mesure de 1,75 mm.

Sur la base de nos expériences, et en accord avec la littérature, il est largement admis que l'avancée au bord est toujours inférieure à celle du centre. Plus on s'approche du front de fissure, plus l'ouverture est faible et plus les valeurs obtenues de CTOD permettent d'obtenir les effets de plasticité. C'est pourquoi il faut mesurer le déplacement le plus près possible de la fissure. Ensuite, le CTOD est tracé en fonction de la charge à chaque position dans l'épaisseur, comme illustré dans la Figure 101.

L'évolution du CTOD, pendant chargement, peut être divisée en trois zones principales: zone de fermeture, zone d'évolution linéaire et puis zone non linéaire.

La première zone correspond à la fermeture de la fissure lorsque les lèvres sont encore en contact. Cette zone n'est pas présente pour tous les nœuds le long de l'épaisseur et reste limitée dans la région du bord où la fermeture est présente dans les cas de chargements à rapport de chargement R faible. La deuxième zone correspond à une évolution linéaire entre le CTOD et la charge globale appliquée sur l'éprouvette et représente l'ouverture élastique des lèvres. La troisième et la dernière zone représente l'ouverture plastique responsable de l'accumulation de la plasticité au front de fissure.

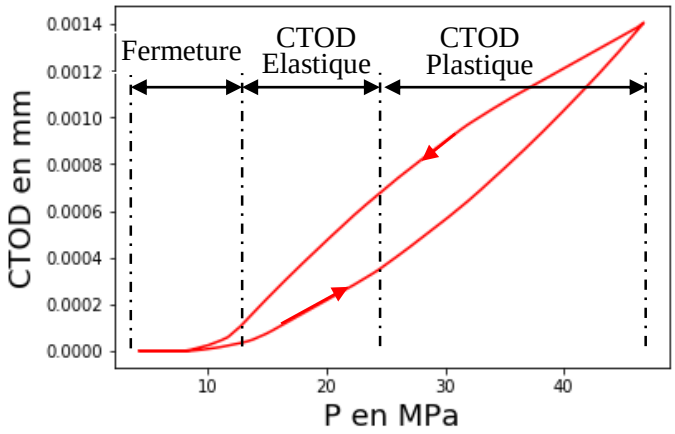


Figure 101 : Evolution du CTOD pour une position proche du bord pendant un cycle complet de chargement, da=2mm (ΔK=12MPa√m, R=0.1)

Le ΔCTOD total correspond à la différence entre les valeurs maximale et minimale du CTOD obtenues au cours du dernier cycle avant le relâchement des nœuds comme le montre la Figure 102. En revanche, l'extraction du CTOD plastique qui nous intéresse ici est plus complexe.

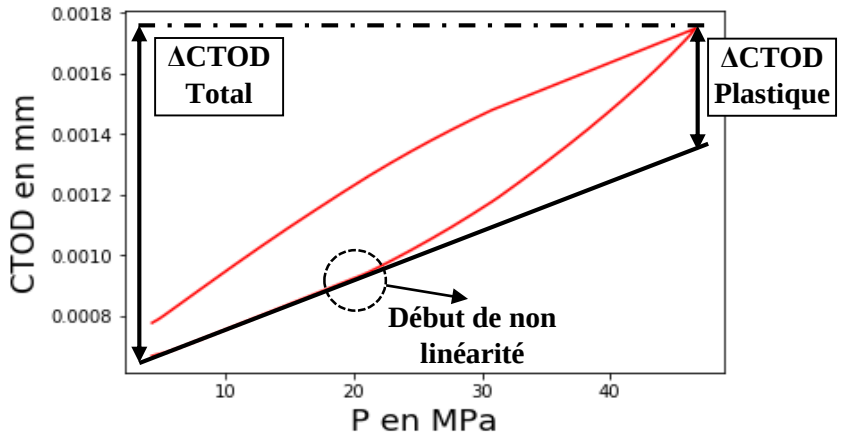


Figure 102 : Détermination de l'amplitude du CTOD plastique et total pendant un cycle complet de chargement au voisinage du cœur, da=2mm (ΔK=12MPa√m, R=0,1)

En effet, une première tentative pour extraire le ΔCTOD plastique a consisté à prendre l'amplitude entre le point de perte de linéarité la valeur maximale du CTOD. Il faut dans un premier temps ôter la partie correspondant à la fermeture où le déplacement est nul. Puis, le coefficient de corrélation de Pearson [170] R_{ij} est utilisé pour extraire la partie linéaire qui représente la partie élastique. Les valeurs de ce coefficient sont comprises entre -1 et +1. La relation entre les variables devient meilleure à mesure que la valeur absolue du coefficient de Pearson augmente. Une linéarité parfaite est obtenue lorsque la valeur absolue est égale à 1 alors qu'aucune relation linéaire n'existe si elle est égale à zéro. Le signe n'est utilisé que pour savoir si les variables augmentent ou diminuent ensemble. Selon Python, l'équation utilisée dans le développement de cette fonction est la suivante:

$$R_{ij} = \frac{C_{ij}}{\sqrt{C_{ii} + C_{jj}}} \tag{82}$$

Où C est la matrice de covariance.

Cependant, étant donné que l'approche doit être cohérente pour toutes les positions dans l'épaisseur de l'éprouvette et pour toutes les itérations, les différentes fonctions d'adaptation développées par le logiciel Python doivent contenir exactement les mêmes paramètres. La difficulté dans ce type d'interpolation réside dans la spécification de la valeur numérique exacte de 1 et ainsi la spécification de la tolérance de la linéarité parfaite admise pour la présence dans la zone de linéarité. Différentes valeurs de tolérance, entre 10^{-3} et 10^{-12}, ont été testées pour la différence entre la valeur exacte numérique de 1 et la valeur exacte réelle.

Après avoir borné la partie élastique, la troisième partie plastique représente la partie restante jusqu'à la fin du chargement. Le ΔCTOD plastique est ensuite calculé comme étant la différence entre la valeur maximale de CTOD et la valeur maximale de CTOD élastique calculé au chargement maximal, comme indiqué dans la Figure 102.

En conclusion, cette méthode est très difficile à mettre en œuvre à cause des perturbations résultant du choix de la tolérance dans la méthode de corrélation de Pearson qui ne semble pas universelle pour tous les cas. Cela peut générer des problèmes car l'ensemble du processus doit pouvoir se faire

automatiquement sans avoir la possibilité d'interférer à chaque itération pour vérifier les valeurs calculées et les corriger si besoin, ce qui s'ajoute à la difficulté parfois de bien capturer la partie fermeture. La Figure 103 montre un exemple de perturbations générées après avoir utilisé différentes valeurs de tolérance qui peuvent, à leur tour, conduire soit à arrêter la simulation en cours, soit à générer des valeurs de propagation erronées.

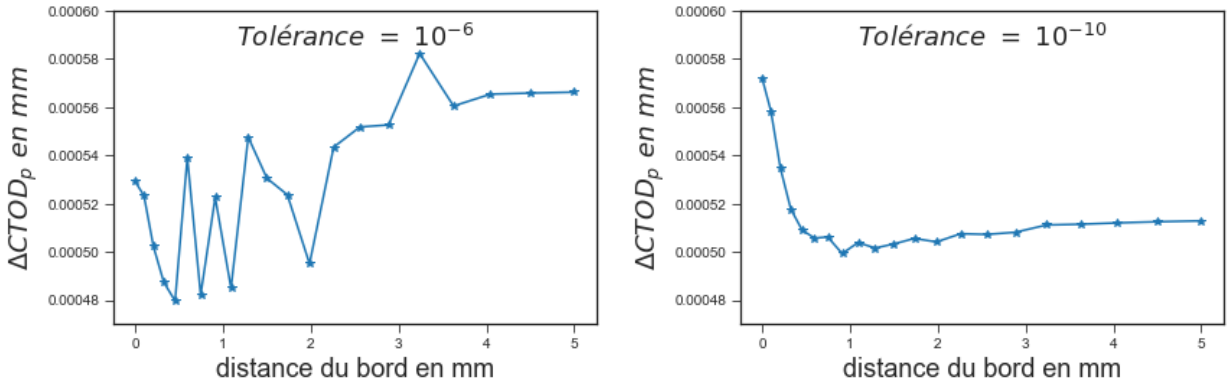


Figure 103: Perturbations générées après avoir utilisé différentes valeurs de tolérance, da=1,7mm (ΔK=15MPa√m, R=0,1)

Pour cette raison, une autre méthodologie a été mise en œuvre ici. Le principe se base sur le fait que la non linéarité, ou la plasticité, débute quand la déformation plastique perpendiculaire au plan de propagation des fissures PE_{22} commence à augmenter après avoir été préalablement constante comme le montre la Figure 104a. Le choix de PE_{22} se base sur la constatation que le chargement le plus important qui génère à son tour la plasticité s'effectue dans cette direction.

Il existe deux principaux avantages pour l'utilisation de ce principe dans l'extraction du CTOD plastique. Le premier est qu'il n'est plus nécessaire de rechercher la partie de fermeture de fissure car elle sera directement incluse dans la portion où la déformation plastique est toujours constante. Le deuxième et le plus important, est qu'il ne faut plus d'interpolation ou de valeur de tolérance pour savoir si la déformation plastique a déjà commencé ou pas, car les valeurs calculées par ABAQUS sont exactement les mêmes. Cela signifie que la différence, entre les valeurs de deux déformations plastiques consécutives, dans la région élastique, est exactement zéro et aucune spécification de tolérance n'est nécessaire. Le $\Delta CTOD_p$ est calculé, comme dans la première méthode, par la différence entre la valeur maximale de CTOD et la valeur calculée de CTOD élastique obtenue au chargement maximal comme illustré dans Figure 104b.

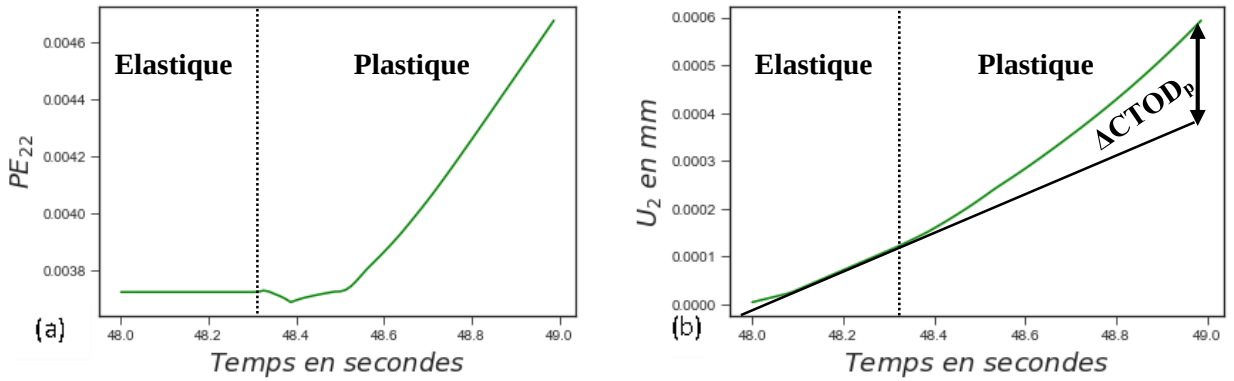


Figure 104: Détermination du $\Delta CTOD_p$ basée sur la déformation plastique perpendiculaire au plan de propagation des fissures pour un cycle de chargement, da=0,16 mm (ΔK=15MPa$\sqrt{m}$, R=0,1)
a) tracé de PE_{22} b) tracé du déplacement U_2

2.2.Loi de propagation

L'évolution du front découle de l'hypothèse présentée au paragraphe 1.4.1 du CHAPITRE I. Ceci a été développé par Antunes et al [91], pour le 304L, qui a relié la vitesse de propagation avec le déplacement d'ouverture du front de fissure selon l'équation suivante :

$$\frac{da}{dN} = 0{,}003374 \times \Delta CTOD_p^3 + 0{,}014074 \times \Delta CTOD_p^2 - 0{,}000047 \Delta CTOD_p \qquad (83)$$

Le problème avec cette loi de propagation est qu'elle contient des degrés polynomiaux de premier et troisième ordre, qui peuvent, pour certaines valeurs de CTOD plastiques, conduire à des vitesses de propagation négatives. Pour identifier les zones négatives, la vitesse qui doit être toujours positive est tracée en fonction du $\Delta CTOD_p$ sur la Figure 105 qui montre que dans l'intervalle de CTOD plastique entre 0 et 0,0033, cette vitesse de propagation des fissures est toujours négative, ce qui n'est évidemment pas réaliste.

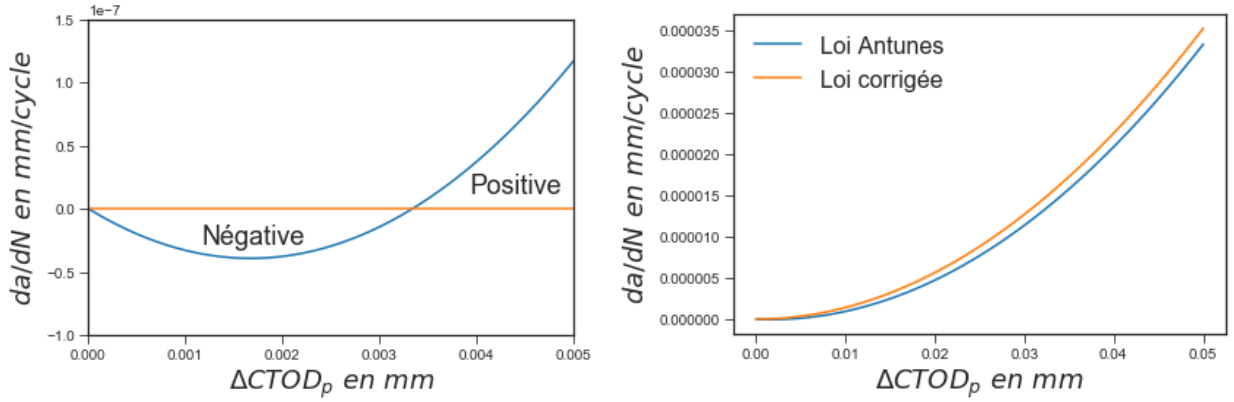


Figure 105: (a) Vitesse de propagation en fonction de $\Delta CTOD_p$ suivant la loi de propagation présentée par Antunes [53] pour l'acier 304L (b)comparaison entre la Loi d'Antunes et sa correction qui lui rend utilisable ici

Cependant, en mesurant le déplacement à une distance de 0,015 mm du front de fissure, les valeurs de $\Delta CTOD_p$ obtenues pour toutes les conditions de chargement testées dans cette étude se sont avérées inférieures à 0,0033 mm comme le montre la Figure 106. Ces mesures ont été prises au tout premier front initial avec un front de fissure droit. Par conséquent, la vitesse de propagation dans tous ces cas et pour tous les nœuds le long des épaisseurs est négative. Cela soulève donc la question de la validité de cette loi pour les cas différents de ceux testés par Antunes [53] qui, lui, a déterminé le déplacement à une distance 0,0008 mm, inférieure à la distance utilisée ici ce qui lui a permis d'obtenir de plus grandes valeurs de $\Delta CTOD_p$ et donc des vitesses positives.

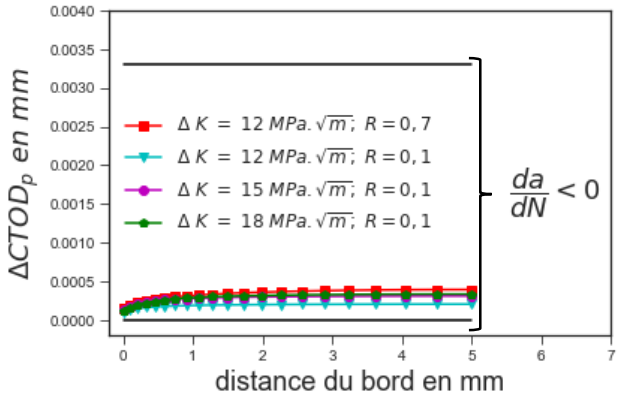


Figure 106 : Valeurs de $\Delta CTOD_p$ pour les différentes conditions de chargement pour le front de fissure droit initial

Ce problème peut aussi avoir été généré par la méthode d'interpolation utilisée par l'auteur. Les termes de degré 1 et 3 de la loi de propagation, attachés aux coefficients multiplicatifs associés, sont négligeables devant le terme de second degré (Figure 105b), ainsi pour des raisons de simplification, on prendra la loi de propagation suivante.

$$\frac{da}{dN} = 0{,}014074 \times \Delta CTOD_p^2 \tag{84}$$

Sur la base de l'hypothèse selon laquelle l'amplitude de CTOD plastique gouverne la propagation, l'avancement d'un nœud i est alors donné par :

$$\Delta a_i = \left(\frac{\Delta CTOD_{p,i}^{\ell}}{\Delta CTOD_{p,max}^{\ell}} \right)^m \Delta a_{max} \tag{85}$$

Avec :
Δa_i : Avancement d'un nœud i,
Δa_{max} : Avancement maximal le long de l'épaisseur imposé, fixé ici à une valeur de 0,1mm. La valeur maximale de propagation a été choisie égale à la taille minimale de l'élément dans la direction de propagation.

$\Delta CTOD_{p,i}^{\ell}$: Amplitude de CTOD plastique du nœud i,
$\Delta CTOD_{p,max}^{\ell}$: Valeur maximale sur tous les nœuds le long du front de fissure d'amplitude de CTOD plastique
m: caractéristique du matériau égale à 2 pour l'acier 304L.

2.3.Résultats numériques

L'évolution du ΔCTOD plastique au cours de la propagation est donc traitée dans cette partie. En tant que force motrice, le $\Delta CTOD_p$ est supposé se stabiliser en fin de propagation lorsque la forme du front de fissure cesse d'évoluer. Plusieurs combinaisons de chargement sont présentées ici afin d'étudier leur influence sur l'évolution de ce paramètre, et plus précisément l'influence de la fermeture de fissure.

2.3.1.Sans Fermeture

Les conditions de chargement testées ici sont ΔK = 4 et 12MPa√m, R = 0,7. Le premier chargement, ΔK = 4 MPa√m, comme mentionné dans le CHAPITRE III, correspond au domaine de la plasticité confinée tandis que l'autre, ΔK = 12 MPa√m, se situe dans un domaine de plasticité généralisée. L'évolution de $\Delta CTOD_p$ est presque la même pour les deux conditions comme le montrent les Figure 107 a et b.

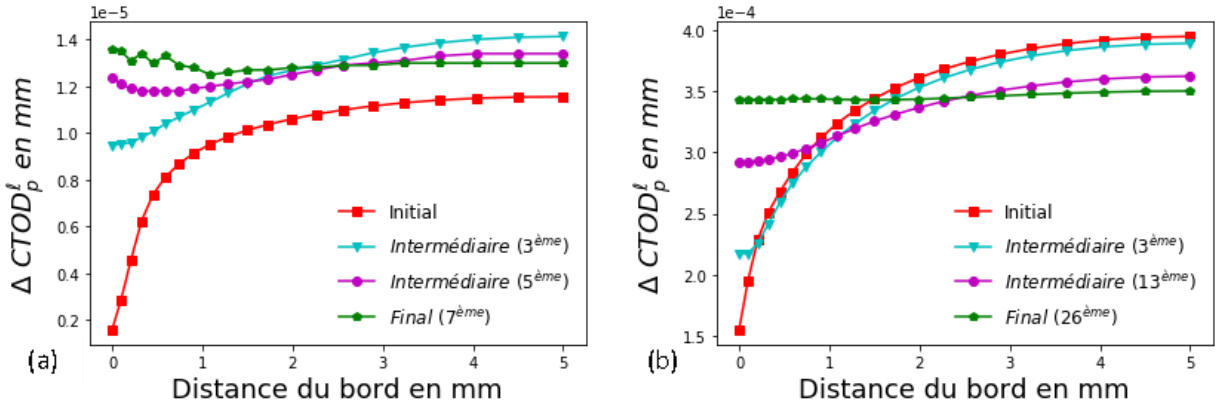


Figure 107: Evolution de $\Delta CTOD_p$ local pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7

Par rapport au facteur d'intensité des contraintes, le $\Delta CTOD_p$ local est beaucoup plus faible au bord qu'au cœur pour la première itération avec front droit. Cette différence diminue avec la propagation de fissure avant de quasiment se stabiliser lors de la dernière itération. On notera en même temps une diminution des valeurs au cœur jusqu'à la stabilisation.

On peut également remarquer que le $\Delta CTOD_p$ local est environ 25 fois plus faible à $\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$ qu'à $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$ ce qui peut naturellement s'expliquer par la différence des charges appliquées, qui sont environ 3 fois plus petites dans le premier cas. On notera aussi pour $4MPa\sqrt{m}$, qu'il existe des perturbations dans la région du bord probablement liées à la taille du maillage par rapport à la zone plastique développée dans cette région.

L'évolution du déplacement d'ouverture du fond de fissure au cours de plusieurs itérations montre que, malgré la grande plasticité cumulée en fond de fissure pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, aucune fermeture de fissure ne se développe. C'est aussi le cas pour $\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$. La Figure 108 montre que le CTOD, même après plusieurs itérations, n'est jamais nul et décrit directement une évolution linéaire en fonction de la charge appliquée qui indique un déplacement élastique. Dans les deux cas, on peut remarquer qu'au fur et à mesure de la propagation, la plasticité au bord se développe et devient de plus en plus présente.

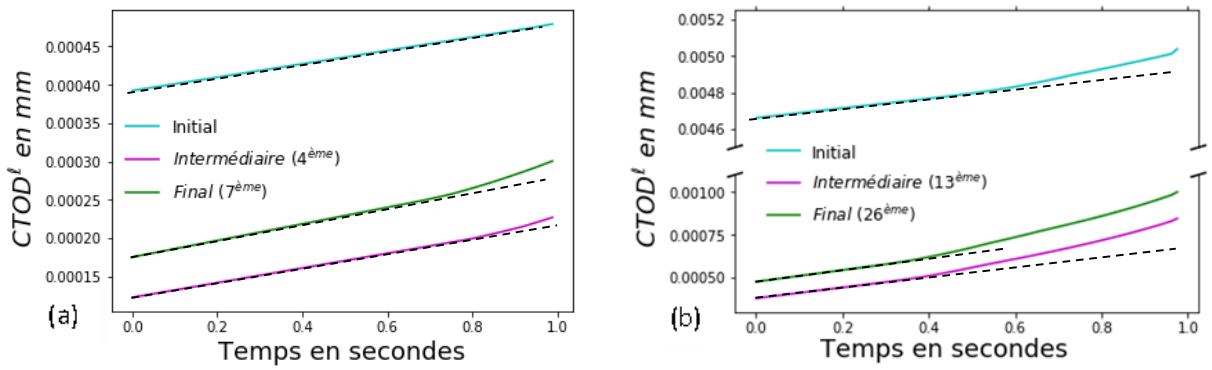


Figure 108: Evolution de CTOD$^{\ell}$ pendant un cycle de chargement au bord pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7

Cette évolution de la plasticité peut également être observée lors du traçage du pas de temps correspondant au début d'augmentation de la déformation plastique PE_{22}, indiquant un début de plasticité. Le 5ème cycle étant divisé en 80 pas de temps, on peut observer, sur la Figure 109, le pas de temps qui marque ce début. Ici, on definit la largeur de la partie plastique comme la différence de pas des temps entre le début de la plasticite et la fin du cycle. Dans les deux cas, le rapport entre la dimension dans l'épaisseur de la région plastique et le CTOD total augmente au bord au cours de la propagation tout en restant presque constant au coeur. En outre, la grandeur dans l'épaisseur de la partie élastique, ici le seul complément de plasticité en l'absence de fermeture, diminue. Cela peut également être utilisé par la suite comme une illustration de l'absence ou l'existence de fermeture comme cela sera montré dans les résultats à venir.

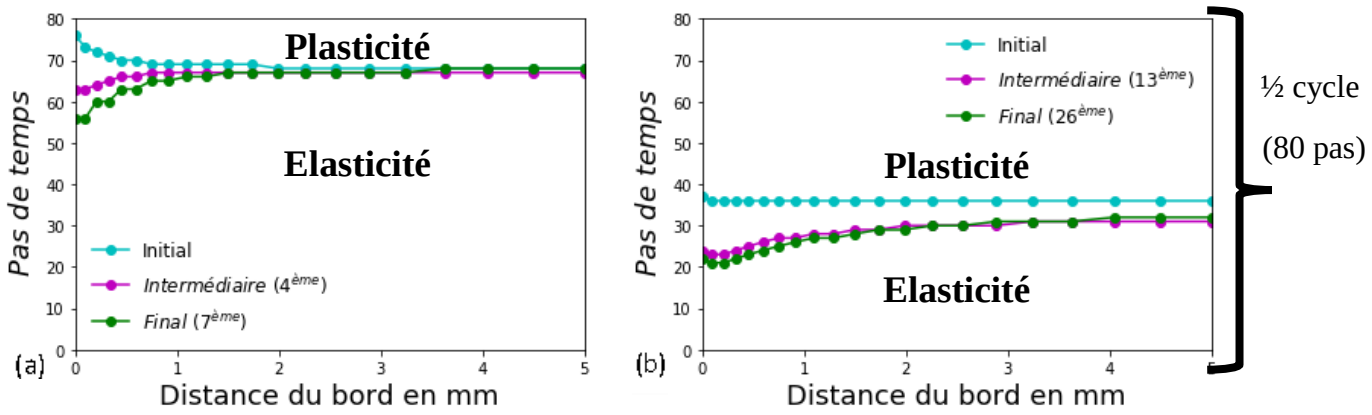


Figure 109: Valeur du pas de temps correspondant à une augmentation de la déformation plastique (début de plasticité), lors du 5ème et dernier cycle sur plusieurs itérations (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7

2.3.2.Avec Fermeture

Les évolutions du ΔCTODp à ΔK = 12 et 15MPa√m; R = 0,1 qui correspondent, comme il a été mentionné précédemment, à des cas de plasticité confinée et de plasticité non confinée sont présentées sur les Figure 110 a et b respectivement. Le processus de stabilisation est un peu plus long en raison de la présence de fermeture, mais les évolutions sont analogues à celles présentées précédemment.

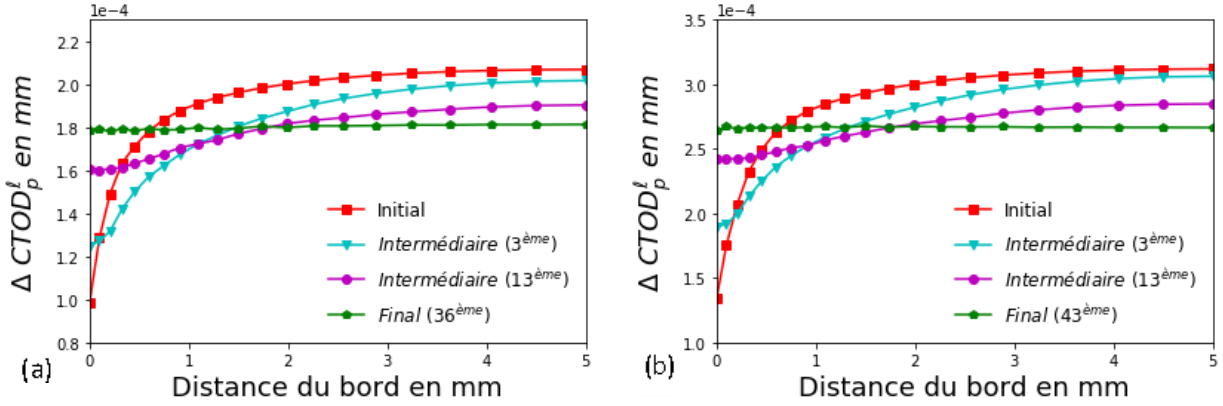


Figure 110: Evolution du ΔCTOD$_p$ local pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1

Pour ces chargements, la fermeture de la fissure peut être clairement observée sur la Figure 111a au voisinage du bord. Pour la région du cœur (Figure 111b), la fermeture de la fissure n'est pas, du tout, présente. De plus, pour la première itération comme vu précédemment, aucune fermeture de fissure n'est observée car aucun sillage plastique n'est encore développé. On peut voir la courbure du CTOD plastique devenir plus prononcée pour la zone du bord sans que la plasticité commence plus tôt alors qu'au cœur, la partie plastique semble être atteinte entre la 13ème et la dernière itération.

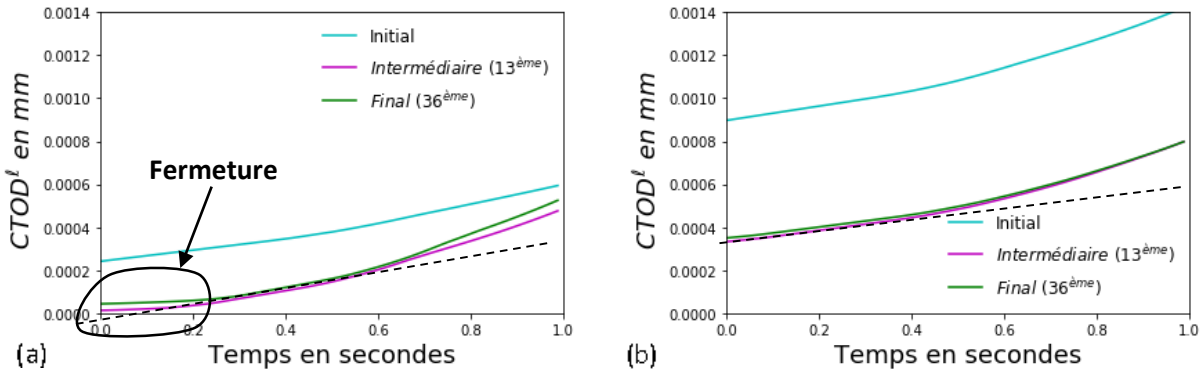


Figure 111 : Evolution de CTOD$^{\ell}$ pendant le chargement pour ΔK=12MPa√m; R=0,1 (a) au bord (b) au cœur

Contrairement aux cas sans fermeture, la largeur de la partie plastique diminue au cours de la propagation (Figure 112a et b). Sur la base de ce qui a été montré précédemment, on peut conclure qu'au cours de la propagation, la fermeture de fissure augmente. Par conséquent, la dimension dans l'épaisseur de la région plastique peut être utilisée comme une preuve de présence de fermeture le long de l'épaisseur de l'échantillon.

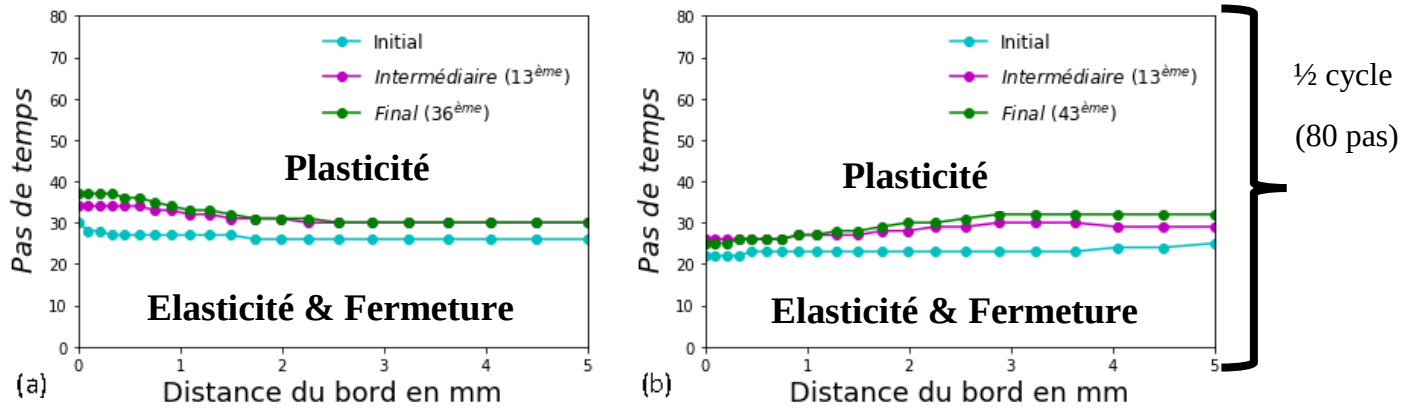


Figure 112: Valeur du pas de temps correspondant à une augmentation de la déformation plastique (début de plasticité), lors du 5ème et dernier cycle (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1

Afin de vérifier la capacité de cette méthode à évaluer la fermeture de fissure, le taux de fermeture de fissure est calculé et tracé pour la méthode du $CTOD_p$. Les résultats sont ensuite comparés à ceux calculés par la méthode des champs de contraintes. Le taux de fermeture dans ce cas est calculé en utilisant la relation entre l'ouverture et la charge maximale car aucun facteur d'intensité de contrainte n'est calculé. L'équation est la suivante :

$$U^{\ell} = 1 - \frac{1 - P_{op}^{\ell}/P_{max}^{\ell}}{1 - R} \tag{86}$$

La Figure 113 montre qu'il existe une différence notable entre les valeurs du taux de fermeture au voisinage de la surface libre selon la méthode utilisée. La raison est liée à la mesure faite sur une

courbe virtuelle équidistante du front réel, et qui ne correspondra en aucune façon à un front de fissure. L'introduction de cette courbe ne sert qu'à collecter les déplacements à une distance très proche du front de fissure et constante le long de l'épaisseur. En fait, l'utilisation d'une telle courbe dans ce cas, en utilisant la méthode $\Delta CTOD_p$, est incontournable.

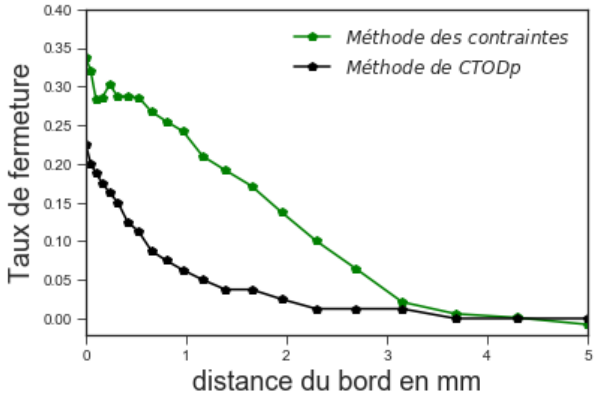


Figure 113: Taux de fermeture selon les différentes approches utilisées pour mesurer la force motrice ΔK=15MPa√m ; R=0,1

La raison derrière cela, qui rend ce cas différent de celui de la méthode du champ de contraintes, est que, dans cette dernière, le déplacement a été utilisé pour prédire les valeurs de la fermeture de fissure uniquement. Par contre, dans ce cas, la méthode de $CTOD_p$ englobe tous les constituants de force motrice qui comprend la fermeture de fissure ainsi que les déplacements élastiques et plastiques.

Pour être plus précis, avec la méthode des champs de contraintes, pour les premières itérations, il n'est pas nécessaire d'avoir une courbe équidistante pour mesurer la fermeture de fissure. En effet, dans ce cas, la quantité de fermeture de fissure n'est pas vraiment importante et elle est principalement concentrée dans la région du bord. Au fur et à mesure que la propagation se poursuit, l'écart entre les fronts de fissures successifs devient de plus en plus petit, ce qui signifie que le front de fissure précédent devient presque équidistant du front actuel pour les différentes positions dans l'épaisseur.

En revanche, avec la méthode $CTOD_p$, il est indispensable de mesurer les déplacements à la même distance du front de fissure depuis le début de la propagation. Cela a été montré sur la Figure 100, où les valeurs de déplacement dépendent considérablement de la distance au front de fissure. Par conséquent, l'utilisation du front de fissure précédent où les nœuds dans l'épaisseur ne sont pas à la même distance des nœuds du front donnera de faux résultats pouvant provoquer l'arrêt de la simulation.

Alors la question qui se pose est de comprendre pourquoi cette courbe équidistante n'est pas capable de bien capturer la fermeture des fissures? La raison repose sur le fait que cette courbe est artificielle, et qu'elle est ajoutée uniquement pour la mesure, sans participer à la propagation. En fait, l'accumulation de plasticité la plus importante a lieu lorsque la courbe (groupe de nœuds) devient le front de fissure réel par rapport aux autres courbes comme nous pouvons le voir sur la

Figure 114. Pour exemple, entre les secondes 90 et 100, le front dit ‘précèdent’ était le front de fissure réel avant relâchement, et pour cela on peut remarquer la grande accélération de plasticité accumulée sur ce front liée au développement d’une importante concentration de contraintes sur le fond de fissure où se trouve la singularité. Ceci ne s’applique pas sur la courbe artificielle car elle ne participe pas à la propagation : elle ne sera donc jamais considérée comme un front de fissure. L’accumulation de la plasticité sur cette courbe est juste le résultat de sa proximité avec le front réel et elle ne dépassera jamais celle cumulée sur le front précédent. Par conséquent, la plasticité cumulée responsable généralement du développement de la fermeture des fissures sera toujours inférieure à ce qu'elle vaut vraiment.

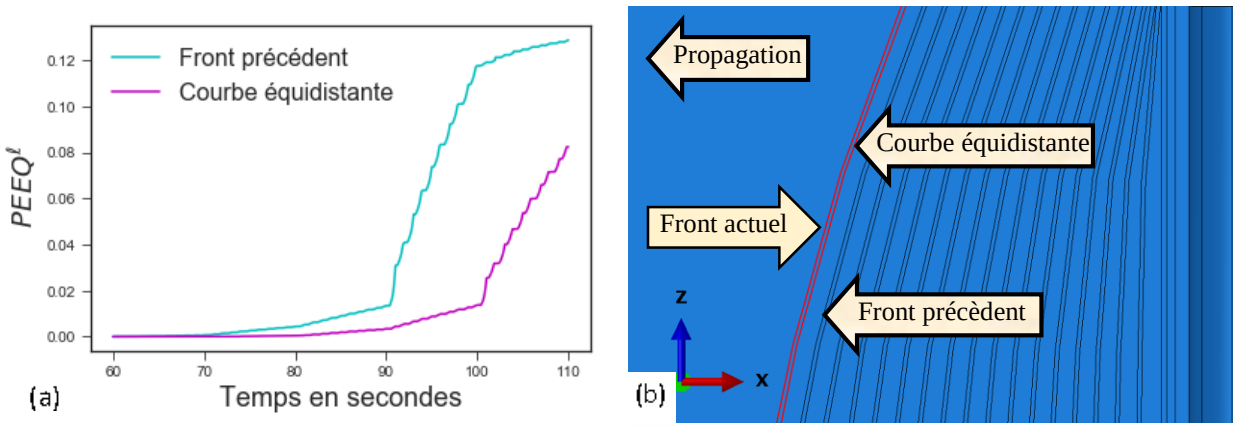


Figure 114: Comparaison entre l'évolution de la plasticité cumulée au bord sur le front précédent et la courbe équidistante du front de fissure actuel ΔK=15MPa√m; R=0,1

2.4.Comparaison numérique-expérimental

2.4.1. Plasticité confinée sans fermeture - ΔK=4MPa√m; R=0,7

Le front de fissure final, obtenu numériquement, présente un bon accord avec le front expérimental (Figure 115). Comme évoqué précédemment, de petits écarts peuvent apparaître dus au fait qu'à ce faible niveau de chargement, il existe une influence potentielle de l'environnement ainsi que de la microstructure. La différence entre la longueur de fissure au bord et celle au cœur est de 0,38 mm ce qui est très proche de celle expérimentale de 0,4 mm avec une erreur de 5%.

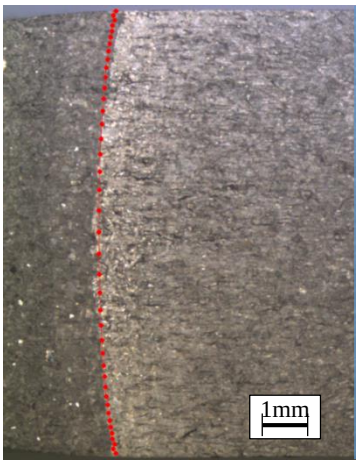


Figure 115: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=4MPa√m ; R=0,7

2.4.2.Plasticité confinée et non confinée avec fermeture ΔK=12 et 15MPa√m; R=0,1

Dans ces deux cas, les fronts numériques sont proches des fronts expérimentaux (Figure 116). Toutefois, pour ΔK = 12MPa√m, la différence des longueurs de fissure entre la surface libre et le centre est d'environ 1,05mm avec une différence de 14% par rapport à la valeur expérimentale de 1,21mm. Pour ΔK = 15MPa√m cet écart Δa_{b-c} est d'environ 1,05 mm avec une différence de 23% par rapport à la valeur expérimentale de 1,38mm. Ces erreurs sont sensiblement élevées et se manifestent dans une région limitée près de la surface libre. Cette divergence par rapport au front expérimental est plus prononcée à ΔK = 15MPa√m qu'à ΔK = 12MPa√m non seulement le long de la direction de propagation de la fissure mais également dans toute l'épaisseur.

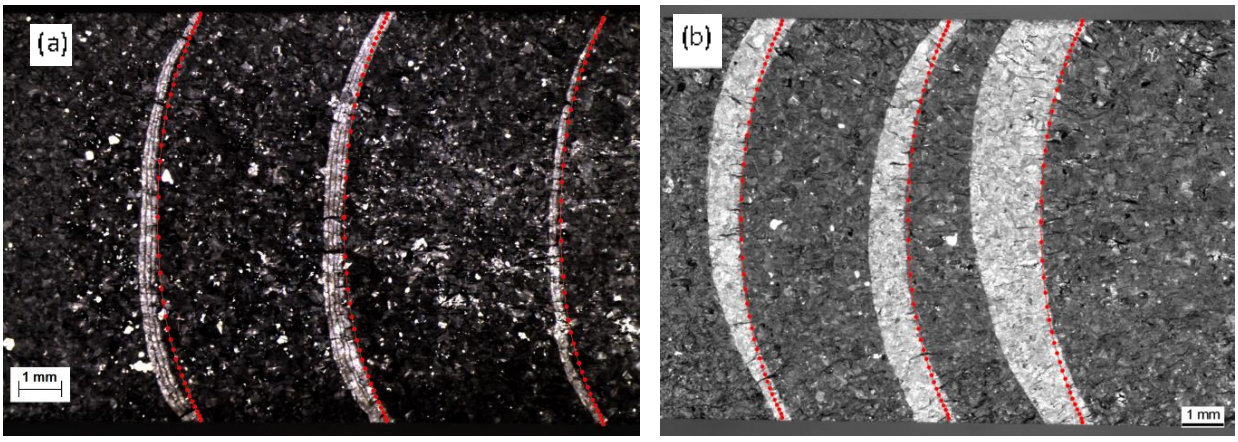


Figure 116: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour (a) ΔK=12MPa√m ; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m ; R=0,1

2.4.3.Plasticité généralisée sans fermeture - ΔK=12MPa√m; R=0,7

Dans un cas de plasticité généralisée, on constate que les fronts de fissures finaux sont très éloignés des trois fronts expérimentaux (Figure 117), avec une valeur $\Delta a_{b\text{-}c}$ d'environ 1,1 mm, largement supérieure à celle expérimentale de 0,68mm. L'erreur dans ce cas est d'environ 62%.

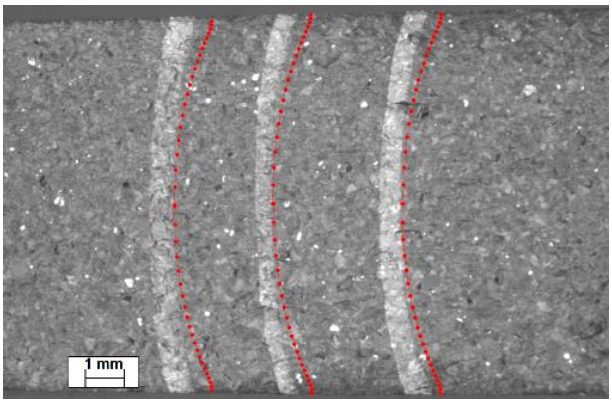


Figure 117: Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7

2.5.Discussion

Les résultats obtenus dans les paragraphes précédents montrent que l'ouverture plastique du fond de fissure est un paramètre qui peut être utilisé pour traiter la propagation de fissure. Ceci malgré la divergence dans certains cas qui doit être expliquée ci-dessous.

Tout d'abord, l'évolution de ce paramètre est très proche de l'évolution des autres paramètres étudiés comme le facteur d'intensité de contrainte. Au début, les valeurs sont faibles au bord et plus élevées dans le voisinage du cœur. Ces valeurs ont tendance à se stabiliser pour aboutir à une valeur constante du déplacement d'ouverture de fissure plastique sur toute l'épaisseur. Cela signifie, et c'est très important, que la quantité de déplacement plastique et donc de plasticité développée à chaque itération vise à se stabiliser le long de l'épaisseur.

Le Tableau 11 rassemble les valeurs de $\Delta a_{b\text{-}c}$ issues de la méthode du $CTOD_p$ et celles provenant des résultats expérimentaux dans différents cas de plasticité.

Tableau 11 : Comparaison entre les résultats numériques obtenus par la méthode de $CTOD_p$ et expérimentaux pour des conditions de chargement différentes en front libre

	$\Delta a_{b\text{-}c}$ numérique (mm)	$\Delta a_{b\text{-}c}$ expérimental (mm)	Erreur (%)
ΔK=4MPa√m R=0,7	0,38	0,4	5
ΔK=12MPa√m R=0,1	1,05	1,21±0,08	14
ΔK=15MPa√m R=0,1	1,05	1,38±0,1	23
ΔK=12MPa√m R=0,7	1,1	0,68±0,07	62

Pour le cas de plasticité confinée avec absence de fermeture, à ΔK = 4MPa√m; R = 0,7, les résultats numériques sont très proches de ceux expérimentaux. Cela signifie que ce paramètre est capable de décrire la propagation dans ce cas. Par contre, à ΔK = 12MPa√m; R = 0,1, cas également de plasticité confinée, les résultats sont un peu plus éloignés, avec une erreur de 14% par rapport aux résultats expérimentaux. Le problème dans ce cas est lié, comme il a été expliqué précédemment (voir Figure 113), aux mesures faites sur la courbe artificielle équidistante, qui sont considérablement plus faibles que celles obtenues par la méthode des champs de contraintes.

L'autre facteur qui affecte les résultats de fermeture de fissure repose sur l'utilisation des éléments d'intégration complète incompatibles C3D8I en raison du grand nombre de cas avec effet de 'Hourglass' parfois et verrouillage de certains autres. Le problème dans les éléments d'intégration complète est que les contraintes sont réparties sur les huit points d'intégration de l'élément contrairement aux éléments à un point d'intégration dans le schéma d'intégration réduite. L'avantage d'utiliser les éléments d'intégration réduite dans ce cas est que, bien qu'ils soient moins précis dans la capture des contraintes, ils offrent une grande similitude entre la plasticité sur le front de fissure et celle de la courbe artificielle utilisée pour la mesure de la fermeture de fissure qui donne des résultats plus précis. En revanche, l'utilisation de ces éléments ici a conduit à de fortes fluctuations au voisinage de la surface libre provoquées par l'effet 'Hourglass' même après raffinement de l'élément.

Pour le chargement à ΔK = 15MPa√m; R = 0, 1, correspondant à un cas de plasticité non confinée, il est plus délicat d'utiliser cette méthode. La sous-estimation de la fermeture de fissure s'explique par les mêmes raisons évoquées pour ΔK = 12MPa√m; R = 0,1. Cependant, dans ce cas, l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux est beaucoup plus prononcé avec une erreur maximale de 23%. Aussi, il n'est pas clair d'attribuer l'origine de l'erreur à la sous-estimation de la fermeture de fissure ou à l'excès de plasticité.

Enfin, pour le cas de plasticité généralisée, ΔK = 12MPa√m; R = 0,7, les résultats numériques sont très éloignés des résultats expérimentaux avec une erreur maximale de 62%. Une possible explication outre la plasticité importante, est liée à la déformation dans le sens de l'épaisseur correspondant à la striction qui augmente avec la charge. Si l'on compare les différents cas de chargement, Figure 118, on peut remarquer que pour ΔK = 12 MPa√m; R = 0,7, les déplacements finaux sont environ 10 fois plus élevés que dans les autres cas et pourraient expliquer les résultats obtenus.

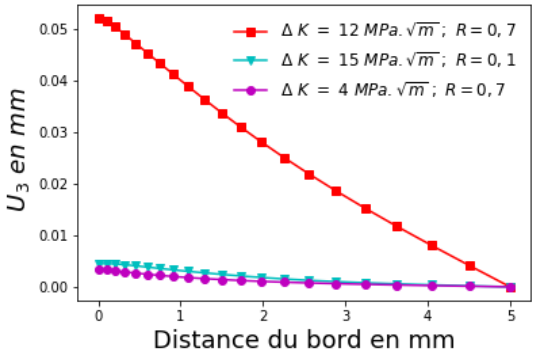


Figure 118: Déplacement résiduel dans le sens de l'épaisseur à la fin de l'itération finale dans différentes conditions de chargement

Bien entendu, la plasticité importante ou l'accumulation d'une forte déformation plastique sur le front de fissure avant le début de l'itération qui n'est pas directement incluse dans le calcul du CTOD plastique peut aussi être une raison de cette différence. L'influence de la plasticité peut être clairement illustrée dans la Figure 119 suivante qui montre l'accumulation de plasticité dans les différentes conditions de chargement. Le comportement de la plasticité cumulée perpendiculaire au plan de fissure $\Delta\varepsilon_{p22}$ est totalement différent entre le cas de la plasticité confinée tracé sur la Figure 119a et celui de la plasticité généralisée tracé sur la Figure 119b. Dans le premier, on constate que l'accumulation de plasticité sur le front réel, avant le début de la dernière itération, est très faible devant les 12% d'augmentation au début de la dernière itération. De plus, dans ce cas, on peut remarquer que cette accumulation préalable est quasiment la même entre le bord et le cœur. En revanche, dans le cas de la plasticité généralisée, on peut voir que la quantité de plasticité accumulée augmente d'environ 30% avant le début de l'itération finale et présente une différence considérable entre les valeurs au bord et cœur. L'existence de cette plasticité cumulée dans la région du cœur diminue normalement la vitesse de propagation de la fissure dans cette zone. Cela signifie que, lorsqu'elle n'est pas prise en considération, comme dans ce cas, la propagation sera plus rapide au cœur ce qui peut être une explication sur la grande différence entre le bord et le cœur pour la plasticité généralisée.

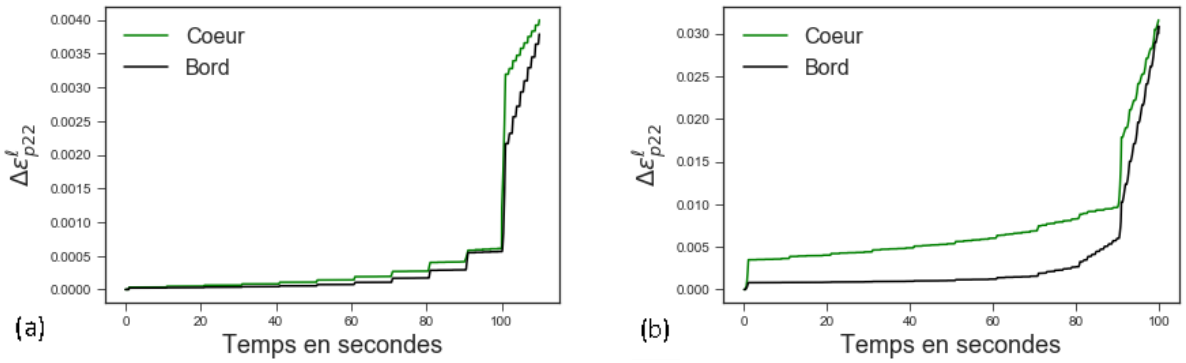


Figure 119: Evolution du $\Delta\varepsilon_{p22}$ lors de la propagation à da=0,93mm pour (a) ΔK=4MPa $\sqrt{m}$, R=0,7 (b) ΔK=12MPa $\sqrt{m}$, R=0,7

Ces deux possibilités introduisent la suite de l'étude sur l'utilisation d'autres paramètres pour vérifier la validité de nos hypothèses.

3.Facteur d'intensité de déformation

3.1.Détermination du facteur d'intensité de déformation

Le facteur d'intensité de déformation ΔK_ε utilisé dans la littérature a été décrit dans le paragraphe 1.4.2 du CHAPITRE I. Les auteurs, comme pour le CTOD, ont retranché la contribution de l'élasticité dans la propagation de fissure. Ici, le but est de considérer la contribution de la plasticité

non seulement celle générée entre deux itérations successives, mais également celle cumulée pendant tout le processus de propagation.

Ainsi, dans un premier temps, la déformation plastique cumulée dans la direction perpendiculaire au front de fissure $\Delta\varepsilon_{p22}$ est utilisée. Ce paramètre est considéré comme la somme de toutes les déformations plastiques développées pendant tous les cycles. Il est utilisé en similitude avec ce que propose Boettner [56] qui a développé cette forme basée sur l'hypothèse de Manson-Coffin. La deuxième notion mise en œuvre concerne l'amplitude de la déformation plastique cumulée PEEQ définie précédemment au paragraphe 3.2.2 du CHAPITRE III. Ce paramètre est très comparable à $\Delta\varepsilon_{p22,}$ mais ici, la déformation plastique considérée est celle dans toutes les directions et pas uniquement celle perpendiculaire au plan de propagation de fissure. La raison de l'utilisation de cette notion est, d'un côté, d'inclure l'accumulation de la déformation plastique responsable de la propagation des fissures, et, de l'autre côté, de prendre en compte la réduction d'épaisseur correspondant à la striction. Cette dernière intervient lorsque les charges augmentent de façon importante, ce qui accroît à son tour la déformation plastique dans le sens de l'épaisseur comme on a pu le voir dans la Figure 118.

3.1.1.Détermination de la déformation plastique locale cumulée perpendiculaire du plan de propagation $\Delta\varepsilon_{p22}$

La déformation plastique locale cumulée perpendiculaire au plan de propagation des fissures $\Delta\varepsilon_{p22}$ est calculée à partir des déformations plastiques issues d'ABAQUS à la fin du processus de résolution. ε_{p22} est enregistrée tout au long de la propagation pour tous les nœuds du front de fissure. La différence absolue, tracée sur la Figure 120a, entre les valeurs de ε_{p22} entre deux pas de temps consécutifs est calculée. Ensuite, ces différences constituent la déformation plastique locale cumulée à chacun des nœuds du front de fissure décrite dans l'équation suivante.

$$\Delta\varepsilon^{\ell}_{p22,n} = \sum_{i=0}^{n-1} abs(\varepsilon^{\ell}_{p22,i+1} - \varepsilon^{\ell}_{p22,i}) \tag{87}$$

Où n est le nombre de pas de temps totaux le long de la propagation.

Dans l'évolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$, deux comportements différents peuvent être remarqués entre les phases de chargement et de déchargement. Lors du chargement, les valeurs de $\Delta\varepsilon_{p22}$ sont constantes au début, comme le montre la Figure 120b, et égales à la déformation plastique cumulée lors des itérations précédentes. Cela signifie que pendant ce temps, aucune plasticité ne se développe, mais cela ne signifie pas non plus qu'il s'agit d'une région élastique. En effet, cette zone constitue la partie élastique en plus de la partie de fermeture de fissure, ce qui est ici un inconvénient, car il n'est pas possible de différencier ces deux parties et donc de prédire la valeur de la fermeture. Par contre, lors du déchargement, la fermeture de fissure réapparaît car, dans ce cas, la partie plastique se sépare entre la partie de fermeture et la partie élastique. Cela se traduit au cours de l'évolution

de $\Delta\varepsilon_{p22}$ dans la dernière étape de déchargement, sur la Figure 120b, où la pente de la déformation accumulée en fin de déchargement diminue. Cet effet n'est pas visible au cœur en accord avec l'absence de fermeture.

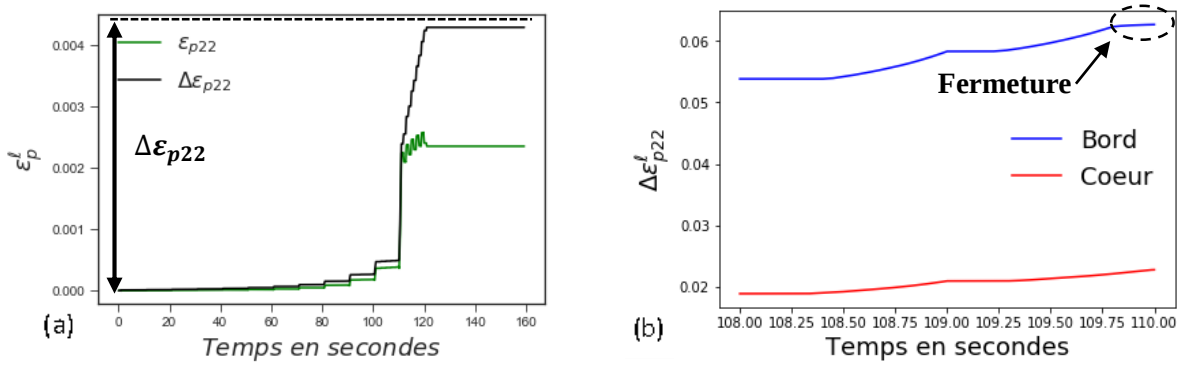


Figure 120 : (a) évolution de ε_{p22} et $\Delta\varepsilon_{p22}$ local au bord du front de fissure final lors de la propagation pour ΔK=4MPa√m, R=0,7 (b) différence entre la quantité de fermeture de fissure au bord et au centre lors de l'évolution du $\Delta\varepsilon_p$ pour ΔK=15MPa√m, R=0,1 et da=0,5mm.

3.1.2. Détermination de l'amplitude de la déformation plastique accumulée PEEQ

Le PEEQ est un paramètre calculé automatiquement par ABAQUS et peut être extrait directement des sorties de champ. Ce paramètre intègre toutes les composantes du tenseur de déformations plastiques accumulées lors de la propagation. La valeur maximale du PEEQ obtenue en chaque nœud du front de fissure tout au long de la propagation est celle retenue, c'est-à-dire à la fin de l'étape finale avant relâchement comme le montre la Figure 121a. En ce qui concerne la fermeture de fissure, on peut remarquer ici exactement le même comportement que celui de $\Delta\varepsilon_{p22}$: une diminution de la vitesse d'accroissement de la déformation plastique avec l'existence de la fermeture de fissure qui se manifeste uniquement dans la partie déchargement.

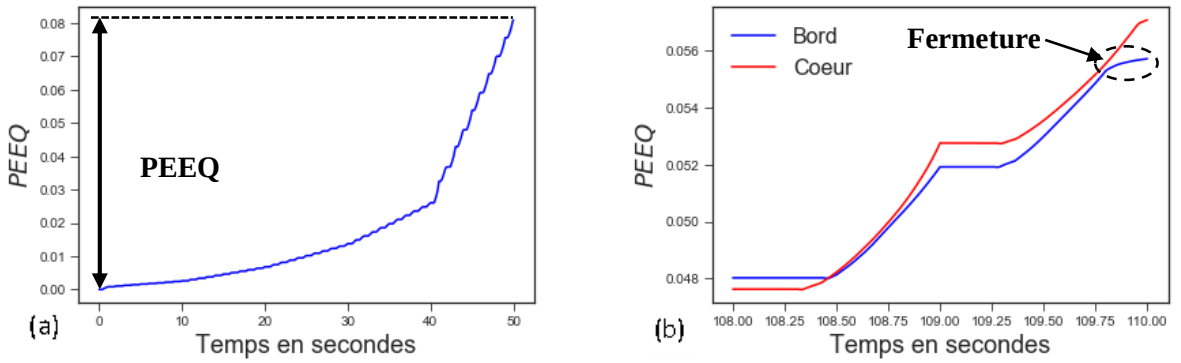


Figure 121 : A ΔK=15MPa√m, R=0,1 (a) évolution du PEEQ au cœur du front de fissure final lors de la propagation (b) différence entre la quantité de fermeture de fissure au bord et au centre lors de l'évolution du PEEQ à da=0,86mm

3.2.Loi de propagation

La loi de propagation utilisée pour le facteur d'intensité de déformation est celle présentée par Boettner [56] pour le cuivre. Sachant que la variation du coefficient plastique Manson-Coffin est limitée entre 0,5 et 0,6 pour les métaux, cette loi peut être étendue ici pour le 304L. Dans l'équation suivante, Boettner [56] met en relation la vitesse de propagation de la fissure avec le facteur d'intensité de déformation calculé à partir de la déformation plastique globale appliquée sur les goupilles de son éprouvette. Dans notre cas, la déformation locale au front de fissure est utilisée à la place de la déformation globale appliquée :

$$\frac{da}{dN} = C \times \Delta K\varepsilon^{m} \tag{88}$$

L'avancement d'un nœud i est alors donné par :

$$\Delta a_i = \left(\frac{\Delta K\varepsilon_i^{\ell}}{\Delta K\varepsilon_{max}^{\ell}}\right)^{m} \Delta a_{max} \tag{89}$$

Avec :
Δa_i : Avancement d'un nœud i,
Δa_{max} : Avancement maximal le long de l'épaisseur imposé, fixé ici à une valeur de 0,1mm. La valeur maximale de propagation a été choisie égale à la taille minimale de l'élément dans la direction de propagation.
$\Delta K\varepsilon_i^{\ell}$: Amplitude de facteur d'intensité de déformation du nœud i,
$\Delta K\varepsilon_{max}^{\ell}$: Valeur maximale sur tous les nœuds le long du front de fissure de l'amplitude du facteur d'intensité de déformation
m: caractéristique matériau égale à 2

Dans cette étude, deux propositions sont mises en œuvre pour le calcul du facteur d'intensité de déformation. La première est celle similaire à ce qui a été proposé par Boettner en s'appuyant sur l'amplitude locale de la déformation totale ou le calcul de $\Delta K\varepsilon^{\ell}$ suit qui a également été présenté précédemment :

$$\Delta K_{\varepsilon} = F(a) * \Delta\varepsilon_{p22} * \sqrt{\pi a} \tag{90}$$

L'autre repose sur le PEEQ qui est considéré, par certains auteurs, également comme une force motrice de la propagation des fissures. ΔK_{ε} s'exprime alors comme suit :

$$\Delta K_{\varepsilon} = F(a) * PEEQ * \sqrt{\pi a} \quad (91)$$

La déformation plastique locale cumulée perpendiculaire au plan de propagation des fissures $\Delta\varepsilon_{p22}$ est calculée à partir des déformations plastiques issues d'ABAQUS à la fin du processus de résolution. Pour tous les nœuds du front de fissure, ε_{p22} est collecté tout au long de la propagation. La différence absolue, tracée sur la Figure 120a, entre les valeurs de ε_{p22} entre des pas de temps consécutifs est calculée. Ensuite, ces différences constituent la déformation plastique cumulée en chacun des nœuds du front de fissure décrite dans l'équation précédente.

3.3.Déformation plastique locale cumulée perpendiculaire au plan de propagation $\Delta\varepsilon_{p22}$

3.3.1.Résultats numériques

❖Sans Fermeture

L'évolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$ ressemble dans une large mesure à celle du CTOD plastique. Ceci est normal car les deux paramètres sont liés au déplacement plastique. Les valeurs proches du bord sont, au début, plus petites que celles du cœur. Pour $\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$, R = 0,7, elles augmentent peu à peu au bord et diminuent au cœur pour se stabiliser à une valeur unique sur toute l'épaisseur (Figure 122 a). Dans ce cas, les valeurs proches du bord sont un peu perturbées, c'est pourquoi elles ont été lissées à l'aide de fonction de Savitzky Golay. Cependant, pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$, R = 0,7 (Figure 122 b), l'évolution est un peu différente avec les valeurs au bord qui diminuent avec celles pour finalement se stabiliser.

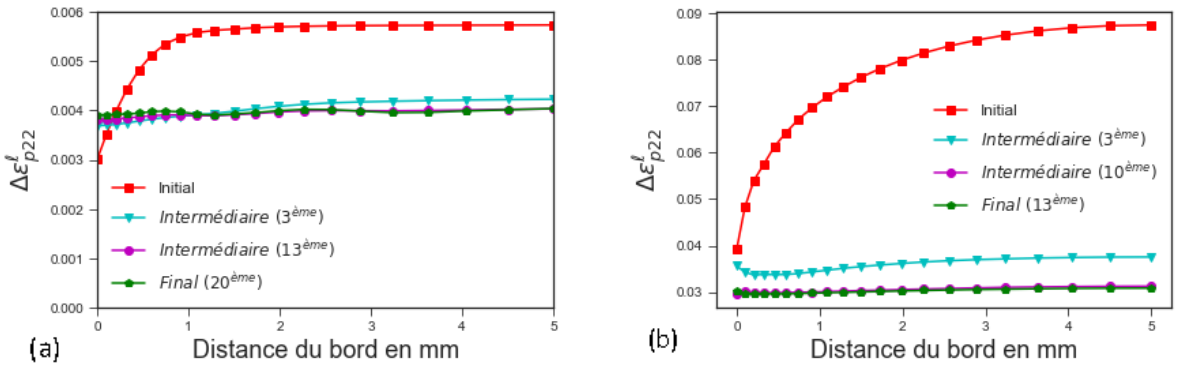


Figure 122:Evolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$ local pour (a) $\Delta K=4MPa\sqrt{m}$; R=0,7 (b) $\Delta K=12MPa\sqrt{m}$; R=0,7

La fermeture de fissure dans ce cas est absente comme prévu, ce qui est confirmée par l'évolution de la déformation plastique cumulée qui ne montre aucune déviation dans la zone plastique à l'extrémité de la partie déchargée comme illustré sur la Figure 123.

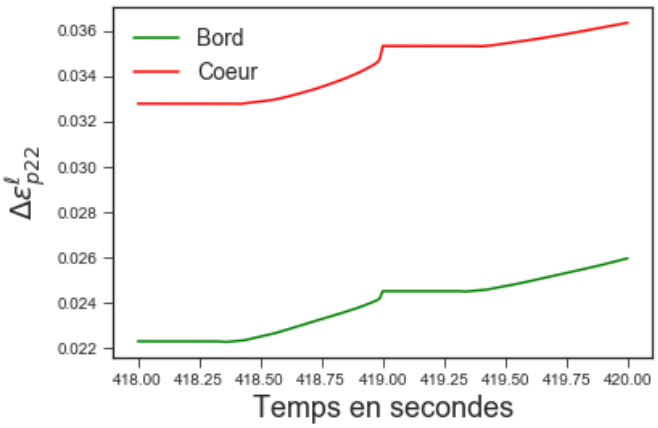


Figure 123: Evolution de $\Delta\varepsilon_{p22}$ au cours du dernier cycle de l'itération finale au bord et au cœur, da=1,4mm (ΔK=12MPa$\sqrt{m}$, R=0,7)

3.3.2.Comparaison numérique-expérimental

❖Plasticité confinée sans fermeture - ΔK=4MPa$\sqrt{m}$; R=0,7

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux montre une très bonne correspondance avec une valeur numérique $\Delta a_{b\text{-}c}$ de 0,35mm soit environ 12% d'écart avec la valeur expérimentale de 0,4mm.

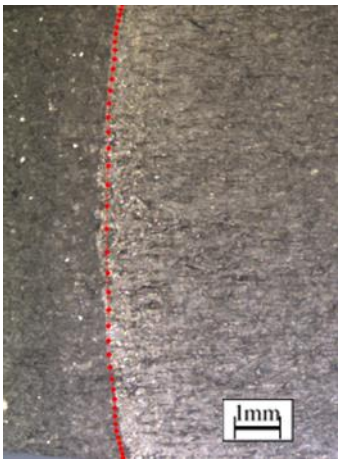


Figure 124: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode de $\Delta\varepsilon_{p22}$ et les résultats expérimentaux pour ΔK=4MPa$\sqrt{m}$; R=0,7

❖Plasticité généralisée sans fermeture - ΔK=12MPa$\sqrt{m}$; R=0,7

Dans ce cas, les résultats obtenus numériquement sont très éloignés des résultats expérimentaux (Figure 125). La différence obtenue entre la longueur de la fissure au bord et au centre est très faible, d'environ 0,2 mm contre 0,68 mm expérimentalement.

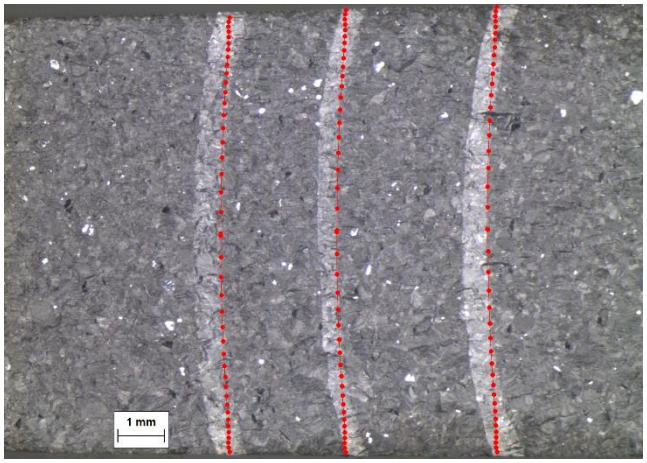


Figure 125: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode de Δεp22 et les résultats expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7

3.4.Amplitude de déformation plastique cumulée PEEQ

3.4.1.Résultats numériques

❖Sans Fermeture - *ΔK=4MPa√m et ΔK=12MPa√m; R=0,7*

L'évolution du PPEQ donnée dans la Figure 126 est analogue à celle pour $\Delta\varepsilon_{p22}$. Les valeurs au bord et au cœur ont tendance à se stabiliser après un certain nombre d'itérations. Les valeurs à la première itération sont également beaucoup plus grandes que celles des autres itérations. De plus, aucune fermeture de fissure n'est observée ici, ce qui est également très proche du comportement obtenu avec $\Delta\varepsilon_{p22}$ (Figure 123).

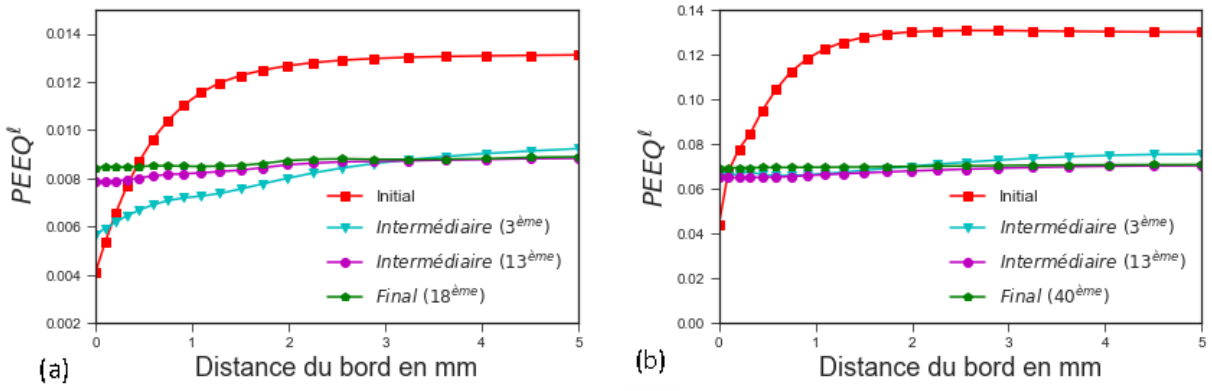


Figure 126: Evolution du PEEQ local pour (a) ΔK=4MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,7

❖Avec Fermeture - *ΔK=12MPa√m et ΔK=15MPa√m; R=0,1*

L'évolution de la déformation plastique cumulée dans les cas où la fermeture de fissure est notable, que ce soit en utilisant le PEEQ ou $\Delta\varepsilon_{p22}$, ne semble pas satisfaisante. Pour la première itération, la déformation cumulée au cœur est élevée et diminue au voisinage du bord. Ce comportement est cohérent avec ce qui a été vu précédemment. Au fur et à mesure de la propagation, la fermeture de fissure se développe au bord. Ceci se traduit par des fluctuations au bord qui contrairement aux autres approches ne se stabilisent pas comme on peut le voir sur les Figure 127 a et b.

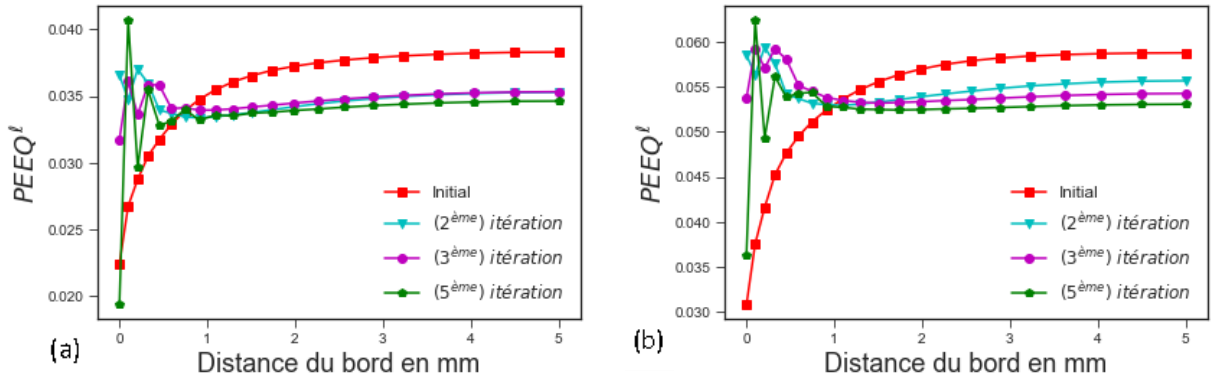


Figure 127: Evolution du PEEQ local pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m; R=0,1

Ceci peut également être confirmé par l'évolution de la différence de longueur de fissure entre le bord et le cœur. Contrairement à ce qui a été montré Figure 128a sans fermeture où $\Delta a_{b\text{-}c}$ tend à se stabiliser, les valeurs de $\Delta a_{b\text{-}c}$ fluctuent dans toutes les sens comme le montrent les Figure 128 b et c. Après 6 itérations, les valeurs sont même très éloignées des valeurs d'une évolution normale ainsi que des valeurs sans fermeture qui devraient normalement être bien inférieures.

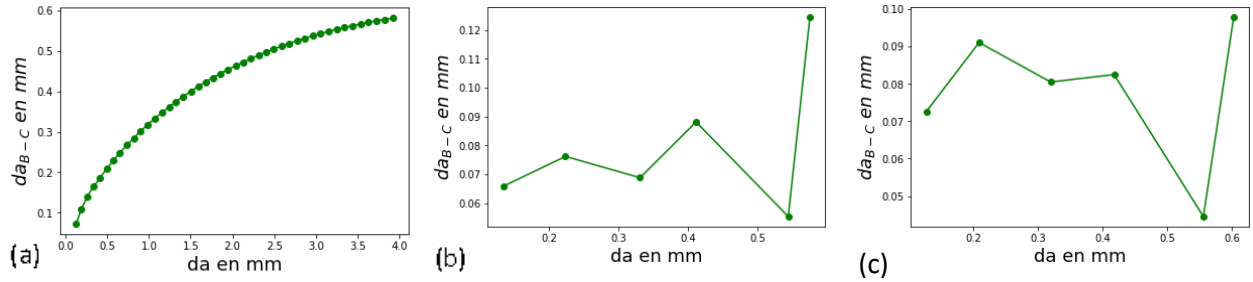


Figure 128: Evolution de la différence entre la longueur de fissure au bord et au cœur $da_{b\text{-}c}$ pour (a) ΔK=12MPa√m; R=0,7 (b) ΔK=12MPa√m; R=0,1 (c) ΔK=15MPa√m; R=0,1

Il ressort que cette méthode n'est pas capable de détecter correctement la fermeture de fissure. La seule partie qui peut être détectée comme on peut le voir sur la Figure 121 est l'influence de la fermeture de la fissure lors du déchargement. Comme il a été expliqué précédemment, la fermeture

de fissure lors du chargement se développe dans la région où il n'y a pas de changement de plasticité juste avant le début de la partie élastique du chargement. En d'autres termes, la fermeture si elle est présente est comprise dans la partie élastique du chargement et donc sa détection n'est pas possible.

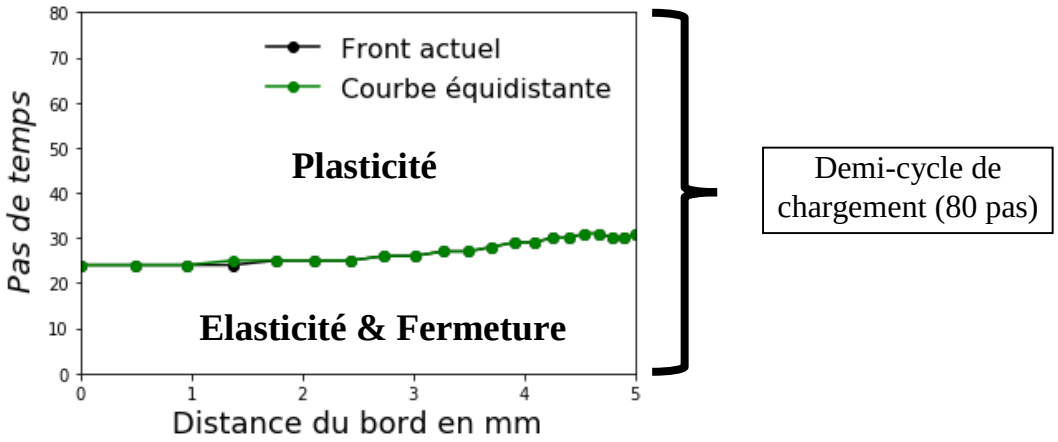


Figure 129: différence de largeur de la zone plastique mesurée sur le front actuel ou sur la courbe équidistante vue à travers le pas de temps où la plasticité commence pour ΔK=15MPa√m; R=0,1

Dans ce qui était présenté avec le CTOD plastique, la présence ou non de fermeture influence la largeur de la région plastique. Rappelons que les mesures ont été faites sur une courbe équidistante du front de fissure contrairement au cas présent où les mesures se font directement sur le front de fissure. Une comparaison entre les valeurs du PEEQ sur les deux courbes (Figure 129) montre que la largeur de la région plastique est identique dans les deux cas, ce qui signifie que la plasticité commence dans les deux courbes en même temps. Cependant, malgré cela, cette méthode n'est pas satisfaisante pour permettre la détermination de la fermeture de la fissure et des affinements supplémentaires doivent être apportés pour extraire la fermeture dans la partie élastique du chargement.

3.4.2.Comparaison numérique-expérimental

❖Plasticité généralisée sans fermeture - ΔK=12MPa√m; R=0,7

Dans ce cas, les trois fronts numériques s'avèrent très proches des fronts expérimentaux sur toute l'épaisseur comme le montre la Figure 130. La différence bord cœur d'environ 0,6 mm, présente un écart d'environ 11% avec la valeur expérimentale.

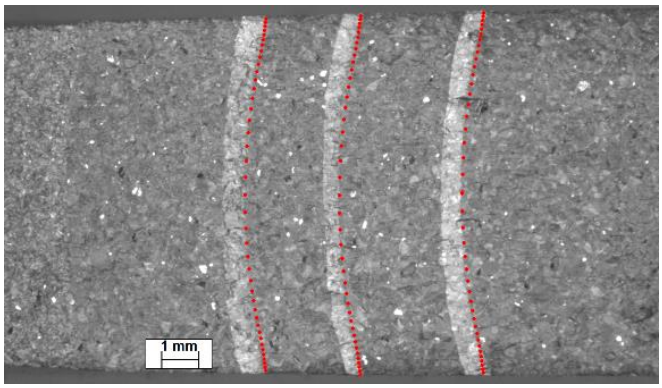


Figure 130: Comparaison entre les résultats numériques en utilisant la méthode du facteur d'intensité de déformation et les résultats expérimentaux pour ΔK=12MPa√m ; R=0,7

❖Plasticité confinée et non confinée avec fermeture - ΔK=12 et 15MPa√m; R=0,1

Les résultats incomplets des cas suivants en présence de fermeture de fissure sont illustrés sur les Figure 131 a et b. Ils ne sont pas comparés aux résultats expérimentaux car ils ne représentent pas les résultats finaux. Cependant, quelques remarques peuvent être formulées sur la base des premières itérations. En effet, au voisinage de la surface libre, après quelques itérations, les avancées de fissure semblent plus importantes que celles au cœur. Cela ne correspond pas au comportement attendu, compte tenu de la présence de fermeture sur les bords.

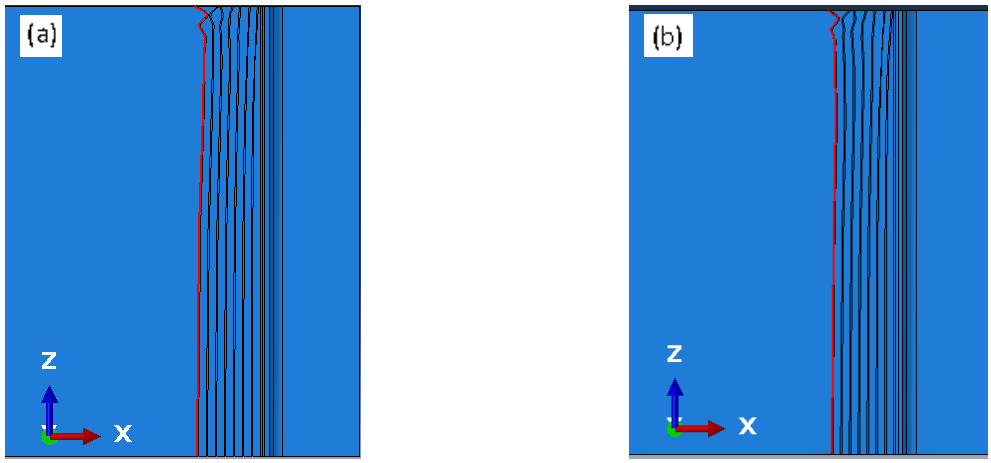


Figure 131: Evolution de la forme du front de fissure en présence de fermeture pour (a) ΔK=12MPa√m ; R=0,1 (b) ΔK=15MPa√m ; R=0,1

3.5.Discussion

Les résultats présentés ci-dessus montrent que comme avec l'approche du $CTOD_p$, les deux types de déformation plastique cumulée peuvent être utilisés comme force motrice pour la propagation

de la fissure dans certains cas. Ce paramètre s'avère pertinent avec ce qui a été vu auparavant dans les cas sans fermeture de fissure.

Dans les cas avec fermeture de fissure, que ce soit avec le PEEQ ou $\Delta\varepsilon_{p22}$, la présence de fermeture provoque une oscillation dans les courbes, qui s'explique par le fait qu'on ne peut pas extraire la composante de la fermeture car elle est incluse dans la partie élastique du chargement, ceci bien que la largeur de la zone plastique pendant le chargement soit affectée par le développement de la fermeture de fissure. Afin de résoudre ce problème, des paramètres correctifs doivent être ajoutés afin de rendre compte de la fermeture; cependant, ceux-ci n'ont pas été considérés au cours de cette étude et cela s'inscrira dans les perspectives.

Dans les cas sans fermeture, en utilisant le facteur d'intensité de déformation basé sur $\Delta\varepsilon_{p22}$, les résultats ont montré une très bonne correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux pour $\Delta K = 4MPa\sqrt{m}$; $R = 0,7$, un cas de plasticité confinée. Rappelons aussi que les résultats étaient satisfaisants avec l'utilisation du CTOD plastique. L'explication évoquée dans la Figure 119a, repose sur le fait que l'accumulation de la déformation plastique est très faible et quasi constante le long de l'épaisseur avant le début de la dernière itération ce qui ressemble au cas du $CTOD_p$ où la plasticité considérée est celle de l'itération finale.

Par contre, pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$; $R = 0,7$, cas de plasticité généralisée sans fermeture, les valeurs numériques de $\Delta a_{b\text{-}c}$ se sont avérées bien plus faibles que celles expérimentales, contrairement à ce qui a été obtenu avec le $CTOD_p$. Si l'on reprend la Figure 119b, on note que la plasticité cumulée avant l'itération finale au cœur, est beaucoup plus importante qu'au bord et correspond à un pourcentage plus élevé de la plasticité totale cumulée. Ceci est différent des résultats du $CTOD_p$ où seule la plasticité de l'itération finale est prise en compte.

Malgré cela, le problème est toujours le même, ce qui signifie que les résultats numériques et expérimentaux sont encore éloignés. Alors quel est le problème? En fait, la comparaison qui a été faite entre la quantité de déplacement permanent et donc la déformation plastique selon la direction de l'épaisseur peut expliquer le problème. Cette comparaison, présentée en Figure 118, montre que le déplacement permanent est au moins 10 fois plus important pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$; $R = 0,7$ que pour les autres conditions de chargement avec une valeur d'environ 0,06 mm au bord qui peut également augmenter un peu plus au cours de la propagation. Pour cette raison, il était important de prendre en compte la déformation plastique dans le sens de l'épaisseur pour représenter l'influence d'un tel comportement. C'est surtout que les déplacements les plus élevés se retrouvent au voisinage du bord, là où l'écart est le plus important. Par conséquent, le PEEQ a été mis en œuvre dans ce cas. Les résultats sont prometteurs et coïncident dans une large mesure avec les résultats expérimentaux, ce qui valide à posteriori l'hypothèse avancée sur l'origine du problème.

Si l'on reprend le schéma de la Figure 118, on voit clairement que la déformation plastique dans la direction de l'épaisseur est importante pour $\Delta K = 12MPa\sqrt{m}$; $R = 0,7$ et peut atteindre des valeurs 10 fois plus importantes que dans les autres conditions de chargement avec un déplacement au bord qui aurait été même plus élevé que la valeur obtenue de 0,06mm. Ces remarques confirment le fait qu'il faut considérer la déformation dans toutes les directions, d'autant plus que les déplacements les plus importants sont situés au bord, là où la fermeture intervient. C'est pourquoi l'utilisation du

PEEQ est pertinente et conduit à un meilleur accord entre les résultats numériques et expérimentaux.

4.Récapitulatif et conclusion

Le tableau suivant résume l'ensemble des méthodes utilisées lors de ces travaux en plus des résultats obtenus en plus des limitations observées:

Tableau 12 : Récapitulatif de toutes les méthodes traitées dans cette étude présentant les résultats obtenus et les limites

Méthode des contraintes

Plasticité confinée sans fermeture $\Delta K=4MPa\sqrt{m}$; R = 0,7	Les fronts numériques coïncident avec les fronts expérimentaux. La méthode du champ de contrainte semble appropriée ici.
Plasticité confinée avec fermeture $\Delta K=12MPa\sqrt{m}$; R = 0,1	
Plasticité non confinée avec fermeture $\Delta K=15MPa\sqrt{m}$; R = 0,1	Les fronts numériques divergent des fronts expérimentaux en raison de la présence d'une plasticité importante en désaccord avec l'utilisation de la MELR. La méthode des champs de contraintes ne convient pas dans ces cas.
Plasticité non confinée avec fermeture $\Delta K=18MPa\sqrt{m}$; R = 0,1	
Plasticité généralisée sans fermeture $\Delta K=12MPa\sqrt{m}$; R = 0,7	

Méthode du $CTOD_p$

Plasticité confinée sans fermeture $\Delta K=4MPa\sqrt{m}$; R = 0,7	Les fronts numériques coïncident avec les fronts expérimentaux. La méthode du $CTOD_p$ est appropriée ici.
Plasticité confinée avec fermeture $\Delta K=12MPa\sqrt{m}$; R = 0,1	Les fronts numériques divergent des fronts expérimentaux en raison de la sous-estimation de la fermeture. La méthode du $CTOD_p$ à ce stade d'investigation n'est pas probante et ne conduit pas à des résultats satisfaisants.
Plasticité non confinée avec fermeture $\Delta K=15MPa\sqrt{m}$; R = 0,1	Les fronts numériques divergent des fronts expérimentaux en raison de la sous-estimation de la fermeture. Difficile d'imputer cette divergence à la forte plasticité. Nécessité d'améliorer la méthode du $CTOD_p$.

Plasticité non confinée avec fermeture ΔK=18MPa√m; R = 0,1	**Cas non étudié**
Plasticité généralisée sans fermeture ΔK=12MPa√m; R = 0,7	Les fronts numériques divergent des fronts expérimentaux en raison à la fois d'une plasticité cumulée importante avant la dernière itération et de la striction. La méthode du $CTOD_p$ ne pourra pas être utilisée dans ce cas.

Méthode du ΔK_ε (déformation plastique cumulée)

Plasticité confinée sans fermeture ΔK=4MPa√m; R = 0,7	Les fronts numériques coïncident avec les fronts expérimentaux. La méthode du ΔK_ε est appropriée pour être utilisée dans ce cas.
Plasticité confinée avec fermeture ΔK=12MPa√m; R = 0,1	L'évolution du ΔK_ε ne permet pas d'obtenir des résultats stabilisés. Les fronts numériques sont éloignés des fronts expérimentaux en raison de la présence de la fermeture. La méthode de ΔK_ε basée sur la déformation plastique ne convient pas pour les cas qui développent la fermeture.
Plasticité non confinée avec fermeture ΔK=15MPa√m; R = 0,1	
Plasticité non confinée avec fermeture ΔK=18MPa√m; R = 0,1	
Plasticité généralisée sans fermeture ΔK=12MPa√m; R = 0,7	En utilisant le $\Delta K\varepsilon$ basé sur la déformation plastique perpendiculaire au plan de propagation, les résultats numériques sont éloignés de ceux expérimentaux dus à la striction. Nécessité d'inclure les différentes déformations plastiques développées sur le front de fissure, la PEEQ pour obtenir un bon accord avec les fronts expérimentaux.

Les résultats obtenus dans le CHAPITRE III utilisant la mécanique de la rupture élastique linéaire ont montré les limites des méthodes utilisées dans les cas de plasticité généralisée. Dans ce chapitre, deux paramètres plastiques ont été étudiés.

Le premier paramètre étudié est le déplacement d'ouverture du fond de fissure plastique qui est celui récemment utilisé par Antunes [50], [52], [53] qui a développé une loi locale de propagation spécifique à différents matériaux dont le 304L utilisé pour cette étude. Le comportement de ce paramètre montre une bonne évolution avec une tendance à la stabilisation tout au long de l'épaisseur. Les résultats obtenus semblent prometteurs même s'ils ne sont pas totalement en accord avec les résultats expérimentaux. Ils montrent une bonne adéquation pour représenter les problèmes de plasticité confinée en l'absence de fermeture de fissure. Cependant, la méthodologie utilisée doit être optimisée pour mieux traiter l'influence de la fermeture de fissure qui a été observée avec les deux cas de fermeture de fissure en plasticité confinée et non confinée. Cette méthode ne semble pas toutefois être en mesure de résoudre les problèmes de plasticité généralisée, à cause de la forte accumulation de plasticité sur le front de fissure avant le dernier relâchement.

Par conséquent, une alternative possible a été de considérer le facteur d'intensité de déformation. Afin de conserver la même approche, seule la partie plastique de la déformation est considérée et plus précisément de la déformation plastique cumulée. Dans un premier temps, seules les déformations perpendiculaires au plan de la fissure ont été considérées. Les résultats sont prometteurs dans le cadre de la plasticité confinée. Cependant, ils semblent très éloignés dans les cas de plasticité généralisée où une importante striction est présente dans le sens de l'épaisseur. Par conséquent, une autre approche a été utilisée, basée sur le PEEQ, prenant en compte toutes les déformations plastiques développées au voisinage du front de fissure. Les résultats ont permis de prédire le comportement réel. Enfin, les méthodes du facteur d'intensité de déformation développées ici et basées sur la déformation plastique ne sont pas en mesure de résoudre les problèmes où la fermeture de fissure existe ; des paramètres complémentaires semblent nécessaires.

Conclusion générale et Perspectives:

L'objectif de cette étude est de fournir un outil numérique prédictif tridimensionnel de l'évolution de la courbure du front de fissure lors de la propagation d'une fissure de fatigue en tenant compte de la fermeture de fissure induite par la plasticité.

Compte-tenu du contexte nucléaire à l'origine de ces travaux, le matériau étudié est l'acier austénitique inoxydable 304L, massivement utilisé dans les centrales nucléaires notamment dans les tuyauteries primaires et auxiliaires en raison de sa bonne résistance à la corrosion. Le comportement spécifique de ce matériau en termes de plasticité a orienté ce travail selon deux approches principales : la mécanique de la rupture élastique linéaire dans les conditions de chargement avec une plasticité confinée et la mécanique de la rupture élasto plastique dans les cas de chargement où la plasticité n'est pas confinée.

La méthodologie globale de propagation s'appuie ici sur la technique de libération des nœuds ainsi que sur le remaillage à chaque étape de propagation. Cette méthode n'existe pas naturellement dans le logiciel utilisé Abaqus ; ainsi, la première étape a consisté à développer cette fonctionnalité en utilisant le langage de programmation Python intégré dans ce logiciel. Trois étapes successives sont traitées : la première repose sur la construction du modèle, la seconde considère la prédiction de la force motrice qui gouverne la propagation et enfin la troisième partie suit cette propagation jusqu'à la stabilisation du front de fissure.

Le modèle est construit sur une éprouvette 'Compact tension' CT-50 sollicitée en mode I avec une amplitude du facteur d'intensité de contraintes appliqué constant afin de limiter l'influence de l'historique de chargement. De plus, et dans le but de décrire au mieux la plasticité, une loi de comportement du matériau de type Chaboche est utilisée pour tenir compte des effets Bauschinger et Rochet présents dans le matériau. La remise en contact des lèvres de la fissure est étudiée pour déterminer la fermeture de la fissure.

Dans le cadre de la mécanique linéaire élastique de la rupture, l'amplitude effective locale du facteur d'intensité de contraintes est considérée comme la force motrice. Ce paramètre inclut la correction de l'influence de la fermeture de fissure induite par la plasticité sur la propagation de la fissure. Il est calculé à l'aide de deux simulations parallèles : une élastique pour l'obtention du facteur d'intensité de contrainte maximal local K^{ℓ}_{max} et une élastoplastique permettant la détermination du facteur d'intensité de contrainte d'ouverture local responsable de la fermeture de la fissure. K^{ℓ}_{max} est extrait en utilisant la méthode des champs de contraintes, basée sur les formulations de Westergaard et développée ensuite par Irwin. Son utilisation est séduisante car elle est simple et n'impose aucune hypothèse sur l'état de contrainte le long de l'épaisseur de l'éprouvette, ce qui était un inconvénient majeur dans la méthode énergétique Shih et Asaro mise en œuvre dans l'étude menée précédemment au laboratoire par Fiordalisi. La fermeture de fissure est considérée comme le contact prématuré défini dans Abaqus entre les lèvres de fissure lors du déchargement et elle est calculée en conséquence.

Cette méthode s'est révélée capable de prédire avec précision, au travers d'études tridimensionnelles, le front de fissure stabilisé final, et ceci sans aucune restriction ni modification ni en termes d'état de contrainte le long de l'épaisseur ni en termes de restrictions de forme prédéfinies appliquées aux avancements de fissures qui sont intégrés sous la forme d'un front de

fissure libre. Cependant, cette méthode s'est avérée très dépendante du niveau de plasticité développé au voisinage du front de fissure. Il était donc crucial de suivre le développement de cette plasticité en pointe de fissure pour étudier son influence. Les résultats montrent que la plasticité développée dans cette région est différente de celle prédite par Irwin dans les problèmes de contraintes et de déformations planes bidimensionnelles. De plus, la répartition de cette plasticité est à son tour dépendante de la charge, de l'épaisseur, de la loi de comportement du matériau et enfin de la contrainte T.

Dans les cas de plasticité confinée, les résultats numériques se sont avérés très proches des résultats expérimentaux. En fait, il est difficile de délimiter précisément l'utilisation de la MELR, tant les normes spécifiées par ASTM E647 sont inexactes car elles sont basées sur les prévisions d'Irwin pour la zone plastique. Dans les cas étudiés ici, la marge de manœuvre est assez souple, ce qui permet d'obtenir une indication avec l'utilisation de ces normes. Les résultats divergent de plus en plus à mesure que la plasticité augmente. L'évolution de la fermeture de fissure, comme il était prévisible, est également dépendante du sillage plastique accumulé. Le sillage plastique est beaucoup plus étendu dans la région du bord par rapport à la région centrale où elle est faible, mais avec l'augmentation du chargement le sillage au cœur est devenu plus important. Enfin, il a été mis en évidence un front de fissure stabilisé décrivant une ellipse parfaite comme cela est généralement décrit dans la littérature.

En comparaison de la méthode Shih et Asaro qui considère un état de déformation plane sur toute l'épaisseur, cette méthode montre une amélioration dans les cas de plasticité confinée. Cette amélioration étant faible, la pertinence de la connaissance de l'état de contrainte est questionnable au moins pour les problèmes de plasticité confinée.

Il est apparu que la méthode précédente n'est pas applicable dans les cas de plasticité non confinée ni de plasticité généralisée. En fait, Irwin a proposé quelques corrections comme une extension de la méthode du champ de contraintes pour répondre à cette augmentation de plasticité, cependant, le fait que ses prédictions de plasticité ne semblent pas applicables dans les études tridimensionnelles, en plus de leur dépendance à nouveau des états de contrainte, n'a pas encouragé leur utilisation ici. C'est pourquoi, il était crucial d'utiliser la mécanique de la rupture élasto plastique afin de prédire la propagation dans ces cas.

Dans ce contexte, le premier paramètre élasto plastique étudié est le déplacement d'ouverture du fond de fissure plastique local récemment utilisé par Antunes. Dans ses travaux, ce dernier a considéré que seule la partie non linéaire du CTOD conventionnel est responsable de la propagation et a ainsi proposé une loi de propagation des fissures pour plusieurs matériaux dont l'acier inoxydable 304L. La méthodologie utilisée auparavant est modifiée par l'utilisation de cette nouvelle force motrice, tout en gardant la procédure générale presque inchangée. Ici, une seule simulation élasto plastique est nécessaire car la fermeture de fissure est directement prise en compte dans l'expression de $CTOD_p$. De plus, comme les déplacements collectés varient considérablement selon l'endroit où sont faites les mesures, il a été indispensable d'introduire une courbe artificielle équidistante et la plus proche possible du front. Les résultats obtenus avec l'introduction de cette

courbe virtuelle ont montré des fluctuations importantes, dues aux effets de ‘Hourglass’, soulignant la nécessité d’un schéma de maillage d'intégration complète.

L'évolution de ce paramètre le long de l'épaisseur puis tout au long de la propagation est très proche de celle du facteur d'intensité de contraintes avec une tendance similaire à la stabilisation. Cela peut légitimer son utilisation comme force motrice. En revanche, les résultats ne sont proches des expérimentations que dans le cas d'une plasticité confinée sans fermeture. Le problème spécifique ici repose sur la mesure de la fermeture de fissure. La comparaison des taux de fermeture de fissure montre qu’il est beaucoup plus faible que celui obtenu avec la méthode du champ de contraintes. La raison est liée aux mesures de déplacements faites sur la courbe artificielle équidistante du front de fissure. Cette courbe, indispensable pour la mesure des déplacements, s'est révélée incapable d'accumuler autant de plasticité que d'autres fronts de fissures précédents même éloignés du front de fissure actuel, ce qui a conduit à une sous-estimation du taux de fermeture de fissure.

Dans le cas de plasticité généralisée, les résultats ne sont pas aussi proches qu’espérés. D'autres recherches ont permis de vérifier que dans ce cas, la plasticité cumulée sur le front final avant la dernière itération représente un pourcentage notable à partir de sa valeur finale avec une grande différence entre la surface libre et le centre. Ce n'est pas du tout le cas dans la plasticité confinée sans fermeture de fissure où cette accumulation est presque négligeable et presque la même dans l'épaisseur. Ceci s'ajoute aux effets de striction importants dans le sens de l'épaisseur par rapport aux autres conditions de chargement.

Le facteur d'intensité de déformation a ensuite été traité. Cette approche correspond à une sorte d'intégration des travaux de Boettner dans la nouvelle notion de facteur d'intensité de déformation qui est ici calculée directement sur le front de fissure également à travers une seule simulation élastoplastique comme pour le $CTOD_p$. Dans un premier temps, seules les déformations plastiques cumulées perpendiculairement au plan de propagation de la fissure sont prises en compte car elles représentent généralement le contributeur le plus important dans cette procédure. L'évolution de cette force motrice est prometteuse dans les cas sans fermeture de fissure ; cependant, pour les autres cas, l'évolution semble très perturbée. En substance, cette méthode ne semble pas résoudre les problèmes de fermeture des fissures.

Pour une plasticité confinée sans fermeture de fissure, et comme les déformations plastiques cumulées, avant la dernière itération, sont négligeables par rapport à celles qui la suivent, les résultats ne sont pas très éloignés de ceux obtenus avec le déplacement d'ouverture plastique en fond de fissure. Cependant, la prise en compte de cette plasticité dans le cas de la plasticité généralisée, qui est grande au centre par rapport à la surface libre, a conduit à une diminution de la vitesse de propagation de la fissure au centre et donc un écart bord-cœur éloigné de la valeur expérimentale.

C’est pourquoi, il a été décidé de suivre la déformation plastique cumulée en tenant compte des déformations plastiques dans les différentes directions dont la striction dans le cas du cas de plasticité généralisée. Ceci est fait en utilisant l'amplitude de la plasticité cumulée directement calculée par ABAQUS. Les résultats obtenus montrent ainsi un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Ici, les forces motrices élastoplastiques considérées ont pu décrire la propagation dans les problèmes de plasticité confinée et de plasticité généralisée dans les cas de fermeture de fissure négligeable. Cependant, en présence de fermeture, cette méthode ne la détecte que partiellement en utilisant CTODp et pas du tout avec la méthode des facteurs d'intensité de déformation.

Le travail effectué dans ce domaine élasto plastique, montre que la partie plastique des déplacements et donc les déformations plastiques sont capables de bien décrire la propagation des fissures. Ceci, bien entendu, ne réfute pas l'autre théorie selon laquelle les déformations élastiques participent également à cette contribution, à moins que les deux résultats ne soient comparés entre eux, ce qui n'est pas le sujet de cette étude.

Parmi les perspectives envisagées, la première et la plus importante consisterait à réduire les temps de calcul ce qui permettrait de faire plusieurs simulations et d'aboutir plus rapidement à des solutions. Une possibilité pour atteindre cet objectif serait d'améliorer la méthodologie utilisée et ainsi réduire ce temps. En effet, dans cette étude, à chaque itération, la simulation est reprise à partir du premier front droit de propagation, afin de conserver l'historique du chargement et donc de reconstruire l'accumulation de plasticité responsable du développement de la fermeture de fissure. Ceci conduit à refaire le calcul de la plasticité sur les fronts précédents à chaque relâchement. Une solution envisageable qui pourrait être intégrée dans Abaqus, malgré sa complexité, serait de migrer les déformations plastiques obtenues à la fin de chaque itération vers la suivante. Cela permettrait d'économiser tout le temps dépensé à chaque itération et répété dès le début car le sillage plastique, indispensable à la fermeture des fissures, serait enregistré.

Ensuite, l'optimisation de la méthode CTOD plastique pour mieux prendre en compte l'influence de la fermeture de fissure devient envisageable. En fait, des travaux ont déjà été engagés sur cette question pour exclure l'utilisation de la courbe artificielle et permettre la détermination des déplacements sur les fronts directement précédents de manière à devenir équidistants du front réel. Le seul problème sera alors de diminuer l'avancée maximale à 0,01 mm au lieu de 0,1 mm afin de se rapprocher du front de fissure. Une conséquence évidente sera liée à l'augmentation du temps de calcul jusqu'à la stabilisation. Pour cela, il est très important de résoudre d'abord la question du temps.

Un autre volet important pour améliorer les simulations sera de proposer des lois de propagation locale, pour l'acier 304L, en fonction de CTOD total comme dans le $CTOD_p$. Cela permettra de comparer les résultats finaux afin de conclure clairement sur la contribution de chacun de ces paramètres dans la propagation. La variété des conditions de chargement étudiées dans ce travail, en termes de niveau de plasticité et de fermeture de fissure, peut être une source d'information très riche à cette fin. Le même travail devrait également être mené pour évaluer la plasticité cumulée à l'aide des lois de propagations globales notamment avec le développement d'outils de mesure.

Enfin, comme le facteur d'intensité de déformation s'est révélé utile dans les conditions de chargement où la fermeture de fissure est presque négligeable, l'étape suivante devrait être d'améliorer la méthode dans les cas présentant de la fermeture de fissure. En fait, pour ces derniers cas, il a été montré que le seul problème ici est que la fermeture de fissure lors du chargement ne

peut pas être distinguée de la partie élastique et donc ne peut pas être quantifiée. Par conséquent, l'une des solutions possibles pourrait être, comme dans la méthodologie utilisée sur la méthode des champs de contraintes, de calculer séparément la fermeture de fissure en essayant de l'intégrer dans les résultats globaux en fonction de la déformation plastique cumulée.

En dernier lieu, une fois les mécanismes et méthodes bien maitrisés, les simulations pourraient s'appliquer sur d'autres matériaux et ainsi avec d'autres comportements plastiques, et d'autres historiques de chargement.

Référence

[1] P. CHEA, « Etude numérique de la fermeture de fissures dans un acier inoxydable 304L », ISAE-ENSMA, Poitiers, 2010.

[2] K. Vor, C. Sarrazin-Baudoux, C. Gardin, et J. Petit, « Wake history effect on closure of short and long fatigue crack in 304L stainless steel », *Procedia Engineering*, vol. 2, nº 1, p. 2327-2336, 2010, doi: 10.1016/j.proeng.2010.03.249.

[3] K. Vor, C. Gardin, C. Sarrazin-Baudoux, et J. Petit, « Wake length and loading history effects on crack closure of through-thickness long and short cracks in 304L: Part I – Experiments », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 99, p. 266-277, 2013, doi: 10.1016/j.engfracmech.2013.01.003.

[4] S.FIORDALISI, « Modélisation tridimensionnelle de la fermeture induite par plasticité lors de la propagation d'une fissure de fatigue dans l'acier 304L », ISAE-ENSMA, Poitiers, 2014.

[5] K. Vor, « Etude expérimentale et modélisation numérique de la fermeture de fissures longues et courtes dans un acier inoxydable 304L », ISAE-ENSMA, Poitiers, 2009.

[6] M. Arzaghi, C. Gardin, P. Chea, K. Vor, et C. Sarrazin-Baudoux, « Modélisation sous Abaqus de la fermeture de fissures courtes dans un acier inoxydable 304L », Congrès Français de Mécanique, Besançon, 2011.

[7] G. Irwin, « Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 24, p. 361-364, 1957.

[8] D. S. Dugdale, « Yielding of steel sheets containing slits », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 8, nº 2, p. 100-104, 1960, doi: 10.1016/0022-5096(60)90013-2.

[9] E.E., Gdoutos, *Fracture Mechanics An Introduction*, Second Edition., vol. 123. Springer Netherlands, 2005.

[10] Y.-Li. Lee, J. Pan, R. Hathaway, et M. Barkey, *Fatigue testing and analysis : theory and practice*. Burlington, Mass.: Elsevier Science, 2011.

[11] D. F. Zuniga, A. Canteli, J. Kalthoff, J. Grasa, et M. Doblare, « Three Dimensional effects along the crack front influencing the validity criteria for determining fracture toughnesses », présenté à International Conference on Fracture 11, Italy, 2005.

[12] D. Camas, J. Garcia-Manrique, et A. Gonzalez-Herrera, « Numerical study of the thickness transition in bi-dimensional specimen cracks », *International Journal of Fatigue*, vol. 33, nº 7, p. 921-928, 2011, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2011.02.006.

[13] D. Bellett, D. Taylor, S. Marco, E. Mazzeo, J. Guillois, et T. Pircher, « The fatigue behaviour of three-dimensional stress concentrations », *International Journal of Fatigue*, vol. 27, nº 3, p. 207-221, 2005, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2004.07.006.

[14] D. Bellett et D. Taylor, « The effect of crack shape on the fatigue limit of three-dimensional stress concentrations », *International Journal of Fatigue*, vol. 28, nº 2, p. 114-123, 2006, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2005.04.010.

[15] R. Hosseini et R. Seifi, « Influence of Hardening on the Cyclic Plastic Zone Around Crack Tip in Pure Copper CT Specimens », *Journal of Stress Analysis*, vol. 2, nº 2, p. 43-53, 2018.

[16] H.M. Westergaard, « Stresses at a crack, size of the crack, and the bending of reinforced concrete », *JP*, vol. 30, nº 11, p. 93-102, 1933, doi: 10.14359/8300.

[17] I. N. Sneddon, « The Distribution of Stress in the Neighborhood of a Crack in an Elastic Solid », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 187, nº 1009, p. 229-260, 1946.

[18] M. L. Williams, « On the stress distribution at the base of a stationary crack », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 24, p. 109-114, mars 1956.

[19] G. C. Sih, « On the westergaard method of crack analysis », *International Journal of Fracture Mechanics*, vol. 2, nº 4, p. 628-631, 1966, doi: 10.1007/BF00184559.

[20] J. Eftis et H. Liebowitz, « On the modified Westergaard equations for certain plane crack problems », *International Journal of Fracture Mechanics*, vol. 8, nº 4, p. 383-392, 1972, doi: 10.1007/BF00191100.

[21] C. T. Sun et T. N. Farris, « On the completeness of the Westergaard stress functions », *International journal of fracture*, vol. 40, nº 1, p. 73-77, 1989.

[22] R. J. Sanford, « A critical re-examination of the westergaard method for solving opening-mode crack problems », *Mechanics Research Communications*, vol. 6, nº 5, p. 289-294, 1979, doi: 10.1016/0093-6413(79)90033-8.

[23] R. J. Sanford, *Principles of fracture mechanics*. Pearson College Division, 2003.

[24] C. W. MacGregor, « The potential function method for the solution of two-dimensional stress problems », *Transactions of the American Mathematical Society*, vol. 38, nº 1, p. 177-186, 1935, doi: 10.2307/1989733.

[25] N. Couroneau et J. Royer, « Simplified model for the fatigue growth analysis of surface cracks in round bars under mode I », *International Journal of Fatigue*, vol. 20, nº 10, p. 711-718, 1998.

[26] N. Couroneau et J. Royer, « Simplifying hypotheses for fatigue growth analysis of surface cracks in round bars under mode I », *Computers & Structures*, vol. 77, nº 4, p. 381-389, 2000.

[27] G. V. Guinea, J. Planas, et M. Elices, « KI evaluation by the displacement extrapolation technique », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 66, nº 3, p. 243-255, 2000, doi: 10.1016/S0013-7944(00)00016-3.

[28] R. S. Barsoum, « Application of quadratic isoparametric finite elements in linear fracture mechanics », *Int J Fract*, vol. 10, nº 4, p. 603-605, 1974, doi: 10.1007/BF00155266.

[29] R. A. Smith et J. F. Cooper, « A finite element model for the shape development of irregular planar cracks », *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, vol. 36, nº 4, p. 315-326, 1989, doi: 10.1016/0308-0161(89)90054-9.

[30] M. I. Chipalo, M. D. Gilchrist, et R. A. Smith, « A finite element technique for the investigation of the shape development of planar cracks with initially irregular profiles », *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 32, nº 3, p. 243-251, 1990, doi: 10.1016/0020-7403(90)90020-J.

[31] Z. Wu, « The shape of a surface crack in a plate based on a given stress intensity factor distribution », *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, vol. 83, nº 3, p. 168-180, 2006, doi: 10.1016/j.ijpvp.2006.01.004.

[32] R. Branco, F. V. Antunes, et R. F. Martins, « Modelling fatigue crack propagation in CT specimens », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 31, nº 6, p. 452-465, 2008, doi: 10.1111/j.1460-2695.2008.01241.x.

[33] R. Branco, D. M. Rodrigues, et F. V. Antunes, « Influence of through-thickness crack shape on plasticity induced crack closure », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 31, nº 2, p. 209-220, 2008, doi: 10.1111/j.1460-2695.2008.01216.x.

[34] R. Branco et F. V. Antunes, « Finite element modelling and analysis of crack shape evolution in mode-I fatigue Middle Cracked Tension specimens », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, nº 10, p. 3020-3037, 2008, doi: 10.1016/j.engfracmech.2007.12.012.

[35] P. Yu et W. Guo, « An equivalent thickness conception for prediction of surface fatigue crack growth life and shape evolution », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 93, p. 65-74, 2012, doi: 10.1016/j.engfracmech.2012.06.008.

[36] C.-Y. Hou, « Simultaneous simulation of closure behavior and shape development of fatigue surface cracks », *International Journal of Fatigue*, vol. 30, nº 6, p. 1036-1046, 2008, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2007.08.020.

[37] C.-Y. Hou, « Simulation of surface crack shape evolution using the finite element technique and considering the crack closure effects », *International Journal of Fatigue*, vol. 33, nº 5, p. 719-726, 2011, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2010.11.022.

[38] Y.-L. Lu, « A practical procedure for evaluating SIFs along fronts of semi-elliptical surface cracks at weld toes in complex stress fields », *International Journal of Fatigue*, vol. 18, nº 2, p. 127-135, 1996, doi: 10.1016/0142-1123(95)00012-7.

[39] R. D. Henshell et K. G. Shaw, « Crack tip finite elements are unnecessary », *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 9, nº 3, p. 495-507, 1975, doi: 10.1002/nme.1620090302.

[40] I. S. Raju et J. C. Newman, « Three dimensional finite-element analysis of finite-thickness fracture specimens », NASA Technical Reports, 1977.

[41] I. S. Raju et J. C. Newman, « Stress-intensity factors for a wide range of semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 11, nº 4, p. 817-829, 1979, doi: 10.1016/0013-7944(79)90139-5.

[42] A.B. de Morais, « Calculation of stress intensity factors by the force method », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 74, p. 739-750, 2007.

[43] Y.-S. Shih et J.-J. Chen, « Analysis of fatigue crack growth on a cracked shaft », *International Journal of Fatigue*, vol. 6, nº 19, p. 477-485, 1997.

[44] M. Åman, K. Berntsson, et G. Marquis, « An efficient stress intensity factor evaluation method for interacting arbitrary shaped 3D cracks », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 109, p. 102767, 2020, doi: 10.1016/j.tafmec.2020.102767.

[45] D. Salimi-Majd, F. Shahabi, et B. Mohammadi, « Effective local stress intensity factor criterion for prediction of crack growth trajectory under mixed mode fracture conditions », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 85, p. 207-216, 2016, doi: https://doi.org/10.1016/j.tafmec.2016.01.009.

[46] A. A. Griffith, « VI. The phenomena of rupture and flow in solids », *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol. 221, nº 582-593, p. 163-198, 1921, doi: 10.1098/rsta.1921.0006.

[47] A.A. Griffith, « The theory of rupture », *First International Congress of Applied Mechanics*, Delft, 1924.

[48] J. R. Rice, « A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks », *J. Appl. Mech*, vol. 35, nº 2, p. 379-386, 1968, doi: 10.1115/1.3601206.

[49] Wells, A.A., « Unstable Crack Propagation in Metals: Cleavage and Fast Fracture », *Proceedings of the Crack Propagation Symposium*, vol. 1, p. 84, 1961.

[50] F. V. Antunes, S. M. Rodrigues, R. Branco, et D. Camas, « A numerical analysis of CTOD in constant amplitude fatigue crack growth », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 85, p. 45-55, 2016, doi: 10.1016/j.tafmec.2016.08.015.

[51] F. V. Antunes, R. Branco, P. A. Prates, et L. Borrego, « Fatigue crack growth modelling based on CTOD for the 7050-T6 alloy », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 40, nº 8, p. 1309-1320, 2017, doi: 10.1111/ffe.12582.

[52] F. V. Antunes, F. A. Díaz, J. M. Vasco-Olmo, et P. Prates, « Numerical determination of plastic CTOD », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 41, nº 10, p. 2197-2207, 2018, doi: 10.1111/ffe.12869.

[53] F. V. Antunes, M. S. C. Ferreira, R. Branco, P. Prates, C. Gardin, et C. Sarrazin-Baudoux, « Fatigue crack growth versus plastic CTOD in the 304L stainless steel », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 214, p. 487-503, 2019, doi: 10.1016/j.engfracmech.2019.04.013.

[54] J. M. Vasco-Olmo, F. A. Díaz, F. V. Antunes, et M. N. James, « Characterization of fatigue crack growth using digital image correlation measurements of plastic CTOD », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 101, p. 332-341, 2019, doi: 10.1016/j.tafmec.2019.03.009.

[55] H. D. Solomon, « Low Cycle Fatigue Crack Propagation in 1018 Steel », *Journal of Materials*, vol. 7, nº 3, p. 299-306, 1972.

[56] R. C. Boettner, « Crack nucleation and growth in high strain-low cycle fatigue », *Trans AIME*, vol. 233, p. 379-387, 1965.

[57] M. Kamaya et M. Kawakubo, « Strain-based modeling of fatigue crack growth – An experimental approach for stainless steel », *International Journal of Fatigue*, vol. 44, p. 131-140, 2012, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2012.05.006.

[58] H.-B. Park, K.-M. Kim, et B.-W. Lee, « Plastic zone size in fatigue cracking », *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, vol. 68, nº 3, p. 279-285, 1996, doi: 10.1016/0308-0161(95)00066-6.

[59] J. Zhang, X. D. He, et S. Y. Du, « Analyses of the fatigue crack propagation process and stress ratio effects using the two parameter method », *International Journal of Fatigue*, vol. 27, nº 10, p. 1314-1318, 2005, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2005.06.010.

[60] B. Moran et C. F. Shih, « A general treatment of crack tip contour integrals », *Int J Fract*, vol. 35, nº 4, p. 295-310, 1987, doi: 10.1007/BF00276359.

[61] C. F. Shih, B. Moran, et T. Nakamura, « Energy release rate along a three-dimensional crack front in a thermally stressed body », *Int J Fract*, vol. 30, nº 2, p. 79-102, 1986, doi: 10.1007/BF00034019.

[62] C. F. Shih et R. J. Asaro, « Elastic-Plastic analysis of cracks on bimaterial interfaces: Part I—Small Scale Yielding », *J. Appl. Mech*, vol. 55, nº 2, p. 299-316, 1988, doi: 10.1115/1.3173676.

[63] D. M. Barnett et R. J. Asaro, « The fracture mechanics of slit-like cracks in anisotropic elastic media », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 20, nº 6, p. 353-366, 1972, doi: 10.1016/0022-5096(72)90013-0.

[64] H. Gao, M. Abbudi, et D. M. Barnett, « Interfacial crack-tip field in anisotropic elastic solids », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 40, nº 2, p. 393-416, 1992, doi: 10.1016/S0022-5096(05)80018-3.

[65] Z. Suo, « Singularities, interfaces and cracks in dissimilar anisotropic media », *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 427, nº 1873, p. 331-358, 1990, doi: 10.1098/rspa.1990.0016.

[66] Dassault Systèmes Simulia Corp, « ABAQUS 6.9-2. ABAQUS Theory Manual ». 2009.

[67] N. Dowling, « Geometry effects and the J-Integral approach to elastic-plastic fatigue crack growth », in *Cracks and Fracture*, J. Swedlow et M. Williams, Éd. West Conshohocken, PA: ASTM International, 1976, p. 19-32.

[68] W. Zhang, H. Liu, Q. Wang, et J. He, « A fatigue life prediction method based on strain intensity factor. », *Materials (Basel)*, vol. 10, nº 7, 2017, doi: 10.3390/ma10070689.

[69] P. Cussac, C. Gardin, et V. Pélosin, « Influence of Surface Imperfections on the Fatigue Strength of Nuclear Components », ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2020.

[70] C. E. Jaske et W. J. O'Donnell, « Fatigue Design Criteria for Pressure Vessel Alloys », *J. Pressure Vessel Technol*, vol. 99, nº 4, p. 584-592, 1977, doi: 10.1115/1.3454577.

[71] M. Kamaya, « Low-cycle fatigue crack growth prediction by strain intensity factor », *International Journal of Fatigue*, vol. 72, p. 80-89, 2015, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2014.11.002.

[72] M. Kamaya, « Influence of strain range on fatigue life reduction of stainless steel in PWR primary water », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 40, nº 12, p. 2194-2203, 2017, doi: 10.1111/ffe.12650.

[73] S. B. Chakrabortty, « A model relating low cycle fatigue properties and microstructure to fatigue crack propagation rates », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 2, nº 3, p. 331-344, 1979, doi: 10.1111/j.1460-2695.1979.tb01091.x.

[74] M. F. Borges, F. V. Antunes, P. A. Prates, R. Branco, et T. Vojtek, « Effect of Young's modulus on fatigue crack growth », *International Journal of Fatigue*, vol. 132, p. 105375, 2020, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2019.105375.

[75] B. Tomkins, « The development of fatigue crack propagation models for engineering applications at elevated temperatures », *J. Eng. Mater. Technol*, vol. 97, nº 4, p. 289-297, 1975.

[76] H. W. Iiu et N. Lino, « A Mechanical Model for Fatigue Crack Propagation », *Fracture (ICF 2)*, p. 812-823, 1969.

[77] J. Coffin L. F., « A study of the effects of cyclic thermal stresses on a ductile metal », Knolls Atomic Power Lab., United States, KAPL-853, 1953. [En ligne]. Disponible sur: https://www.osti.gov/biblio/4363016.

[78] M. Hirschberg et S. Manson, « Fatigue behavior in strain cycling in the low- and intermediate-cycle range. », Lewis Research Center, Ohio, United States of America, Technical Note NASA-TN-D-1574, 1964.

[79] M. A. Miner, « Cumulative damage in fatigue », *Journal of Applied Mechanics*, p. 159-164, 1945.

[80] J. R. Haigh et R. P. Skelton, « A strain intensity approach to high temperature fatigue crack growth and failure », *Materials Science and Engineering*, vol. 36, nº 1, p. 133-137, 1978, doi: 10.1016/0025-5416(78)90203-3.

[81] K. Hatanaka, T. Fujimitsu, et H. Watanabe, « Growth of low-cycle fatigue crack in steels for machine structural use », *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series A*, vol. 52, nº 475, p. 579-586, 1986, doi: 10.1299/kikaia.52.579.

[82] H. Kitagawa, S. Takahashi, C. Suh, et S. Miyashita, « Quantitative analysis of fatigue process—microcracks and slip lines under cyclic strains », in *Fatigue Mechanisms*, J. Fong, Éd. West Conshohocken, PA: ASTM International, 1979, p. 420-449.

[83] T. Poulain, J. Méndez, et G. Hénaff, « Low Cycle Fatigue of a 304L Austenitic Stainless Steel : Influence of Surface Finish and Load Signals in PWR Water Environment », ISAE-ENSMA, Poitiers, France, 2015.

[84] F.M.Burdekin et D.E.W. Stone, « The crack opening displacement approach to fracture mechanics in yielding materials », *J Strain Anal*, p. 145-53, 1966.

[85] P. Paris et F. Erdogan, « A critical analysis of crack propagation laws », *J. Basic Eng*, vol. 85, nº 4, p. 528-533, 1963, doi: 10.1115/1.3656900.

[86] K. Tanaka, T. Hoshide, et N. Sakai, « Mechanics of fatigue crack propagation by crack-tip plastic blunting », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 19, nº 5, p. 805-825, 1984, doi: 10.1016/0013-7944(84)90163-2.

[87] R. Pippan et W. Grosinger, « Fatigue crack closure: From LCF to small scale yielding », *International Journal of Fatigue*, vol. 46, p. 41-48, 2013, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2012.02.016.

[88] F. A. McClintock, « Plasticity aspects of fracture », in *Engineering fundamentals and environmental effects*, Elsevier, 1971, p. 47-225.

[89] D. J. Nicholls, « The relation between crack blunting and fatigue crack growth rates », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 17, nº 4, p. 459-467, 1994, doi: 10.1111/j.1460-2695.1994.tb00245.x.

[90] V. Tvergaard, « On fatigue crack growth in ductile materials by crack–tip blunting », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 52, nº 9, p. 2149-2166, 2004, doi: 10.1016/j.jmps.2004.02.007.

[91] J. Hu et P. Albrecht, « Analysis of deformation behavior during plastic fracture », in *Elastic-Plastic Fracture Test Methods: The User's Experience (Second Volume)*, J. Joyce, Éd. West Conshohocken, PA: ASTM International, 1991, p. 178-196.

[92] W. Elber, « The significance of fatigue crack closure », *Damage Tolerance in Aircraft Structures*, vol. ASTM STP 486, p. 230-242, 1971, doi: 10.1520/STP26680S.

[93] N. Walker et C. J. Beevers, « A fatigue crack closure mechanism in Titanium », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 1, nº 1, p. 135-148, 1979, doi: 10.1111/j.1460-2695.1979.tb00372.x.

[94] Jr J.C. Newman, « Finite element analysis of fatigue crack propagation-including the effects of crack closure. », *National Symposium on Fracture Mechanics*, Rhode Island, 1974.

[95] J. C. Newman, « A finite-element analysis of fatigue crack closure », présenté à Eighth National Symposium on FractureMechanics, Rhode Island, 1974, doi: 10.1520/STP33952S.

[96] P. F. P. de Matos et D. Nowell, « Numerical simulation of plasticity-induced fatigue crack closure with emphasis on the crack growth scheme: 2D and 3D analyses », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, nº 8, p. 2087-2114, 2008, doi: 10.1016/j.engfracmech.2007.10.017.

[97] D. F. B. Sarzosa, L. B. Godefroid, et C. Ruggieri, « Fatigue crack growth assessments in welded components including crack closure effects: Experiments and 3-D numerical modeling », *International Journal of Fatigue*, vol. 47, p. 279-291, 2013, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2012.09.009.

[98] J. Toribio et V. Kharin, « Plasticity-induced crack closure: A contribution to the debate », *European Journal of Mechanics - A/Solids*, vol. 30, nº 2, p. 105-112, 2011, doi: 10.1016/j.euromechsol.2010.11.002.

[99] S. Roychowdhury et R. H. Dodds, « Three-dimensional effects on fatigue crack closure in the small-scale yielding regime – a finite element study », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 26, nº 8, p. 663-673, 2003, doi: 10.1046/j.1460-2695.2003.00655.x.

[100] F. V. Antunes et D. M. Rodrigues, « Numerical simulation of plasticity induced crack closure: Identification and discussion of parameters », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, nº 10, p. 3101-3120, 2008, doi: 10.1016/j.engfracmech.2007.12.009.

[101] S. Simandjuntak, H. Alizadeh, M. J. Pavier, et D. J. Smith, « Fatigue crack closure of a corner crack: A comparison of experimental results with finite element predictions », *International Journal of Fatigue*, vol. 27, nº 8, p. 914-919, 2005, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2004.11.008.

[102] S. Simandjuntak, H. Alizadeh, D. J. Smith, et M. J. Pavier, « Three dimensional finite element prediction of crack closure and fatigue crack growth rate for a corner crack », *International Journal of Fatigue*, vol. 28, nº 4, p. 335-345, 2006, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2005.07.034.

[103] A. González-Herrera et J. Zapatero, « Influence of minimum element size to determine crack closure stress by the finite element method », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 72, nº 3, p. 337-355, 2005.

[104] H. Alizadeh *et al.*, « A comparison of two and three-dimensional analyses of fatigue crack closure », *International Journal of Fatigue*, vol. 29, nº 2, p. 222-231, 2007, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2006.03.014.

[105] K. Solanki, S. R. Daniewicz, et J. C. Newman, « Finite element analysis of plasticity-induced fatigue crack closure: an overview », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 71, nº 2, p. 149-171, 2004, doi: 10.1016/S0013-7944(03)00099-7.

[106] Rice J.R., « Mathematical analysis in the mechanics of fracture », in *Fracture: an Advanced Treatise*, vol. 2, 1968, p. 191-311.

[107] J. R. Rice, « Mechanics of crack tip deformation and extension by fatigue », *Fatigue Crack Propagation*, vol. ASTM STP 415, p. 247, 1967, doi: 10.1520/STP47234S.

[108] R. C. McClung, « Crack Closure and Plastic Zone Sizes in Fatigue », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 14, nº 4, p. 455-468, 1991, doi: 10.1111/j.1460-2695.1991.tb00674.x.

[109] G.R. Irwin, « Plastic zone near a crack and fracture toughness », *Proc. Seventh Sagamore Conf.*, vol. 5, p. 63-78, 1960.

[110] R. C. McClung, B. H. Thacker, et S. Roy, « Finite element visualization of fatigue crack closure in plane stress and plane strain », *Int J Fract*, vol. 50, nº 1, p. 27-49, 1991, doi: 10.1007/BF00035167.

[111] R. C. McClung et H. Sehitoglu, « On the finite element analysis of fatigue crack closure—2. Numerical results », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 33, nº 2, p. 253-272, 1989, doi: 10.1016/0013-7944(89)90028-3.

[112] D. M. Parks, « A stiffness derivative finite element technique for determination of crack tip stress intensity factors », *Int J Fract*, vol. 10, nº 4, p. 487-502, 1974, doi: 10.1007/BF00155252.

[113] J. D. Dougherty, J. Padovan, et T. S. Srivatsan, « Fatigue crack propagation and closure behavior of modified 1070 steel: Finite element study », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 56, nº 2, p. 189-212, 1997, doi: 10.1016/S0013-7944(96)00104-X.

[114] D. Camas, J. Garcia-Manrique, et A. Gonzalez-Herrera, « Crack front curvature: Influence and effects on the crack tip fields in bi-dimensional specimens », *International Journal of Fatigue*, vol. 44, p. 41-50, 2012, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2012.05.012.

[115] J. Garcia-Manrique, D. Camas, P. Lopez-Crespo, et A. Gonzalez-Herrera, « Stress intensity factor analysis of through thickness effects », *International Journal of Fatigue*, vol. 46, p. 58-66, 2013, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2011.12.012.

[116] R. G. Chermahini, K. N. Shivakumar, J. C. Newman, et A. F. Blom, « Three-Dimensional aspects of plasticity-induced fatigue crack closure », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 34, nº 2, p. 393-401, 1989, doi: 10.1016/0013-7944(89)90152-5.

[117] R. G. Chermahini, B. Palmberg, et A. F. Blom, « Fatigue crack growth and closure behaviour of semicircular and semi-elliptical surface flaws », *International Journal of Fatigue*, vol. 15, nº 4, p. 259-263, 1993, doi: 10.1016/0142-1123(93)90374-Y.

[118] J. C. Newman et J. J. Ruschau, « The stress-level effect on fatigue-crack growth under constant-amplitude loading », *International Journal of Fatigue*, vol. 29, nº 9, p. 1608-1615, 2007, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2006.11.003.

[119] J. C. Newman, « A Crack-Closure Model for Predicting Fatigue Crack Growth under Aircraft Spectrum Loading », *Methods and Models for Predicting Fatigue Crack Growth Under Random Loading*, vol. 748, p. 53-84, 1981, doi: 10.1520/STP28334S.

[120] B. Lê Minh, M. H. Maitournam, et V. Doquet, « A cyclic steady-state method for fatigue crack propagation: Evaluation of plasticity-induced crack closure in 3D », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 49, nº 17, p. 2301-2313, 2012, doi: 10.1016/j.ijsolstr.2012.04.040.

[121] J. C. Amazigo et J. W. Hutchinson, « Crack-tip fields in steady crack-growth with linear strain-hardening », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 25, nº 2, p. 81-97, 1977, doi: 10.1016/0022-5096(77)90005-9.

[122] Q. S. Nguyen et M. Rahimian, « Mouvement permanent d'une fissure en milieu élasto-plastique », *Journal de Mécanique Appliquée*, vol. 5, p. 95-120, 1981.

[123] A. Gonzalez-Herrera et J. Zapatero, « Tri-dimensional numerical modelling of plasticity induced fatigue crack closure », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, nº 15, p. 4513-4528, 2008, doi: 10.1016/j.engfracmech.2008.04.024.

[124] P. F. P. de Matos et D. Nowell, « On the accurate assessment of crack opening and closing stresses in plasticity-induced fatigue crack closure problems », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 74, nº 10, p. 1579-1601, 2007, doi: 10.1016/j.engfracmech.2006.09.007.

[125] L. P. Borrego, F. V. Antunes, J. D. Costa, et J. M. Ferreira, « Numerical simulation of plasticity induced crack closure under overloads and high–low blocks », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 95, p. 57-71, 2012, doi: 10.1016/j.engfracmech.2012.07.016.

[126] F. V. Antunes, D. M. Rodrigues, et R. Branco, « An analytical model of plasticity induced crack closure », *Procedia Engineering*, vol. 2, nº 1, p. 1005-1014, 2010, doi: 10.1016/j.proeng.2010.03.109.

[127] J. Z. Zhang et P. Bowen, « On the finite element simulation of three-dimensional semi-circular fatigue crack growth and closure », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 60, nº 3, p. 341-360, 1998, doi: 10.1016/S0013-7944(98)00016-2.

[128] Z. Ilievski, *Boundary element method (BEM)*. Technische Universiteit Eindhoven, 2006.

[129] C. Bellis, « Méthode des Eléments de Frontière Accélérée en Mécanique de la Rupture 3D », Master 2, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2008.

[130] A. I. Wanderlingh, « Technical Note: Comparison of boundary element and finite element methods for linear stress analysis-technical program results », *Engineering Analysis*, vol. 3, nº 3, p. 177-180, 1986, doi: 10.1016/0264-682X(86)90057-2.

[131] D. Danson, C.A. Brebbia, et R.A. Adey, « The BEASY System », *Adv. Eng. Software*, vol. 4, nº 2, p. 68-74, 1982.

[132] A.C. Neves, R.A. Adey, W. Baynham, et S.M. Niku, « Automatic 3D Crack Growth using BEASY. », *Computational Mechanics BEASY*, Ashurst Lodge, Ashurst, Southampton, SO40 7AA, U.K, 1997.

[133] N. Moës, J. Dolbow, et T. Belytschko, « A finite element method for crack growth without remeshing - Moës - 1999 - International Journal for Numerical Methods in Engineering - Wiley Online Library », *INTERNATIONAL JOURNAL FOR NUMERICAL METHODS IN ENGINEERING*, vol. 46, p. 131-150, 1999.

[134] J. Hou, M. Goldstaw, S. Maan, et M. Knop, *An Evaluation of 3D Crack Growth Using ZENCRACK*. DSTO Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 2001.

[135] A. R. Maligno, S. Rajaratnam, S. B. Leen, et E. J. Williams, « A three-dimensional (3D) numerical study of fatigue crack growth using remeshing techniques », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 77, nº 1, p. 94-111, 2010, doi: 10.1016/j.engfracmech.2009.09.017.

[136] S. Pommier, « A study of the relationship between variable level fatigue crack growth and the cyclic constitutive behavior of steel », *International Journal of Fatigue*, vol. 23, p. 111-118, 2001, doi: 10.1016/S0142-1123(01)00165-7.

[137] K. Vor, C. Gardin, C. Sarrazin-Baudoux, et J. Petit, « Wake length and loading history effects on crack closure of through-thickness long and short cracks in 304L: Part II – 3D numerical simulation », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 99, p. 306-323, 2013, doi: 10.1016/j.engfracmech.2013.01.014.

[138] H. Sehitoglu et W. Sun, « Modeling of plane strain fatigue crack closure », *J. Eng. Mater. Technol*, vol. 113, nº 1, p. 31-40, 1991, doi: 10.1115/1.2903380.

[139] L.-W. Wei et M. N. James, « A study of fatigue crack closure in polycarbonate CT specimens », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 66, nº 3, p. 223-242, 2000, doi: 10.1016/S0013-7944(00)00014-X.

[140] N. A. Fleck, « Finite element analysis of plasticity-induced crack closure under plane strain conditions », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 25, nº 4, p. 441-449, 1968, doi: 10.1016/0013-7944(86)90258-4.

[141] J. C. Newman, « A crack opening stress equation for fatigue crack growth », *Int J Fract*, vol. 24, nº 4, p. R131-R135, 1984, doi: 10.1007/BF00020751.

[142] J. Liu, P. Du, X. Liu, et Q. Du, « Modeling of fatigue crack growth closure considering the integrative effect of cyclic stress ratio, specimen thickness and Poisson's ratio », *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, vol. 25, p. 816-825, 2012, doi: 10.3901/CJME.2012.04.816.

[143] X. Huang, M. Torgeir, et W. Cui, « An engineering model of fatigue crack growth under variable amplitude loading », *International Journal of Fatigue*, vol. 30, nº 1, p. 2-10, 2008, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2007.03.004.

[144] J. Codrington et A. Kotousov, « A crack closure model of fatigue crack growth in plates of finite thickness under small-scale yielding conditions », *Mechanics of Materials*, vol. 41, nº 2, p. 165-173, 2009, doi: 10.1016/j.mechmat.2008.10.002.

[145] H. D. Dill et C. R. Saff, « Spectrum crack growth prediction method based on crack surface displacement and contact analyses », *Fatigue Crack Growth Under Spectrum Loads*, 1976, doi: 10.1520/STP33381S.

[146] W. Sun et H. Sehitoglu, « Residual stress fields during fatigue crack growth », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 15, nº 2, p. 115-128, 1992, doi: 10.1111/j.1460-2695.1992.tb00042.x.

[147] J. Wu et F. Ellyin, « A study of fatigue crack closure by elastic-plastic finite element analysis for constant-amplitude loading », *Int J Fract*, vol. 82, nº 1, p. 43-65, 1996, doi: 10.1007/BF00017863.

[148] H. Alizadeh, S. Simandjuntak, D. Smith, et M. Pavier, « Prediction of fatigue crack growth rates using crack closure finite element analysis », *International Journal of Fatigue*, vol. 29, nº 9, p. 1711-1715, 2007, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2006.12.002.

[149] Mikami S., Jono M., et Kikukawa M., « Fatigue crack propagation and crack closure behavior under stationary vary loading test results of aluminum alloy », *Journal of Society on Materials*, p. 438-487, 1982.

[150] R. C. McClung et H. Sehitoglu, « On the finite element analysis of fatigue crack closure-1. Basic modeling issues », *Eng Fract Mech*, vol. 33, nº 2, p. 237-252, 1989, doi: 10.1016/0013-7944(89)90027-1.

[151] H. F. Bueckner, « Novel principle for the computation of stress intensity factors », *Zeitschrift fuer Angewandte Mathematik & Mechanik*, vol. 50, nº 9, 1970.

[152] D. Camas, J. Garcia-Manrique, F. V. Antunes, et A. Gonzalez-Herrera, « Three-dimensional fatigue crack closure numerical modelling: Crack growth scheme », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 108, p. 102623, 2020, doi: 10.1016/j.tafmec.2020.102623.

[153] M. Akamatsu et E. Chevalier, « Caractérisation chimique et mécanique de matériaux approvisionnés pour l'étude du comportement en fatigue des aciers inoxydables austénitiques ». Note technique interne, EDF, 2001.

[154] Standards A-ABoA, « Metals test methods and analytical procedures ». 1993.

[155] Dassault Systèmes Simulia Corp, « ABAQUS 6.9-2. Abaqus Analysis User's Manual vol.5/Part IX: Interactions/ Contact Formulations and Numerical Methods/ Contact formulations and numerical methods in Abaqus/ Standard/ Choosing the master and slave roles in a two-surface contact pair. » 2009.

[156] Å. Björck, *Numerical Methods for Least Squares Problems*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1996.

[157] K. Levenberg, « A method for the solution of certain non-linear problems in least squares », *Quart. Appl. Math.*, vol. 2, nº 2, p. 164-168, 1944, doi: 10.1090/qam/10666.

[158] D. Marquardt, « An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters », *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, vol. 11, nº 2, p. 431-441, juin 1963, doi: 10.1137/0111030.

[159] X. B. Lin et R. A. Smith, « An Improved Numerical Technique for Simulating the Growth of Planar Fatigue Cracks », *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 20, nº 10, p. 1363-1373, 1997, doi: 10.1111/j.1460-2695.1997.tb01495.x.

[160] X. B. Lin et R. A. Smith, « Finite element modelling of fatigue crack growth of surface cracked plates: Part III: Stress intensity factor and fatigue crack growth life », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 63, nº 5, p. 541-556, 1999, doi: 10.1016/S0013-7944(99)00042-9.

[161] K. Kishimoto, W. O. Soboyejo, J. F. Knott, et R. A. Smith, « A numerical investigation of the interaction and coalescence of twin coplanar semi-elliptical fatigue cracks », *International Journal of Fatigue*, vol. 11, nº 2, p. 91-96, 1989, doi: 10.1016/0142-1123(89)90003-0.

[162] X. B. Lin et R. A. Smith, « Finite element modelling of fatigue crack growth of surface cracked plates: Part III: Stress intensity factor and fatigue crack growth life », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 63, nº 5, p. 541-556, 1999, doi: 10.1016/S0013-7944(99)00042-9.

[163] T. Oplt, P. Hutar, P. Pokorný, L. Náhlík, Z. Chlup, et F. Berto, « Effect of the free surface on the fatigue crack front curvature at high stress asymmetry », *International Journal of Fatigue*, vol. 118, p. 249-261, 2019, doi: 10.1016/j.ijfatigue.2018.08.026.

[164] X. B. Lin et R. A. Smith, « Finite element modelling of fatigue crack growth of surface cracked plates: Part I: The numerical technique », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 63, nº 5, p. 503-522, 1999, doi: 10.1016/S0013-7944(99)00040-5.

[165] X. B. Lin et R. A. Smith, « Finite element modelling of fatigue crack growth of surface cracked plates: Part II: Crack shape change », *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 63, nº 5, p. 523-540, 1999, doi: 10.1016/S0013-7944(99)00041-7.

[166] Dassault Systèmes Simulia Corp, « ABAQUS 6.9-2. Abaqus Analysis User's Manual vol.1/ Part II : Output ». 2009.

[167] B. Lin, S. Alshammrei, T. Wigger, et J. Tong, « Characterisation of fatigue crack tip field in the presence of significant plasticity », *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 103, p. 102298, 2019, doi: https://doi.org/10.1016/j.tafmec.2019.102298.

[168] Norman E. Dowling, « Fracture of Cracked Members », in *Mechanical Behavior of Materials*, Fourth Edition., 2013, p. 334-416.

[169] ASTM International, *ASTM E647-05, Standard Test Method for Measurement of Fatigue Crack Growth Rates*. West Conshohocken, PA, 2005.

[170] W. Kirch, Éd., « Pearson's Correlation Coefficient », in *Encyclopedia of Public Health*, Dordrecht: Springer Netherlands, 2008, p. 1090–1091.