



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES  
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

## MEMOIRE

Présenté Pour obtenir le diplôme de

## MAGISTER

SPÉCIALITÉ : ENDOMMAGEMENT ET FIABILITÉ DES STRUCTURES

Par

**SLIMANE Abdelkader**

TITRE

---

**SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'APPROCHE  
ÉNERGÉTIQUE LOCALE/GLOBALE DE LA DECHIRURE  
D'UNE STRUCTURE SOUDEE**

---

Soutenu le : 16 décembre 2012

Devant le jury composé de :

M <sup>r</sup> MAZARI Mohamed	Professeur	U. SIDI BEL ABBES	Président
M <sup>r</sup> BENGUEDIAB Mohamed	Professeur	U. SIDI BEL ABBES	Examinateur
M <sup>r</sup> ZEMRI Mokhtar	Maître de conférences	U. SIDI BEL ABBES	Examinateur
M <sup>r</sup> OULD CHIKH Elbahri	Maître de conférences	U. MASCARA	Examinateur
M <sup>r</sup> BOUCHOUICHA Benattou	Maître de conférences	U. SIDI BEL ABBES	Directeur de mémoire

Année Universitaire 2011/2012

## REMERCIEMENT

Je dois en premier lieu remercier Monsieur **Mr. BOUCHOUICHA** pour son continuel support en tant que mon encadreur directeur de ce travail de mémoire. Les encouragements ainsi que l'encadrement hors pair ont été des plus appréciés pendant les périodes plus difficiles. Merci d'avoir été un directeur de ce travail.

J'adresse ma reconnaissance à **Mr. BENGUEDIAB Mohamed** à **Mr. ZEMRI Mokhtar** ainsi à **Mr. OULD CHIKH Elbahri**, qui m'ont fait l'honneur d'être membre de mon jury et ont accepté de consacrer du temps pour la lecture et le jugement de ce travail.

J'exprime, de même, mes remerciements à **Mr. MAZARI Mohamed** pour avoir accepté de présider le jury de ce mémoire.

Toute ma reconnaissance à Monsieur **L. HABIB** pour sa contribution dans le domaine de simulation, pour sa volonté de partage des connaissances et particulièrement pour sa sympathie et ses accueils très chaleureux.

Je dois remercier ma famille pour son continuel support et son encouragement, ainsi que pour m'avoir appris à aller au bout de mes projets et à ne jamais baisser les bras devant les difficultés.

Merci à mes amis et collègues pour leur soutien, leur aide et leur amitié. Merci à tous les gens de l'ONML pour ses encouragements et ses aides.

## RESUME

Dans les assemblages soudés, L'analyse de la nocivité des défauts est généralement abordé en utilisant les concepts de la mécanique de la rupture et plus particulièrement les approches globales telle que l'intégrale J de Rice. Cependant, l'hétérogénéité de la structure pose le problème de la validité de ce type d'approche proposé initialement pour les structures homogènes. En effet, la fissure est entourée de trois matériaux (Métal de Base MB, Zone Affectée Thermiquement ZAT et Métal Fondu MF) dont les structures métallurgiques et les propriétés mécaniques sont différentes. En fonction de la structure étudiée ou du chargement considéré, le rôle joué par chaque zone du joint soudé sur le chargement local de la fissure peut varier fortement.

La simulation numérique de la déchirure ductile réalisée à l'aide du modèle de Rice-Tracey basé sur la croissance des cavités, a permis de mettre en évidence l'importance des paramètres liés au modèle, les caractéristiques mécaniques du métal de base ont un effet prépondérant sur le comportement global de ce type de structures et Le taux de croissance des cavités  $R/R_0$  est sensible à tout changement dans les champs des contraintes et des déformations au fond de la fissure.

**Mots-clés:** Rupture ductile - Croissance des cavités - Approche locale - Approche globale

## ABSTRACT

In the welded joints, the analysis of the harmfulness of the defects is generally approached by using the concepts of the fracture mechanics more particularly the comprehensive approaches such as the integral J of Rice. However, the heterogeneity of the structure poses the problem of the validity of this type of approach proposed initially for the homogeneous structures. Indeed, the crack is surrounded by three materials (Base metal MB, Thermally Affected Zone ZAT and Molten metal MF) from which the metallurgical structures and the mechanical properties are different. Depending on the studied structure or loading considered, the role played by each zone of the welded joint on the local loading of the crack can vary greatly.

The digital simulation of the ductile tear carried out using the model of Rice-Tracey based on the growth of the cavities, made it possible to highlight the importance of the parameters related to the model, the mechanical characteristics of the base metal have a dominating effect on the total behavior of this type of structures and the growth rate of cavities  $R/R_0$  is sensitive to any change in the fields of the constraints and the deformations at the bottom of the crack.

**Key words:** Ductile fracture - Growth of the cavities - local Approach - global Approach

# SOMMAIRE

# SOMMAIRE

NOTATIONS.....	1
INTRODUCTION GENERALE.....	2
<b>CHAPITRE I : ETAT DE L'ART DE LA DECHIRURE DUCTILE</b>	
<b>I.1. Introduction.....</b>	<b>6</b>
<b>I.2. Approche globale de la déchirure ductile.....</b>	<b>7</b>
I.2.1. Intégrale J de Rice.....	7
I.2.1.1. Détermination expérimentale du paramètre énergétique J .....	9
I.2.1.1.1. Technique à plusieurs échantillons.....	10
I.2.1.1.2. Méthodes des fissures profondes.....	11
I.2.1.2. Courbe $J_R$ de résistance à la fissuration.....	12
I.2.1.3. Effet d'échelle et de géométrie.....	14
I.2.1.3.1. Effet de l'épaisseur et de la taille des éprouvettes.....	14
I.2.1.3.2. Effet de la géométrie et de la profondeur du défaut sur la ténacité.....	16
I.2.2. Approche globale à deux paramètres.....	18
I.2.2.1. Contrainte T.....	18
I.2.2.2. Paramètre $\beta$ .....	20
I.2.2.3. Paramètre Q.....	20
I.2.3. Ouverture en front de fissure (CTOD).....	22
<b>I.3. Approche locale de la déchirure ductile.....</b>	<b>24</b>
I.3.1. Mécanismes microscopiques de la déchirure ductile.....	25
I.3.1.1. Amorçage des cavités.....	26
I.3.1.2. Croissance des cavités .....	27
I.3.1.3. Coalescence des cavités.....	28
I.3.2. Modèles micromécaniques.....	31
I.3.2.1. Modèle de Rice – Tracey.....	31
I.3.2.1.1. Concepts théoriques.....	31
I.3.2.1.2. Influence de la fraction volumique initiale des cavités.....	32
I.3.2.1.3. Calcul du taux de croissance des cavités $R/R_0$ .....	33
I.3.2.1.4. Détermination du taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$ .....	34
I.3.2.2. Modèle de Gurson.....	35
I.3.2.2.1. Critère de Gurson.....	35
I.3.2.2.2. Critère de Gurson-Tvergaard (G-T).....	35
I.3.2.2.3. Critère de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN).....	36
I.3.2.2.4. Evolution de la fraction volumique du vide $f$ .....	37
I.3.2.2.5. Détermination des paramètres du modèle GTN.....	38
I.3.2.3. Modèle de Rousselier.....	39
I.3.2.4. Application des méthodes de l'approche locale à la prévision de la rupture d'un joint soudé.....	40

## CHAPITRE II : APPROCHE ENERGETIQUE DE LA DECHIRURE DUCTILE

<b>II.1. Introduction</b> .....	44
<b>II.2. Approches basées sur l'estimation de l'énergie dissipée par la rupture</b> .....	44
II.2.1. Paramètre R proposé par Kanninen.....	44
II.2.2. Approche thermodynamique de N'Guyen.....	45
II.2.3. Taux de dissipation d'énergie.....	46
<b>II.3. L'amorçage de fissure</b> .....	49
II.3.1. Définition du critère.....	50
II.3.1.1. Le CTOD.....	50
II.3.1.2. Définition d'un critère à partir de la profondeur d'émoussement.....	52
II.3.1.2.1. Première approche : estimation de SZW par une relation linéaire avec J.....	53
II.3.1.2.2. Seconde approche : mesure directe de SZW.....	53
II.3.1.3. Choix du critère d'amorçage.....	54
II.3.2. Vérification de la validité de $J_i$ .....	54
II.3.2.2. Détermination du CTOD, de SZW et de $J_i$ .....	54
II.3.2.2.1. Observations de la zone d'émoussement.....	54
II.3.2.2.2. Détermination de $J_i$ .....	55
<b>II.4. Modélisation de la propagation en déchirure ductile</b> .....	56
II.4.1. Rappel des concepts basés sur l'énergie dissipée pendant la propagation.....	56
II.4.2. Critère de la rupture.....	57
II.4.2.1. Principe du critère.....	57
II.4.2.1.1. Analyse de l'énergie dissipée.....	57
II.4.2.1.2. Proposition du critère par S. Marie.....	58
II.4.2.2. Mise en œuvre numérique de l'approche.....	59
II.4.2.3. Interprétation géométrique du critère.....	60
II.4.3. Cohérence de l'approche avec d'autres modèles.....	61
II.4.3.1. Etude du champ de contrainte au cours de la propagation.....	61
II.4.3.2. Etude de l'angle d'ouverture de la fissure (CTOA).....	62
II.4.3.3. Comparaison avec le modèle de Rice et Tracey.....	64
II.4.4. Influence du choix de la longueur d'extension de fissure $\lambda$ .....	65

## CHAPITRE III : ETUDE NUMERIQUE

III.1. Objet.....	68
III.2. Hypothèses de travail .....	68
III.3. Evaluation numérique de l'intégrale J .....	69
III.4. Types d'éprouvettes utilisées .....	71
III.4.1 Préfissuration des éprouvettes.....	73
III.4.2 Configuration de différentes entailles.....	74
III.5. Choix du maillage.....	74

III.6. Conditions aux limites .....	75
III.7. Caractéristiques conventionnelles de traction .....	77
III.7.1. Courbes rationnelles de traction.....	78
III.8. Résultats et discussion .....	79
III.8.1. Zone plastifiée.....	79
III.8.2. Sensibilité des modèles a la taille du maillage le en pointe de fissure .....	81
III.8.2.1. Influence de $L_c$ sur les paramètres globaux.....	81
III.8.2.2. Influence de $L_e$ sur les valeurs de $R/R_0$ .....	82
III.8.3. Ouverture au fond de la fissure (CTOD) .....	84
III.8.4. Courbe $J-\Delta a$ .....	85
III.8.5. Evolution de l'intégrale $J$ .....	86
III.8.6. Croissance des cavités.....	87
III.8.7. Evolution du rapport $R/R_0$ en fonction de l'intégrale $J$ .....	88
III.9. conclusion .....	89

### **MODELE DE L'ENDOMMAGEMENT GTN (NUCLEATION)**

III.10. Introduction.....	91
III.11. Choix des éprouvettes.....	92
III.12. Géométrie des éprouvettes.....	92
III.13. Comportement et propriétés du matériau.....	93
III.14. Maillages et conditions aux limites.....	94
III.15. Comparaison entre ABAQUS/Standard et ABAQUS/ Explicit.....	96
III.16. Résultats des simulations.....	97
III.16.1. Sensibilité au maillage.....	97
III.16.2. Effet de $f_n$ .....	99
III.16.3. Effet de $q_i$ .....	100
III.17. Conclusion.....	102

<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>103</b>
---------------------------------	------------

<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>105</b>
---	------------



# LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX

## LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX

### CHAPITRE I

<b>Figure I.1:</b> Définition de l'intégrale de contour J.....	7
<b>Figure I.2 :</b> Variation d'énergie dissipée à déplacement constant.....	9
<b>Figure I.3:</b> Schématisation du processus de la déchirure ductile.....	10
<b>Figure I.4:</b> Détermination de J selon la méthode de Begley et Landes.....	11
<b>Figure I.5:</b> Type de courbes R du matériau ductile.....	13
<b>Figure I.6 :</b> Courbe $J_R$ de résistance à la fissuration dans un matériau ductile.....	14
<b>Figure I.7 :</b> Effets de la géométrie sur la courbe J -Aa pour l'acier 22NiMoCr37.....	17
<b>Figure I.8:</b> Influence de la profondeur du défaut sur la courbe de résistance à la déchirure ductile....	17
<b>Figure I.9 :</b> Repère utilisé en pointe de fissure.....	18
<b>Figure I.10:</b> Evolution de la zone plastifiée en pointe de fissure en fonction du signe de T.....	19
<b>Figure I.11:</b> Modèle de Dugdale-arenblatt.....	24
<b>Figure I.12:</b> Réponse schématique d'une éprouvette en traction simple représentant Les phases de la déchirure ductile.....	25
<b>Figure I.13:</b> Germination des cavités.....	27
<b>Figure I.14:</b> Croissance des cavités.....	28
<b>Figure I.15:</b> Rupture par striction interne.....	29
<b>Figure I.16:</b> Rupture par cisaillement.....	29
<b>Figure I.17:</b> Mécanismes microscopique de la rupture ductile.....	30
<b>Figure I.18:</b> Modèle de la sphère creuse en condition de taux de déformation homogène au bord.....	35
<b>Figure I.19:</b> graphe de la fonction $f^*(f)$ .....	37
<b>Figure I.20:</b> Configurations des éprouvettes CT: (a) MB, (b) MB+MF et (c) MB+MF+ZAT.....	41
<b>Figure I.21 :</b> Evolution du taux de croissance de cavités dans les mailles situées dans la ZAT, du côté du métal de base MB et du côté du métal fondu MF.....	42
<b>Figure I.22:</b> Distribution des valeurs de $R/R_0$ en fond de fissure.....	42
<b>Figure I.23:</b> Rupture d'une éprouvette prélevée dans le joint soudé.....	34
<b>Tableau I.1:</b> Tendances observées dans la littérature sur $J_{IC}$ et la pente $dJ/da$ .....	15

### CHAPITRE II

<b>Figure II.1 :</b> Méthodes de calcul de J et R.....	52
<b>Figure II.2 :</b> Définition du CTOD selon Rice.....	55
<b>Figure II.3 :</b> une autre définition du CTOD.....	56

<b>Figure II.4 :</b> Observation au MEB de la zone d'émoussement d'une éprouvette CT12.....	61
<b>Figure II.5 :</b> Illustration du bilan énergétique proposé.....	66
<b>Figure II.6 :</b> Evolution des contraintes au cours de la propagation pour les différentes simulations réalisées.....	68
<b>Figure II.7 :</b> Définition du CTOA.....	68
<b>Figure II.8 :</b> Evolution du CTOA au cours de la propagation pour les différentes simulations réalisées.....	69
<b>Figure II.9 :</b> Evolution du rapport $(R/R_0)_c$ avec la propagation.....	70
<b>Figure II.10 :</b> Influence de $\lambda$ sur la contrainte équivalente lorsque le critère est atteint.....	71
<b>Figure II.11 :</b> Influence de $\lambda$ sur le déplacement lorsque le critère est atteint.....	71

### CHAPITRE III

<b>Figure III.1:</b> Contour d'intégration $\Gamma$ .....	77
<b>Figure III.2 :</b> CT donné dans la norme d'ASTM E 399.....	79
<b>Figure III.3 :</b> Eprouvette CT avec toutes les dimensions.....	81
<b>Figure III.4:</b> Configuration des éprouvettes CT (Compact Tension).....	82
<b>Figure III.5:</b> Maillage cas de l'éprouvette CT entière.....	83
<b>Figure III.6:</b> conditions aux limites configuration du joint de soudure.....	84
<b>Figure III.7:</b> Courbe conventionnelles de traction des différentes éprouvettes.....	85
<b>Figure III.8:</b> Courbe rationnelle de traction des différentes éprouvettes.....	87
<b>Figure III.9:</b> modélisation de l'éprouvette CT.....	88
<b>Figure III.10 :</b> détail de la zone plastifiée.....	88
<b>Figure III.11 :</b> Evolution de l'intégrale J en fonction du déplacement pour deux tailles de maille....	90
<b>Figure III.12 :</b> Influence de la taille des mailles $L_c$ sur l'ouverture en fond de fissure.....	90
<b>Figure III.13.</b> Différentes tailles de la maille.....	91
<b>Figure III.14.</b> Influence de la taille des mailles en pointe de fissure sur les valeurs du taux de croissance des cavités pour deux tailles de maille. Cas du métal de base.....	91
<b>Figure III.15 :</b> Évolution du CTOD en fonction du déplacement imposé.....	92
<b>Figure III.16 :</b> Evolution de J en fonction de a dans les trois zones de soudure.....	93
<b>Figure III.17 :</b> Evolution de l'intégrale J vis à vis des contours d'intégration.....	94
<b>Figure III.18 :</b> Evolution de J en fonction du déplacement imposé.....	95
<b>Figure III.19:</b> Evolution de $R/R_0$ en fonction du déplacement imposé.....	96
<b>Figure III.20:</b> Evolution de $R/R_0$ en fonction de l'intégrale J.....	97
<b>Tableau III.1 :</b> Propriétés mécaniques des trois zones.....	85

## MODELE DE L'ENDOMMAGEMENT GTN (NUCLEATION)

<b>Figure III.21:</b> Géométrie des éprouvettes a: AE2, b: AE4 et c: AE10 .....	101
<b>Figure III.22:</b> Symétrie de l'éprouvette et conditions aux limites .....	103
<b>Figure III.23:</b> Maillage de l'éprouvette AE2.....	103
<b>Figure III.24:</b> Comparaison entre Abaqus/Standard et Abaqus/ Explicit.....	104
<b>Figure III.25:</b> Les différents maillages utilisés.....	105
<b>Figure III.26:</b> Influence du maillage sur la courbe Charge-réduction diamétrale.....	106
<b>Figure III.27:</b> Influence du maillage sur la courbe Contrainte Equivalente- Déformation nominale.....	106
<b>Figure III.28:</b> Influence de $f_n$ sur le comportement de l'éprouvette.....	108
<b>Figure III.29:</b> Influence de $q_1$ .....	109
<b>Figure III.30:</b> Influence de $q_2$ .....	109
<b>Tableau III.2:</b> Paramètres utilisés pour la simulation.....	105
<b>Tableau III.3:</b> Paramètres utilisés pour la simulation (Effet de $f_n$ ).....	107

# NOTATIONS

## NOTATIONS

$x_1$  et  $x_2$  : coordonnées du point M du contour par rapport au fond de fissure  
 $ds$  : élément curviligne en M du contour  
W : densité d'énergie de déformation  
T : vecteur force agissant sur  $ds$  en M  
n : vecteur unitaire normal au contour  
G dirigé vers l'extérieur en M  
u : vecteur déplacement du point d'application de T en M  
E : module d'Young  
 $K_I$  : facteur d'intensité de contrainte  
P : énergie potentielle et de la variation d'aire de la fissure  
 $\sigma_y$  : limite d'élasticité  
 $\varepsilon_y$  : déformation correspondant à  $\sigma_y$   
 $I_n$  : contrainte d'intégrale dépendant de n  
 $f_{ij}(s)$  et  $g_{ij}(s)$  : fonctions adimensionnées de  $\theta$  et n  
 $\eta$  : facteur de proportionnalité dépendant de  $a_0/W$  et du type d'éprouvette  
B : épaisseur de l'éprouvette  
 $B(W-a_0)$  : aire du ligament initial  
 $(W-a_0)$  : longueur du ligament initial  
 $\sigma_u$  : contrainte à rupture  
 $\mu$  : module de cisaillement  
 $\delta_{ij}$  : symbole de Kronecker  
T : contrainte parallèle au plan de la fissure  
 $\sigma_m$  : contrainte moyenne  
 $\beta$  : taux de biaxialité de la fissure  
a : longueur de la fissure  
N : coefficient d'écrouissage  
Q : paramètre de triaxialité du confinement  
a : demi-longueur de la fissure  
 $\sigma_y$  : limite d'élasticité du matériau  
 $\sigma_0$  : contrainte nominale de traction appliquée dans le plan de la plaque  
 $\lambda$  : facteur de correction  
 $R_0$  : rayon initial de la cavité  
R : rayon courant  
 $\sigma_0$  : contrainte d'écoulement plastique  
 $\sigma_m$  : contrainte moyenne  
 $d\varepsilon_{eq}^p$  : incrément de déformation plastique équivalente  
 $(R/R_0)$  : taux de croissance de cavité  
 $\Delta\Phi$  : contraction diamétrale

$\Sigma_m$  : contrainte hydrostatique  
 $\Sigma_{eq}$  : Contrainte équivalente au sens de Von Mises  
 $f_u^*$  : valeur ultime de  $f = 1/q_1$   
 $f_F$  : fraction volumique du vide lors de la rupture finale  
 $f_c$  : valeur seuil qui marque le début de la coalescence.  
 $f_n$  : fraction volumique d'inclusions  
 $\epsilon_n$  : déformation moyenne à l'apparition de nucléation des cavités.  
 $S_n$  : déviation standard correspondante  
 $\hat{f}_n$  : fraction volumique de particules qui permettent la nucléation des cavités selon un mécanisme contrôlé par les contraintes  
 $\hat{S}_n$  : déviation standard  
 $f_0$  : fraction volumique initiale de vide  
 $F_1$  : écoulement plastique du matériau sans endommagement  
 $F_2$  : effet de l'endommagement sur le matériau  
 $D$  : densité volumique de puissance dissipée  
 $\dot{l}$  : vitesse de propagation  
 $F$  : force fissurante  
 $g_0$  : énergie de surface  
 $S_R$  : domaine autour de la pointe de fissure  
 $J$  : intégrale de Rice  
 $A$  : aire de fissure  
 $U_{diss}$  : énergie dissipée dans la structure  
 $U_{tot}$  : énergie totale reçue par la structure  
 $U_{el}$  : composante élastique  
 $U_{pl}$  : composante plastique  
 $G_{fr}$  : énergie dissipée dans le processus de rupture  
 $R$  : variation d'énergie dissipée dans la structure pendant la propagation  
 $J_i$  : énergie nécessaire pour atteindre le CTOD critique en pointe de fissure  
 $\gamma$  : énergie surfacique liée à la formation d'une fissure plate  
 $t$  : énergie volumique  
 $r$  : énergie plastique caractérisant la plasticité en pointe de fissure  
 $F_u$  : la charge maximale  
 $SZW$  : profondeur de la zone d'émoussement  
 $G_{local}$  : taux de restitution d'énergie local  
 $R$  : taux de dissipation d'énergie  
 $dU_{rupt}$  : énergie par unité d'épaisseur  
 $A_G$  : aire incluse dans le contour  $G$   
 $\bar{\Psi}$  : critère de décharge

$V_s$  : vecteur unitaire dans la direction d'avancée de fissure

$n_i$  : normale au contour  $\Gamma$

$W$  : densité d'énergie de déformation

$G$  : chemin dans le plan autour de l'extrémité de l'entaille

$t_j$  : force de traction

$\varepsilon_t$  : déformation rationnelle totale

$e$  : déformation totale

## **ABRÉVIATIONS**

ASTM : American Society for Testing and Materials

COD : ouverture de la fissure (Crack Opening Displacement)

CTOD : ouverture en fond de fissure (Crack Tip Opening Displacement)

CTOA : angle d'ouverture de la fissure

CT : éprouvette compacte de traction (Compact Tension)

EF : éléments finis

MB : matériau de base

MF : matériau de fusion (soudure)

ZAT : Zone affectée thermiquement

SENB : éprouvette de flexion en trois points (Single Edge-Notched Bend)

SI : système international d'unités



# INTRODUCTION

## **INTRODUCTION GENERALE**

La mécanique de la rupture s'intéresse à la nocivité des défauts, constitue un sujet majeur de recherche depuis plusieurs dizaines d'années. Elle concerne surtout l'identification des modes de ruine et du type de chargement associé, l'interprétation des phénomènes (détermination des mécanismes de rupture, bilan énergétique ...), et la mise en œuvre de critères de rupture.

La déchirure ductile est le mode de ruine qui nous intéresse plus particulièrement dans ce travail. Elle se produit lorsqu'une structure fissurée est soumise à un chargement monotone croissant, dans le cas où le matériau qui la constitue peut endurer d'importantes déformations plastiques. Dans ces conditions, la fissure présente en général une phase de propagation stable. Cependant, la taille de fissure augmentant, la capacité de résistance à l'effort de la structure va diminuer. De ce fait, elle ne sera éventuellement plus capable de tenir son rôle en cours de fonctionnement, la fissure devenant instable.

Le but de ce travail est d'apporter une contribution à l'étude de la déchirure ductile dans un joint soudé afin de développer une méthode d'analyse, adaptée à ce type de jonction. Pour une meilleure compréhension des processus conduisant à la déchirure ductile des structures soudées, nous avons vérifié deux approches de la mécanique de la rupture: une approche globale (J, CTOD) et une approche locale (R/R<sub>0</sub>).

Le plan de l'étude s'articule autour de trois chapitres :

Le **chapitre I** présente un état de l'art de la mécanique de la rupture pour la déchirure ductile, où nous mettrons en évidence les possibilités et problèmes liés aux différentes approches possibles, ainsi que leur intérêt pour notre étude et ses objectifs. Cette bibliographie nous permet en particulier de justifier le choix d'une approche énergétique pour modéliser la déchirure ductile. L'approche locale de la déchirure ductile est basée sur la connaissance des mécanismes microscopiques intervenant lors de ce type de rupture. Nous présentons d'abord un bref rappel des mécanismes physiques conduisant à la déchirure ductile. Ensuite, nous exposons les principaux types de modèles permettant la modélisation de ce phénomène.

Le **chapitre II** se décompose en deux parties: dans un premier temps, un critère d'amorçage présenté dans le chapitre I est approfondi. Ensuite, la modélisation de la propagation de fissure en déchirure ductile à partir d'une méthode énergétique est proposée par S. Marie. S'appuyant sur les résultats présentés dans la bibliographie.

Le **Chapitre III** rapporte l'étude paramétrique, basée sur des calculs par la méthode des éléments finis, de la déchirure ductile dans un joint soudé. Nous avons présenté successivement, la démarche effectuée pour identifier :

- Les facteurs principaux qui régissent la résistance à la rupture d'un joint soudé.
  
- L'influence des caractéristiques mécaniques du métal de base sur le comportement global de ce type de structures (les évolutions de la charge, de l'intégrale J, du CTOD, des zones plastiques, ...).
  
- La sensibilité du taux de croissance des cavités  $R/R_0$  à tout changement dans les champs des contraintes et des déformations au fond de la fissure. L'approche locale semble être une alternative valable pour l'étude de la déchirure ductile dans le cas des joints soudés. Cette approche nécessite une modélisation prenant en considération l'hétérogénéité de la structure: configuration bimétal et trimétal, ce qui conduit à la prédiction de la direction de propagation de la fissure.

La simulation numérique a été réalisée au moyen de deux modèles basés sur l'approche locale de la rupture: le modèle de croissance des cavités de Rice-Tracey (R&T) et le modèle de Gurson modifié (GTN) basés sur l'endommagement continu à l'aide des éprouvettes axisymétriques entaillées.

# CHAPITRE I

## ETAT DE L'ART DE LA DECHIRURE DUCTILE

## I.1. Introduction

L'intégrité mécanique des structures peut être vérifiée par diverses méthodes faisant appel au concept de la mécanique de la rupture. Nous distinguons la rupture fragile pour laquelle la mécanique linéaire élastique de la rupture suffit et la rupture ductile qui utilise la mécanique élastoplastique. Dans ce deuxième cas, on distingue deux types d'approches qui seront présentées dans ce chapitre: l'approche globale et l'approche locale.

L'approche globale s'appuie sur le calcul de paramètres tels que l'intégrale J de Rice ou l'ouverture en fond de fissure CTOD (Crack Tip Opening Displacement) pour le cas élastoplastique. Cependant, l'utilisation de critères de rupture globaux à un seul paramètre ne permet pas de rendre compte de l'influence complexe de la géométrie et du système de chargement. Pour y remédier, une approche globale dite « approche à deux paramètres » a été proposée par de nombreux auteurs. Elle consiste à déterminer l'évolution de la ténacité en fonction d'un second paramètre représentant le degré de confinement de la structure.

Des approches de la mécanique de la rupture dites « locales » se sont développées il y a une vingtaine d'années. Ces approches reposent sur l'interprétation mécanique des mécanismes physiques se produisant à la pointe de la fissure, de l'endommagement jusqu'à la rupture du matériau, et le calcul des contraintes et des déformations locales par éléments finis.

Les modèles de la déchirure ductile recensés dans la littérature peuvent se regrouper en deux grandes familles. La première famille, qui regroupe les modèles découplés, suppose que l'endommagement du matériau n'affecte pas le comportement global du matériau. La rupture de la structure se produit lorsque l'endommagement atteint une valeur critique qui est supposée un paramètre intrinsèque au matériau. La seconde famille rassemble les modèles couplés définissant des potentiels élastoplastiques endommageables.

Le comportement du matériau et l'endommagement sont alors liés. La rupture est décrite implicitement par l'adoucissement de la réponse globale de la structure. Seuls les modèles utilisés pour l'ensemble de cette étude seront décrits dans ce premier chapitre, à savoir le modèle découplé de Rice- Tracey et les modèles couplés de Rousselier et de Gurson-Tvergaard-Needleman.

## I.2. Approche globale de la déchirure ductile

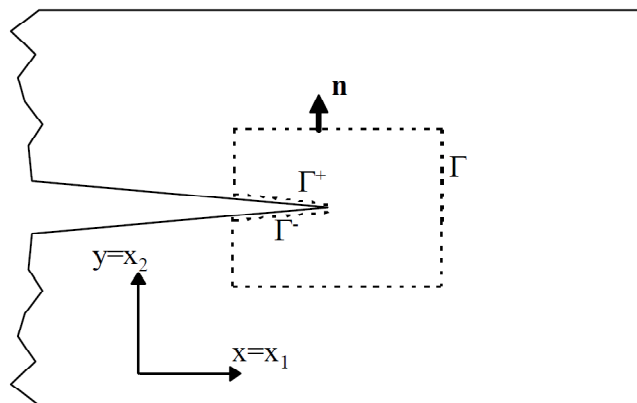
### I.2.1. Intégrale $J$ de Rice

En utilisant les résultats des travaux d'Eshelby [1], Cherepanov [2] et Rice [3] ont défini une intégrale de contour appelée intégrale  $J$ , caractérisant le taux de restitution d'énergie d'une structure contenant une fissure, lors de l'avancée de celle-ci. Dans le cas particulier d'un problème plan, illustré par la Figure I.1, l'intégrale  $J$  est définie pour un contour  $\Gamma$  orienté, par la relation suivante :

$$J = \int_{\Gamma} \left[ W \cdot dx_2 - T_i \frac{du_i}{dx_i} \cdot ds \right] \quad (\text{I.1})$$

$\Gamma$  est un contour passant dans la matière et entourant le fond de fissure en partant de la lèvres inférieure et finissant sur la lèvres supérieure.

- $x_1$  et  $x_2$  sont les coordonnées du point M du contour par rapport au fond de fissure.
- $ds$  est l'élément curviligne en M du contour.
- $W$  est la densité d'énergie de déformation définie par:  $W = \int_0^{\varepsilon} \sigma_{ij} \cdot d\varepsilon_{ij}$
- $T$  est le vecteur force agissant sur  $ds$  en M.
- $n$  est le vecteur unitaire normal au contour  $\Gamma$  dirigé vers l'extérieur en M.
- $u$  est le vecteur déplacement du point d'application de  $T$  en M.



**Figure I.1:** Définition de l'intégrale de contour  $J$ .

Rice a montré en outre que cette intégrale dans le cas d'un matériau à comportement élastique (linéaire ou non) était indépendante du contour d'intégration. Dans le cas d'un comportement élastoplastique, cette propriété reste vérifiée dans le cas d'un chargement radial. Par contre, tout déchargement (ou toute brusque variation dans la direction de chargement) lui fait perdre cette propriété, indiquant de ce fait, pour ce type de comportement, que la description de la propagation de la fissure par l'intégrale J ne peut être envisagée [4]. En effet, l'élasticité non linéaire suppose que le déchargement se fasse suivant la même courbe qu'à la montée, ce qui n'est pas le cas d'un matériau élastoplastique réel.

Par ailleurs, dans le cas d'un comportement élastique linéaire, l'intégrale J représente le taux de restitution d'énergie G :

$$J = G = -\frac{dP}{da} = \frac{K_I^2}{\bar{E}} \quad (\text{I.2})$$

$$\begin{aligned} \text{Où } \bar{E} &= E && \text{en contraintes planes} \\ \bar{E} &= \frac{E}{(1-\nu^2)} && \text{en déformations planes} \end{aligned}$$

Avec E le module d'Young,  $\nu$  le coefficient de Poisson,  $K_I$  le facteur d'intensité de contrainte, P l'énergie potentielle et da la variation d'aire de la fissure.

L'intégrale permet de définir les champs des contraintes et déformations suivant les formulations de Hutchinson [5, 6], Rice et Rosengen [7] en coordonnées polaires en fond de fissure. Ces auteurs ont montré, pour les matériaux obéissant à une loi d'écoulement de la

forme  $\frac{\sigma}{\sigma_y} = \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_y} \right)^n$ , qu'il existe au voisinage de la fissure, un champ de contraintes et de déformations ayant l'expression suivante:

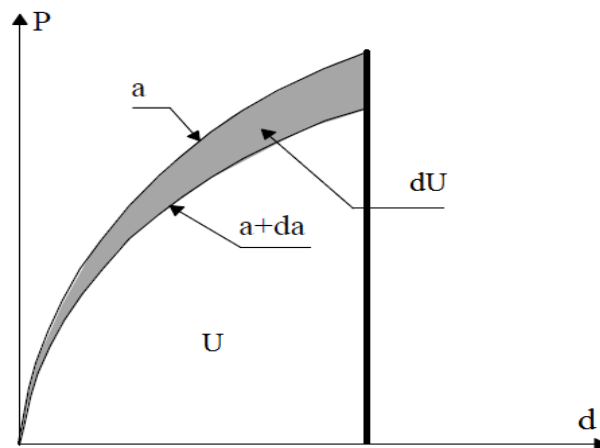
$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_y} = \left( \frac{J}{\varepsilon_y \cdot \sigma_y \cdot I_n \cdot r} \right)^{\frac{n}{n+1}} f_{ij}(\theta) \quad \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_y} = \left( \frac{J}{\varepsilon_y \cdot \sigma_y \cdot I_n \cdot r} \right)^{\frac{n}{n+1}} g_{ij}(\theta) \quad (\text{I.3})$$

Où n est le coefficient d'écrouissage,  $\sigma_y$  la limite d'élasticité,  $\varepsilon_y$  la déformation correspondant à  $\sigma_y$ ,  $I_n$  une contrainte d'intégrale dépendant de n et  $f_{ij}(\sigma)$  et  $g_{ij}(\sigma)$  des fonctions adimensionnées de  $\theta$  et n.

L'intensité des contraintes et des déformations, dans la singularité élastoplastique, est donc caractérisée par l'intégrale  $J$ , qui joue de ce fait le même rôle que  $K$  en mécanique linéaire élastique.

Rice a ensuite établi que l'intégrale  $J$  pouvait être reliée au taux d'énergie dissipée (Figure I.2) par la relation suivante [8, 9] :

$$\text{À déplacement constant} \quad j = -\frac{1}{B} \left( \frac{\partial U}{\partial a} \right) \quad (\text{I.4})$$



**Figure I.2 :** Variation d'énergie dissipée à déplacement constant.

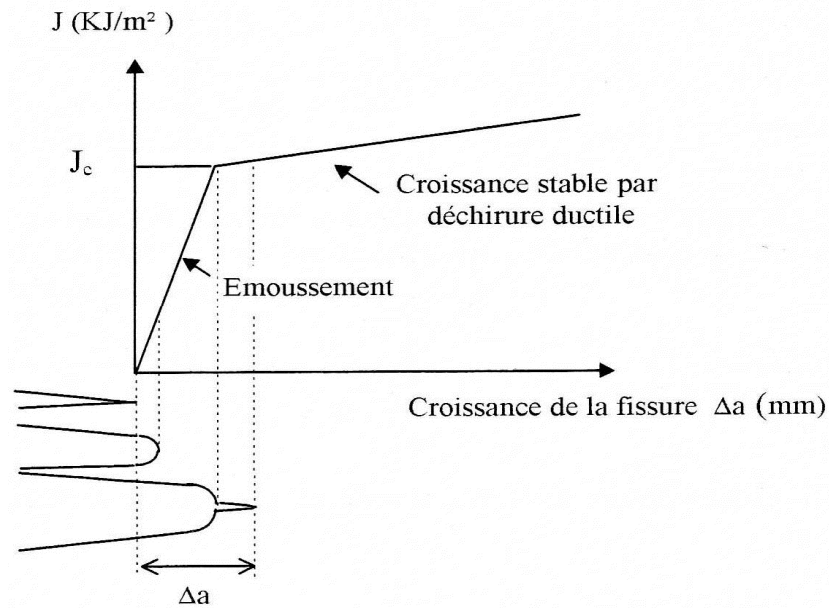
Cette interprétation énergétique de  $J$  est le point de départ de toutes les méthodes expérimentales de détermination du paramètre  $J$ .

### I.2.1.1. Détermination expérimentale du paramètre énergétique $J$

Dans le cas d'un matériau ductile, l'avancée d'une fissure sous l'action d'un Changement croissant est caractérisée macroscopiquement par les étapes suivantes (Figure I.3) :

- l'émoussement du front de la fissure initialement aigu. Le rayon de courbure en fond de fissure obtenue par préfissuration de l'éprouvette est très faible et va rapidement croître au cours du chargement, par déformation plastique, avant la propagation;
- la croissance stable résultant d'une déchirure au fond de la fissure ;
- l'instabilité brutale.





**Figure I.3:** Schématisation du processus de la déchirure ductile.

Un tel comportement se caractérise globalement par une courbe expérimentale, exprimant la variation du paramètre  $J$  en fonction de l'avancée de la fissure  $\Delta a$ .

Expérimentalement, il n'est pas possible de mesurer l'intégrale  $J$ , mais plutôt le paramètre énergétique  $J$  qui peut s'identifier à l'intégrale sous certaines conditions. Il existe plusieurs techniques pour déterminer ce paramètre  $J$ .

#### **I.2.1.1.1. Technique à plusieurs échantillons**

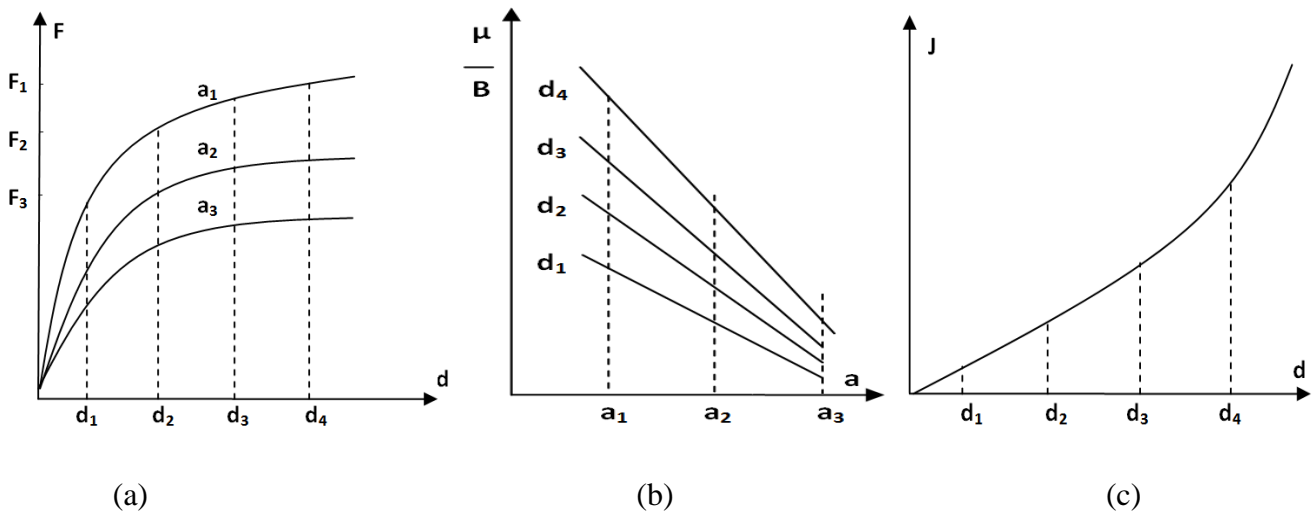
L'interprétation énergétique de l'intégrale a conduit Begley et Landes [10] à proposer la première méthode expérimentale d'évaluation du paramètre  $J$ . Elle nécessite l'utilisation de plusieurs éprouvettes identiques contenant des fissures de longueurs différentes.

La détermination de  $J$  se déroule alors en trois étapes :

(i) A partir de l'aire sous la courbe « force-déplacement des points d'application de la charge », on détermine pour chacune des éprouvettes contenant une fissure de longueur  $a_i$ , les énergies par unité d'épaisseur ( $U/B$ ) (Figure I.4a).

(ii) Ces énergies par unité d'épaisseur sont reportées en fonction de la longueur de la fissure, pour plusieurs valeurs de déplacement  $d_i$ . A déplacement constant, on ajuste ensuite l'évolution de  $U/B$  en fonction de  $a$  grâce à une fonction de lissage (linéaire, exponentielle, polynomiale), comme indiquée sur la Figure I.4b.

(iii) L'évolution de  $J$  en fonction des déplacements est déduite directement par la dérivation de la fonction utilisée par l'approximation (Figure I.4c).



**Figure I.4:** Détermination de  $J$  selon la méthode de Begley et Landes [10].

### I.2.1.1.2. Méthodes des fissures profondes

La lourdeur expérimentale liée au nombre d'échantillons important nécessaire pour estimer correctement le paramètre  $J$  et par conséquent le coût relatif proportionnel à ce nombre d'essais représentent le principal handicap de cette méthode, bien que celle-ci soit la plus proche de la définition énergétique de  $J$ .

De manière intuitive, il semble cependant logique de chercher à exprimer le paramètre  $J$  à partir de l'énergie dépensée  $U$  (aire sous la courbe charge-déplacement) [11, 12] :

$$J = \eta \frac{U}{B(W - a_0)} \quad (\text{I.5})$$

Où  $\eta$  est un facteur de proportionnalité dépendant de  $a_0/W$  et du type d'éprouvette,  $B$  l'épaisseur de l'éprouvette et  $B(W - a_0)$  l'aire du ligament initial.

Dans le cas des matériaux à comportement élastoplastique, on exprime le paramètre  $J$  sous la forme additive d'une composante élastique  $J_{el}$  et d'une composante plastique  $J_{pl}$  [13] :

$$J = J_{el} + J_{pl} \quad (\text{I.6})$$

La composante élastique  $J_{el}$  est identique au taux de restitution d'énergie  $G$ , ce qui permet de calculer  $J_{el}$  directement à partir du facteur d'intensité de contrainte  $K$ , selon l'Equation I.2.

Le calcul de la composante plastique  $J_{pl}$  peut s'effectuer suivant la méthode proposée par la norme ASTM [14] :

$$J_{pl} = \eta_{pl} \frac{U_{pl}}{B(W - a_0)} \quad (\text{I.7})$$

Avec :  $\eta_{pl} = 2.00 + 0.522 \left( 1 - \frac{a_0}{W} \right)$

(W-a<sub>0</sub>) la longueur du ligament initial

U<sub>pl</sub> l'énergie plastique dépensée

Afin que le paramètre J soit une bonne estimation de l'intégrale J, les procédures de tests ASTM [14] et ESIS [15] recommandent, en déformations planes et pour un matériau ductile, les conditions de validités suivantes:

ESIS:

$$B, b_0 \geq 20 \frac{J}{\sigma_f} \quad \text{avec} \quad \sigma_f = \frac{\sigma_y + \sigma_u}{2}$$

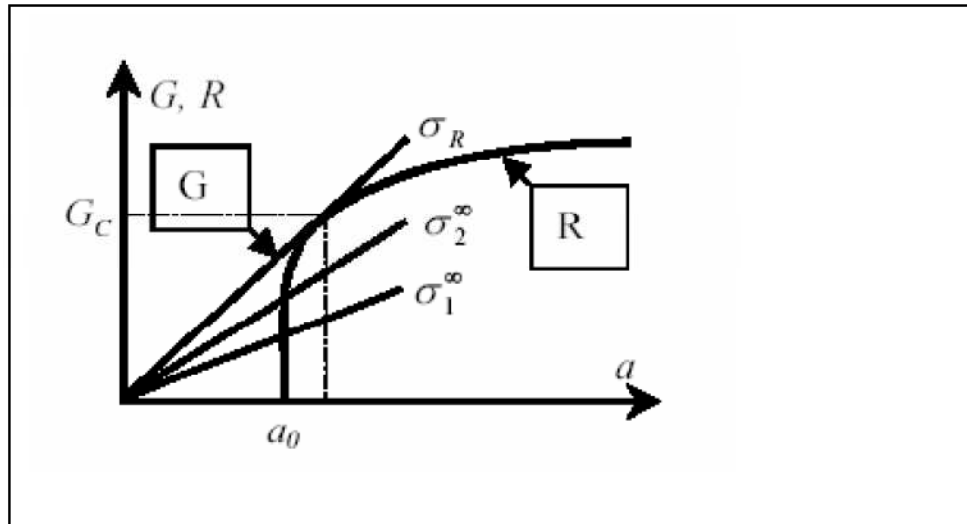
ASTM:

$$B, b_0 \geq 25 \frac{J}{\sigma_y}$$

Où B est l'épaisseur de l'éprouvette, b<sub>0</sub>=W-a la longueur initiale du ligament,  $\sigma_y$  la limite d'élasticité et  $\sigma_u$  la contrainte à rupture.

### I.2.1.2. Courbe J<sub>R</sub> de résistance à la fissuration

La **Figure I.5** représente la courbe R dans un matériau ductile. Lorsqu'on charge jusqu'à  $\sigma_1^\infty$ , la longueur de fissure reste constante. Entre  $\sigma_2^\infty$  et  $\sigma_R$ , la fissure se propage de façon stable mais lorsque la charge  $\sigma_R$  est atteinte, l'énergie G tangente la courbe R et la propagation est alors brutale.



**Figure I.5:** Type de courbes R du matériau ductile.

Au delà de  $\sigma_2^\infty$ , la résistance à la rupture augmente ; ce qui explique l'existence d'une zone plastique à l'extrémité de la fissure qui concentre une énergie de résistance devant laquelle l'énergie nécessaire à provoquer les micro ruptures à fond de fissure est bien plus faible.

L'examen de l'allure des courbes R de fissuration est stable tant que :

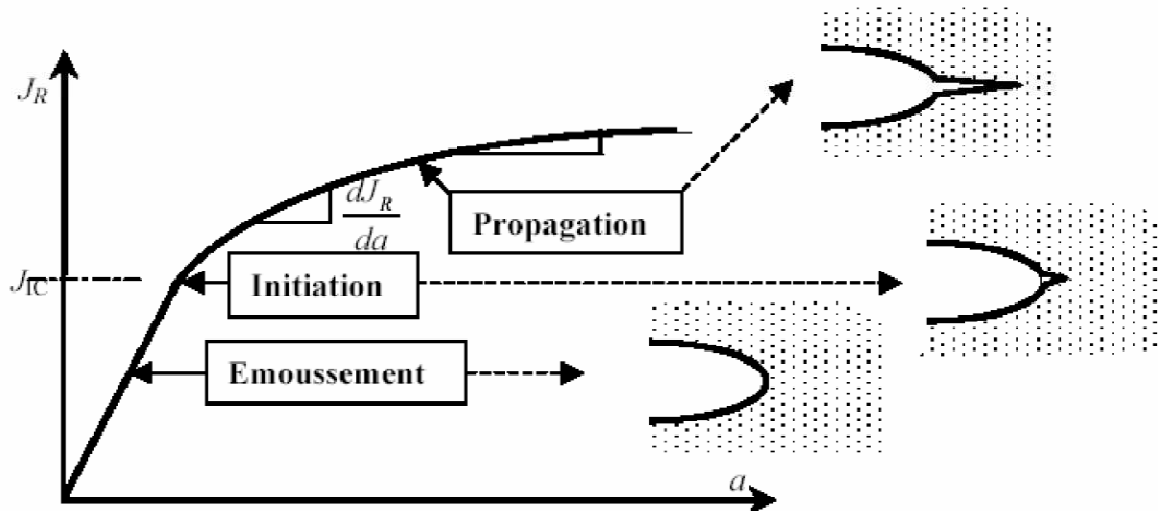
$$G = R \text{ et } \frac{dG}{da} \leq \frac{dR}{da} \quad (\text{I.8})$$

La propagation instable intervient lorsque :

$$\frac{dG}{da} > \frac{dR}{da} \quad (\text{I.9})$$

L'évolution sur cette courbe est liée au développement d'une fissuration stable par déchirure ductile à fond de fissure avant la rupture. Cette déchirure est due à une croissance suivie d'une coalescence des cavités qui se forment par écoulement plastique autour des micros hétérogénéités. La **Figure I.5** montre l'allure de la courbe de résistance à la fissuration exprimée en termes d'intégrale J, la courbe R correspondante est appelée courbe  $J_R$ .

Dans les premiers stades de la déformation, l'éroussement de l'extrémité de la fissure est équivalent à une propagation apparente. Lorsque  $J$  augmente et dépasse  $J_{IC}$  (**Figure I.6**) une micro fissuration se développe au fond de la fissure éroussée. Cette micro fissure se propage ensuite de façon stable jusqu'à rupture. La pente de la courbe  $J_R$  est ainsi utilisée pour évaluer la stabilité de la fissure.



**Figure I.6 :** Courbe  $J_R$  de résistance à la fissuration dans un matériau ductile.

### I.2.1.3. Effet d'échelle et de géométrie

De nombreuses études ont été réalisées afin d'évaluer qualitativement l'influence de la taille et de l'épaisseur de l'éprouvette, de la présence d'entailles latérales, de la taille du défaut et du type d'éprouvette sur la ténacité à l'amorçage ou la grandeur  $dJ/da$  pour les matériaux ductiles.

#### I.2.1.3.1. Effet de l'épaisseur et de la taille des éprouvettes

Le premier point étudié, le plus simple car il ne s'intéresse pas aux effets de géométrie, est l'influence de la taille et de l'épaisseur de l'éprouvette. Il permet de montrer succinctement les problèmes de transférabilité des grandeurs caractéristiques basées sur le concept de l'intégrale  $J$ . Le **tableau I.1** présente les différentes tendances observées sur la ténacité à l'amorçage et  $dJ/da$  lorsque:

- ❖ l'épaisseur  $B$  de l'éprouvette varie pour une largeur  $W$  constante,
- ❖ la largeur de l'éprouvette varie pour une épaisseur constante,
- ❖ pour des éprouvettes homothétiques ( $W=\alpha B$ ),
- ❖ lorsque l'éprouvette présente ou non des entailles latérales.

	<i>Influence sur la ténacité à l'amorçage <math>J_{IC}</math></i>	<i>Influence sur <math>dJ/da</math></i>
<b>W constant, B augmente</b>	<p><b><math>J_{IC}</math> reste constant :</b></p> <p>Beauvineau et al [16] sur CT en acier C-Mn Davis et al [17] sur CT en acier HY-130 Davies [18] sur CT en acier inoxydable 316</p>	<p><b><math>dJ/da</math> reste constant :</b></p> <p>Joyce et al [19] sur SENB en acier HY-100 John et Turner [20] sur SENB en alliage de titane Heerens et al [21] sur CT en alliage d'aluminium</p> <p><b><math>dJ/da</math> diminue :</b></p> <p>Beauvineau et al [16] sur CT en acier C-Mn Heerens et al [21] sur CT en acier de cuve Roos et al [22] sur CT en acier de cuve</p>
<b>B constant, W augmente</b>	<p><b><math>J_{IC}</math> reste constant :</b></p> <p>Wilcowski et al [23] et Marshall et al [23] sur CT en acier inoxydable 304</p>	<p><b><math>dJ/da</math> augmente :</b></p> <p>Gibson et al [25] sur CT en acier C-Mn</p> <p><b><math>dJ/da</math> diminue :</b></p> <p>John et Turner [20] sur SENB en alliage de titane Marshall et al [24] sur CT en acier inoxydable 304</p>
<b>Eprouvettes homothétiques (<math>W=\alpha B</math>), B augmente</b>	<p><b><math>J_{IC}</math> reste constant :</b></p> <p>Mc Cabe et al [26] sur CT en acier type A508-2A Gibson et al [25] sur CT en acier C-Mn John et Turner [20] sur SENB en alliage de titane</p> <p><b><math>J_{IC}</math> augmente :</b></p> <p>Pisarski [29] sur SENB en acier C-Mn Ernst [27] sur CT en acier type A508 de Roo [28] sur CT en acier de cuve</p>	<p><b><math>dJ/da</math> reste constant :</b></p> <p>Ernst [27] sur acier type A508 de Roo [28] sur acier de cuve</p> <p><b><math>dJ/da</math> diminue :</b></p> <p>Gibson et al [25] sur CT en acier C-Mn John et Turner [20] sur SENB en alliage de titane</p>
<b>Présence d'entailles latérales</b>	<p><b><math>J_{IC}</math> reste constant :</b></p> <p>Etemad et Turner [30] sur SENB en acier HY-130 Roos et al [22] sur CT en acier de cuve</p> <p><b><math>J_{IC}</math> diminue :</b></p> <p>Vassilaros et al [31] sur acier type A533B Beauvineau et al [16] sur CT en acier C-Mn Gibson et al [25] sur CT en acier C-Mn Joyce et al [19] sur SENB en acier HY-100</p>	<p><b><math>dJ/da</math> reste constant :</b></p> <p>Etemad et Turner [30] sur SENB en acier HY-130</p> <p><b><math>dJ/da</math> diminue :</b></p> <p>Vassilaros et al [31] sur acier type A533B Beauvineau et al [16] sur CT en acier C-Mn Gibson et al [25] sur CT en acier C-Mn Joyce et al [19] sur SENB en acier HY-100</p>

**Tableau I.1:** Tendances observées dans la littérature sur  $J_{IC}$  et la pente  $dJ/da$ .

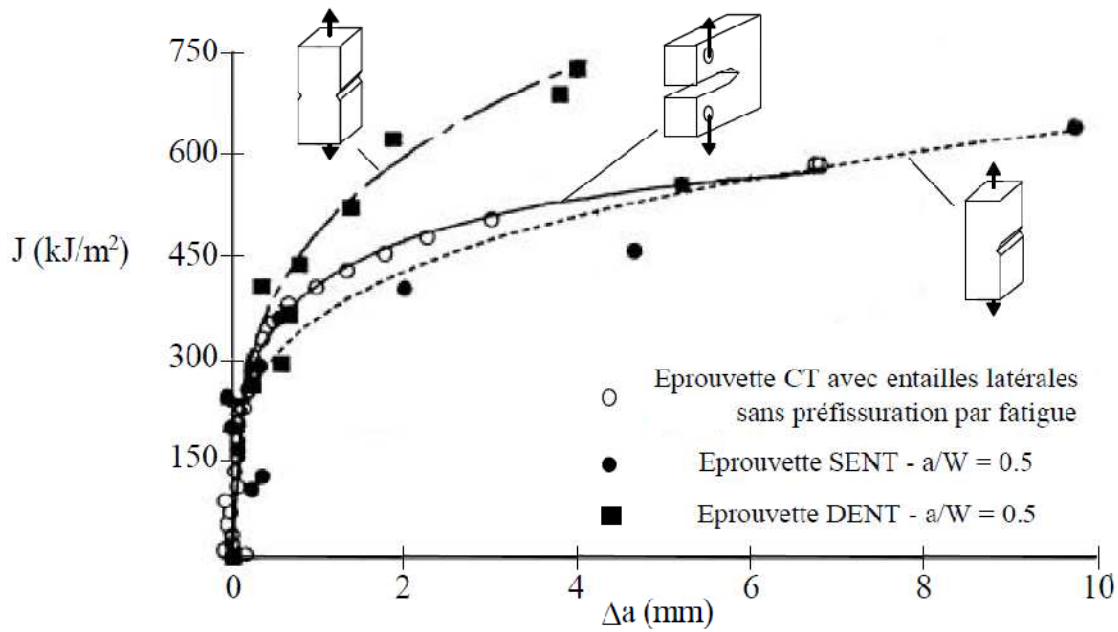
L'ensemble de ces résultats montre que si l'effet d'échelle est moins sensible mais tout de même discuté pour la ténacité à l'amorçage, la pente  $dJ/da$  présente une sensibilité importante à ce phénomène. Cependant, il est difficile de conclure sur les tendances observées, car variées voir contradictoires, dépendantes de la nature du matériau et de la géométrie considérée. C'est sans doute pour cette raison que cette démarche n'a pas abouti à la définition de grandeurs intrinsèques au matériau.

### **I.2.1.3.2. Effet de la géométrie et de la profondeur du défaut sur la ténacité**

Sachant que l'objectif est de déterminer un critère pour l'étude de l'intégrité des structures, il semble logique de s'intéresser à la transférabilité entre éprouvettes. De nombreuses études ont donc été menées sur le sujet. Elles ont montré clairement l'influence de la géométrie de l'éprouvette sur la ténacité à l'amorçage et sur la pente  $dJ/da$ . Il est aujourd'hui établi que ce phénomène est lié à la distribution des contraintes dans le ligament et au degré de confinement de la plasticité en pointe de fissure ('constraint effect'). Ainsi, on observe que les éprouvettes dont le ligament est sollicité majoritairement en traction (DENT, SENT et CCP) présentent un taux de triaxialité  $h$  plus faible que les éprouvettes dites de flexion (CT et SENB).  $h$  est donné par la relation:

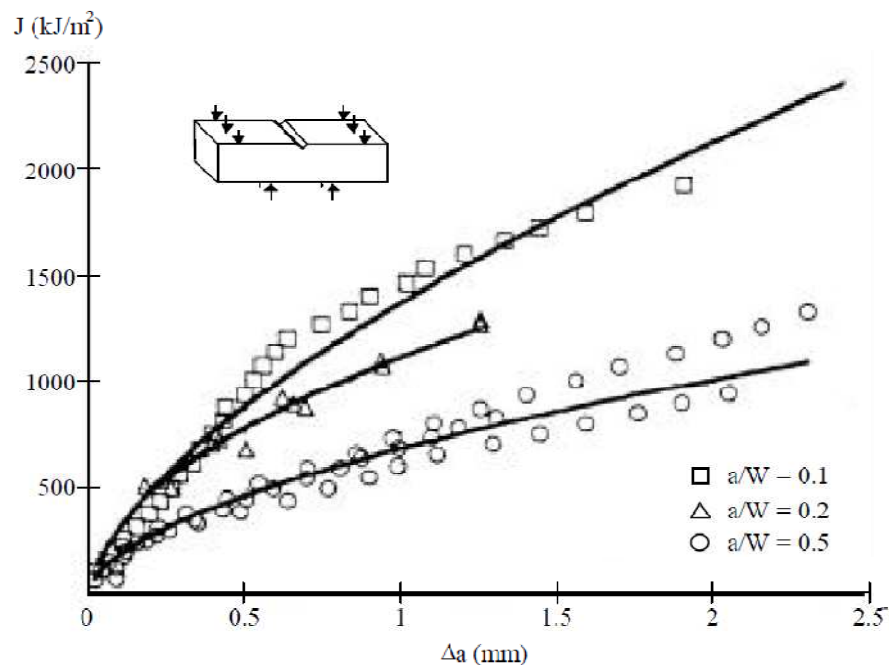
$$h = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \quad \text{avec} \quad \sigma_m = \frac{\sigma_{kk}}{3} \quad \text{et} \quad \sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot s_{ij} \cdot s_{ij}} \quad (\text{I.10})$$

Or la ruine d'un matériau ductile est d'autant plus rapide que ce taux de triaxialité est important [32]. Ceci explique pourquoi les courbes de résistance à la déchirure obtenues pour une éprouvette de 'traction' donnent des valeurs de  $J$  plus importantes que celles obtenues avec une éprouvette de 'flexion' pour une même longueur de fissure car il est nécessaire d'appliquer un chargement plus important pour atteindre le même endommagement. Ce phénomène est illustré sur la figure I.7 [33].



**Figure I.7 :** Effets de la géométrie sur la courbe J -Aa pour l'acier 22NiMoCr37 [33].

Ce phénomène de 'constraint effect' explique également l'augmentation de la résistance à la déchirure lorsque la profondeur du défaut diminue, comme le montre la figure I.8 dans le cas d'éprouvettes SENB [34].



**Figure I.8:** Influence de la profondeur du défaut sur la courbe de résistance à la déchirure ductile [34].



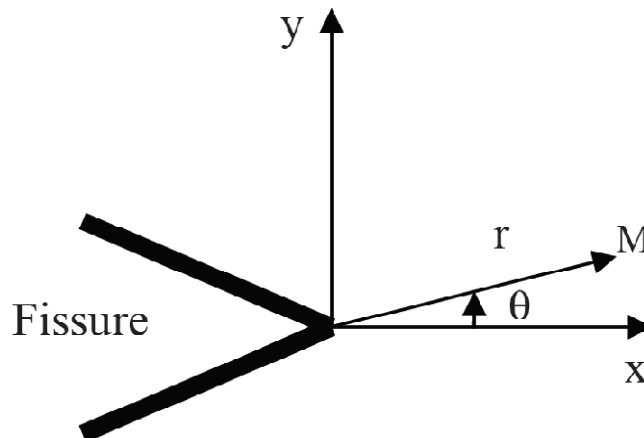
## I.2.2. Approche globale à deux paramètres

L'approche globale s'intéresse à l'évolution de la ténacité à travers l'intégrale  $J$  qui peut être reliée à l'énergie d'ouverture de la fissure. Certaines études, comme celle de Kim et al [35], montrent l'insuffisance des critères ne reposant que sur ce seul paramètre dans des études plus complexes où la plasticité est étendue. C'est pourquoi une nouvelle approche, développée dans les années 90, propose d'associer à l'intégrale  $J$  un second paramètre qui correspond au degré de plasticité en pointe de fissure, Williams [36]. Cette deuxième grandeur provient généralement de l'expression analytique des contraintes en pointe de fissure. La représentation de l'évolution de la ténacité avec ce facteur donne un lieu géométrique de rupture intrinsèque au matériau.

Au cours de ce paragraphe, nous aborderons les approches globales à deux paramètres faisant intervenir l'une des deux variables  $T$  et  $Q$ . Il en existe d'autres mais les approches  $J - T$  et  $J - Q$  font partie des outils les plus usités dans la littérature. Une description détaillée est présente dans Bauvineau [37].

### I.2.2.1. Contrainte $T$

Pour un matériau élastique linéaire, le champ des contraintes en un point  $M$  au voisinage de la fissure peut s'exprimer simplement en fonction du facteur d'intensité des contraintes  $K_{I,II,III}$  et des coordonnées  $(r, \theta)$  polaires définies sur la **Figure I.9**.



**Figure I.9** : Repère utilisé en pointe de fissure.

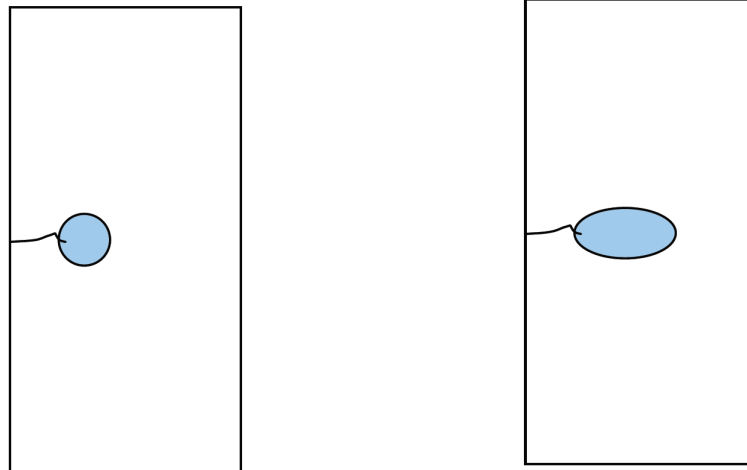
Dès 1957, Williams [36] introduit un nouveau terme,  $T$ , dans le développement des champs de contraintes (I.11) et des déplacements (I.12) en pointe de fissure pour un matériau élastique lors d'une étude en deux dimensions :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + T \delta_{xi} \delta_{xj} + O(\sqrt{r}) \quad (\text{I.11})$$

$$\begin{cases} u_x = \frac{K_I}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[ \frac{1}{2}(\kappa-1) + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] + \frac{T}{8\mu} (\kappa+1)r \cos(\theta) + O(r^{3/2}) \\ u_y = \frac{K_I}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[ \frac{1}{2}(\kappa+1) - \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] - \frac{T}{8\mu} (3-\kappa)r \sin(\theta) + O(r^{3/2}) \end{cases} \quad (\text{I.12})$$

Avec  $\mu$  le module de cisaillement et  $\kappa = 3 - 4\nu$  en déformations planes ou  $\kappa = \frac{3-\nu}{1+\nu}$  en contraintes planes.  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker qui est égal à 1 si  $i = j$  sinon il est nul. Il est possible d'interpréter  $T$  comme une contrainte parallèle au plan de la fissure et, dans le cas d'une analyse en deux dimensions. Ce paramètre n'intervient que sur  $\sigma_{xx}$ . Il modifie aussi la contrainte moyenne  $\sigma_m = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3}$ , influence la triaxialité des contraintes et la plus grande des contraintes principales.

$T$  caractérise surtout la zone plastifiée. Pour une même valeur du facteur d'intensité des contraintes  $K$ , la zone plastifiée est confinée pour une contrainte  $T$  positive alors qu'elle est plus étendue pour une contrainte  $T$  négative, Figure I.10.



**T positif => zone plastifiée confinée**

**T négatif => zone plastifiée étendue**

**Figure I.10:** Evolution de la zone plastifiée en pointe de fissure en fonction du signe de  $T$ .

Cependant, le paramètre  $T$  dépend du chargement appliqué à travers le facteur d'intensité des contraintes et est donc difficile à obtenir par des essais expérimentaux classiques. Afin de

contourner cette difficulté, Leever et Radon [38] ont défini une nouvelle variable adimensionnelle de la contrainte  $T$ , noté  $B$  ou  $\beta$ .

### I.2.2.2. Paramètre $\beta$

$\beta$  est appelé le taux de biaxialité de la fissure et s'exprime en fonction de  $T$  comme suit :

$$\beta = \frac{T\sqrt{\pi a}}{K_I} \quad (\text{I.13})$$

$a$  étant la longueur de la fissure. Il dépend uniquement de la géométrie de l'éprouvette. La connaissance de ce paramètre pour une géométrie donnée permet l'obtention rapide de la contrainte  $T$  associée au chargement et à l'éprouvette.

Dans le cas de plasticité confinée,  $T$  se calcule grâce à la partie élastique  $J^e$  de  $J$ . En déformations planes, nous pouvons écrire (I.14) et (I.15) :

$$K = \sqrt{\frac{J^e E}{1-\nu^2}} \quad (\text{I.14})$$

$$T = \frac{\beta K}{\sqrt{\pi a}} \quad (\text{I.15})$$

De nombreux auteurs ont évalué  $\beta$  pour différents cas à l'aide de méthodes plus ou moins compliquées. Parmi les exemples disponibles dans la littérature, citons Leever et Radon [38] qui proposent un principe variationnel pour identifier les coefficients du développement de Williams [36].

Sham [39] identifie  $\beta$  à l'aide de fonctions de poids. Et enfin, Kfoury [40] utilise une différence d'intégrale  $J$  entre deux solutions pour obtenir  $T$ . Nakamura et Parks [41] généralisent cette méthode en trois dimensions.

### I.2.2.3. Paramètre $Q$

Une méthode alternative à l'utilisation du paramètre  $\beta$  est visible dans la littérature, connue sous la notation  $Q$ . Dans le cas d'un comportement élastique non linéaire de la forme :

$$\frac{\underline{\underline{\varepsilon}}}{\varepsilon_0} = \left( \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\sigma_0} \right)^N, \text{ où } \varepsilon_0, \sigma_0 \text{ et } N \text{ sont des paramètres matériaux, l'expression du champ de}$$

contraintes proposée par Hutchinson, Rice et Rosengren (HRR) [42], au voisinage du front de fissure, se formule de la manière suivante :

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \left( \frac{J}{\sigma_0 \varepsilon_0 I_N r} \right)^{1/(1+N)} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N) \quad (\text{I.16})$$

$\tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N)$ ,  $I_N$  étant des constantes pour  $\theta$  et  $N$  fixés.

Dans un cadre plus général, O'Dowd et Shih [43] proposent une extension à l'expression du champ HRR :

$$\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_0} = \left( \frac{J}{\sigma_0 \varepsilon_0 I_N r} \right)^{1/(1+N)} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N) + Q \left[ \frac{r}{J/\sigma_0} \right]^q \hat{\sigma}_{ij}(\theta, N) + \dots \quad (\text{I.17})$$

Ils ont démontré que pour des coefficients d'écroutissage,  $N$ , compris entre 5 et 20, l'exposant  $q$  est négligeable. De plus, pour  $|\theta| \leq \frac{\pi}{2}$ , les contraintes  $\sigma_{rr}$  et  $\sigma_{\theta\theta}$  sont équivalentes et constantes, et  $\sigma_{r,\theta}$  est négligeable par rapport aux autres contraintes.

Par conséquent, le champ des contraintes peut être mis sous la forme :

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \left( \frac{J}{\sigma_0 \varepsilon_0 I_N r} \right)^{1/(1+N)} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N) + Q \sigma_0 \delta_{ij} \quad \text{pour } |\theta| \leq \frac{\pi}{2} \quad (\text{I.18})$$

Le paramètre  $Q$  est appelé paramètre de triaxialité du confinement. Il est perçu comme une différence entre le champ réel des contraintes dans la structure et un champ de référence qui doit rester identique tout au long des calculs. Son expression est la suivante :

$$Q = \frac{\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{\theta\theta}^{HRR}}{\sigma_0} \quad (\text{I.19})$$

Les influences de ce paramètre sont les mêmes que celles énumérées pour la contrainte  $T$ . D'ailleurs, O'Dowd et Shih [43] ont montré, en plasticité confinée, que les approches globales J-T et J-Q sont équivalentes en corrélant par un polynôme T et Q pour différents coefficients d'écroutissage :

$$Q = \sum_{i=1}^3 a_i(N) \left( \frac{T}{\sigma_0} \right)^i \quad (\text{I.20})$$

Avec  $a_i$  des coefficients de  $N$  tabulés.  $Q$  est fonction de la géométrie, du matériau et du chargement. Plusieurs auteurs ont utilisé cette association de  $J$  et  $Q$  pour décrire différents mécanismes de rupture fragile et ductile sur des aciers.

Bauvineau [37] s'est intéressé à l'obtention de ce paramètre  $Q$ . Il utilise la propriété de  $Q$  à être quasi constant aux alentours de  $r = J / \sigma_0$ , c'est-à-dire hors de la zone d'influence de l'émoussement. Il introduit la variable  $Q^*$  :

$$Q^*(\tilde{r}) = \frac{\sigma_{\theta\theta}^{Calcul}(\tilde{r}) - \sigma_{\theta\theta}^{Ref}(\tilde{r})}{\sigma_0} \quad (\text{I.21})$$

Avec  $\tilde{r} = \frac{r}{J / \sigma_0} \cdot \sigma_{\theta\theta}^{Ref}$  est le champ de référence HRR.

Le paramètre  $Q$  est obtenu à partir de la valeur de  $Q^*$  pour  $\tilde{r} = 2$ . La partie numérique demande un travail minutieux en pointe de fissure afin de décrire au mieux le champ des contraintes et d'obtenir de bonnes valeurs de  $Q$ .

L'inconvénient de ces méthodes réside dans le grand nombre d'essais expérimentaux requis pour obtenir le lieu géométrique de rupture intrinsèque au matériau. Ces essais sont effectués sur des éprouvettes de différentes formes et tailles comme des SENB, éprouvette de flexion à trois points.

L'emploi de ces critères sous des logiciels de calcul par éléments finis est peu fréquent au profit de l'expérimentation. En outre, le passage aux chargements cycliques est rarement évoqué.

De ce fait, nous nous sommes intéressés à une autre approche globale, reposant sur le déplacement ou l'angle en pointe de fissure et qui allie précision et simplicité.

### I.2.3. Ouverture en front de fissure (CTOD)

Le comportement d'une fissure peut être décrit par l'écartement des deux surfaces en fond de fissure (CTOD / Crack Tip Opening Displacement). Il a été montré qu'il existait des relations entre les valeurs du CTOD et les valeurs critiques du facteur d'intensité de contraintes  $K_{IC}$ . Comme la mesure du CTOD peut être effectuée également lorsque la zone plastique au front de la fissure est importante, il est possible d'utiliser ce concept pour un dimensionnement lorsque le comportement est plastique.

Utilisant le modèle de plastification en front de fissure proposé par Dugdale, il est possible d'exprimer le CTOD en fonction de la contrainte appliquée, de la limite d'élasticité et de la longueur de la fissure. Il s'agit ici du cas de base d'une fissure traversante de largeur  $2a$  dans une plaque fine et infiniment large.

$$CTOD = 8 \frac{f_y a}{\pi E} \ln \left[ \sec \left( \frac{\pi \sigma_0}{2 f_y} \right) \right] \quad (\text{I.22})$$

- a : demi-longueur de la fissure  
 $\sigma_y$  : limite d'élasticité du matériau  
E : module d'élasticité du matériau  
 $\sigma_0$  : contrainte nominale de traction appliquée dans le plan de la plaque

La relation peut être transformée en une série entière :

$$CTOD = 8 \frac{\sigma_y a}{\pi E} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\pi \sigma_0}{2 \sigma_y} \right)^2 + \frac{1}{12} \left( \frac{\pi \sigma_0}{2 \sigma_y} \right)^4 + \frac{1}{45} \left( \frac{\pi \sigma_0}{2 \sigma_y} \right)^6 + \dots \right] \quad (\text{I.23})$$

Pour les cas où la contrainte nominale  $\sigma_0$  est inférieure à  $0,75 \cdot \sigma_y$ , on peut ne prendre en compte que le premier terme de la série et négliger les autres termes, ce qui nous donne :

$$CTOD = \frac{\pi \sigma_0^2 a}{E \sigma_y} \quad (\text{I.24})$$

La relation nous donne, pour une fissure traversante, soumise à une contrainte nominale de traction (mode I de rupture), dans une plaque infiniment large et infiniment fine,  $K_I = \sigma_0 \sqrt{\pi a}$ . On a ainsi la relation suivante entre le CTOD et  $K_I$  :

$$CTOD = \frac{K_I^2}{\lambda E \sigma_y} \quad (\text{I.25})$$

$\lambda$ : facteur de correction tenant compte entre autres de la position exacte où le CTOD est déterminé.

La relation est valable en état plan de contrainte. En état plan de déformation, on aura :

$$CTOD = \frac{K_I^2 (1 - \nu^2)}{\lambda E \sigma_y} \quad (\text{I.26})$$

La relation qui existe entre « J » et «  $\delta$ (CTOD) » est donnée par :

$$J = m \sigma_E \delta \quad (\text{I.27})$$

Où : m constante sans dimension qui dépend de l'état des contraintes et des propriétés du matériau.

Considérons le modèle de Dugdale-Barenblatt en choisissant le contour de l'intégrale de la figure I.11.

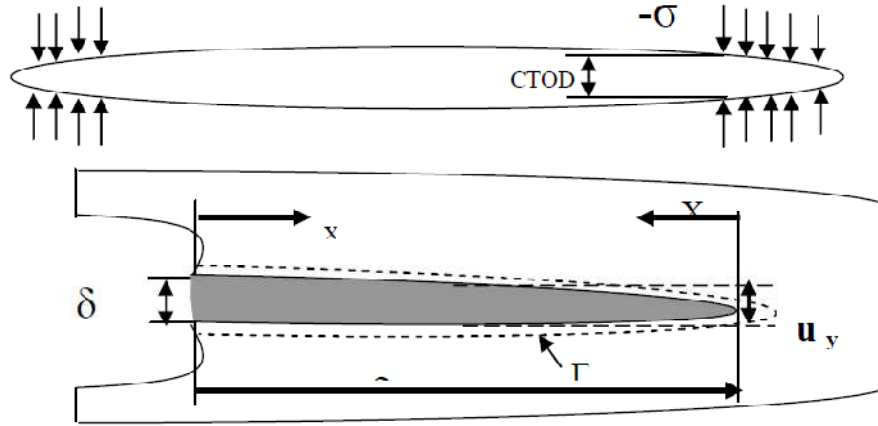


Figure I.11: Modèle de Dugdale-Barenblatt

Si la longueur  $\rho$  est grande devant le CTOD ( $\delta$ ), la relation de J devient alors :

$$J = \int_{\Gamma} W \cdot dy - T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} \cdot ds = \sigma_E \int_{\Gamma} \frac{\partial u_y(x)}{\partial x} ds \quad \text{pour } dy \approx 0 \quad (\text{I.28})$$

En changeant l'origine du repère, faisant le changement du variable  $X = x - \rho$ , l'Intégrale s'écrit alors pour  $\delta$  fixe :

$$J = 2\sigma_E \int_0^{\rho} du_y(X) = \sigma_E \int_0^{\delta} d\delta = \sigma_E \delta \quad (\text{I.29})$$

### I.3. Approche locale de la déchirure ductile

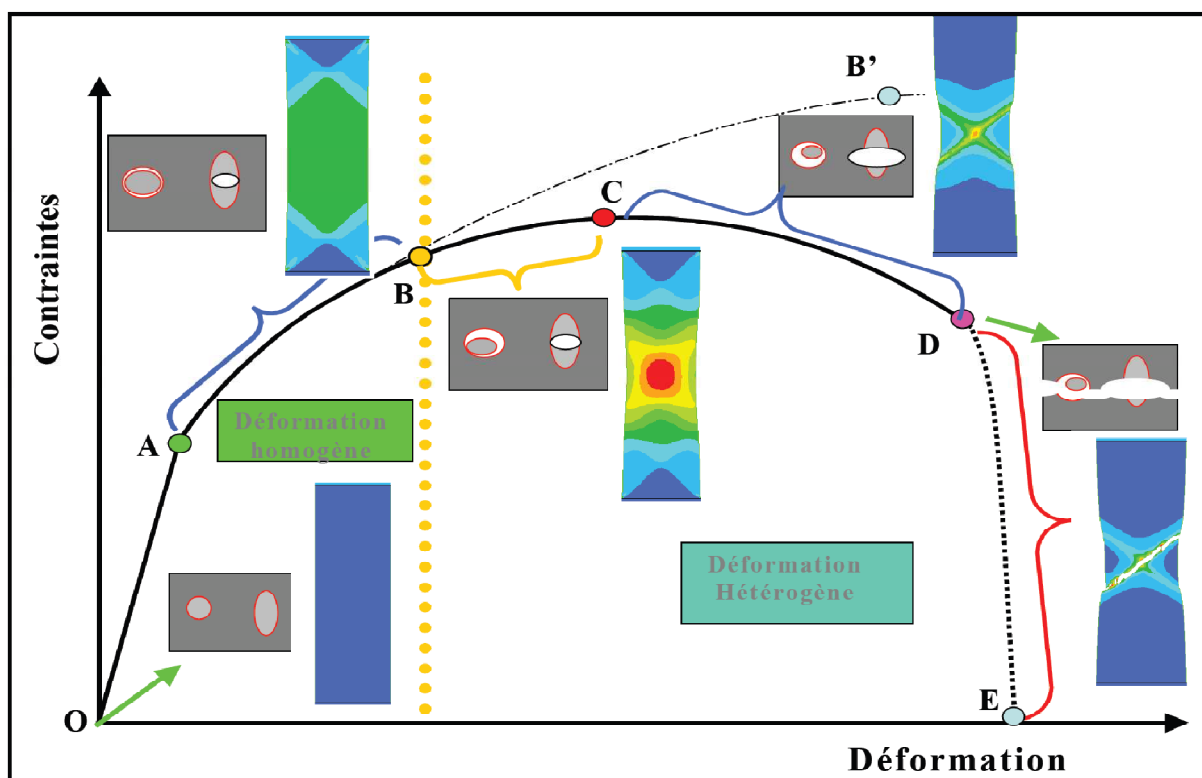
La compréhension des mécanismes de ruine du matériau à l'échelle microscopique a permis de développer une approche prenant en compte l'endommagement calculé localement en pointe de fissure. Cette démarche, appelée approche locale, constitue une alternative totalement différente des approches précédentes puisqu'elle ne s'appuie pas sur une grandeur quantifiant l'énergie liée à la propagation mais cherche à modéliser la manière dont cette énergie est dissipée.

### I.3.1. Mécanismes microscopiques de la déchirure ductile

Dans le cas d'un matériau ductile, les mécanismes d'endommagement entrant en jeu peuvent être décomposés en trois étapes :

- Amorçage de cavités à partir de la décohésion, ou la rupture d'inclusions, ou de particules de seconde phase,
- Croissance de ces cavités, contrôlée par la déformation plastique et la contrainte hydrostatique,
- Coalescence des cavités.

Examinons à présent ce scénario de rupture ductile sur une éprouvette de traction axisymétrique (barreau cylindrique). Sur la **Figure I.12** nous reportons la réponse force/déplacement décomposée en domaines que nous relierons aux trois stades de la rupture ductile.



**Figure I.12:** Réponse schématique d'une éprouvette en traction simple représentant les phases de la déchirure ductile.



**OA** : Déformation élastique linéaire homogène de l'éprouvette.

**AB** : Déformation plastique homogène de l'éprouvette. C'est le stade de nucléation des microcavités de tailles suffisamment petites pour ne pas modifier la réponse plastique.

Si on procède à une décharge élastique avant le point **B** alors on vérifiera que le module d'élasticité reste inchangé. La courbe **ABB'** est la réponse homogène qu'aurait l'éprouvette si aucun défaut ne se développait.

**BC** : Les cavités croissent et leur effet commence progressivement à se faire sentir sur la réponse plastique et élastique du matériau. Les contraintes internes commencent à diminuer induisant indubitablement l'accélération de la chute du module tangent qui atteint zéro au point **C**. C'est le stade de croissance des cavités pendant lequel le couplage comportement-endommagement ne peut plus être négligé. Notons toutefois qu'à partir du point **B** la déformation de l'éprouvette cesse d'être homogène et on assiste à la production d'une striction diffuse.

**CD** : Le mécanisme de coalescence des cavités commence au point **C**, avec le début de la striction dite localisée. En fait la distance entre les cavités est tellement faible qu'une localisation de l'écoulement plastique se produit dans les ligaments provoquant des zones de cisaillement intense. Ceci conduit à la rupture de ces ligaments par instabilité plastique reliant ainsi les cavités entre elles pour former une fissure macroscopique au point **D**. Pendant ce stade de coalescence des cavités, on observe un adoucissement ou un écrouissage négatif avec un module tangent négatif.

**DE** : Ce stade correspond à la propagation de la fissure macroscopique conduisant à la rupture finale de l'éprouvette. Pendant ce stade l'éprouvette devient une véritable structure mécanique contenant une fissure macroscopique en propagation.

### **I.3.1.1. Amorçage des cavités**

La germination des cavités correspond à la création des vides au niveau des particules et inclusions, soit par fragmentation des inclusions, soit par décohésion de l'interface particule-matrice, soit, dans un cas moins fréquent, par fissuration de la matrice au voisinage de l'inclusion.

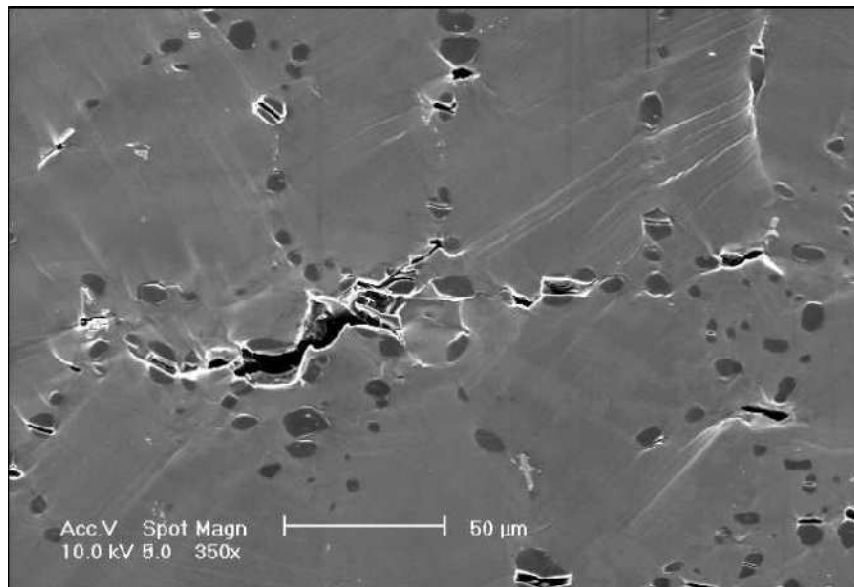
La localisation des champs de contrainte et déformation au voisinage des inclusions et particules provoque l'amorçage de ces cavités.

L'amorçage des cavités dépend de la nature, de la forme et de la taille des inclusions et des propriétés de l'interface inclusions-matrice. [44]

En générale, les plus grosses particules ont tendance à se fissurer pour donner naissance à une première population de cavités, au niveau des plus petites particules, une second population de cavités va se créer par décohésion d'interfaces entre ces particules et la matrice métallique.

Il existe deux formes de décohésion interfaciale: soit par écartement des deux faces l'un de l'autre sous l'action d'une contrainte de traction normale à l'interface, soit par glissement relatif des deux faces l'une sur l'autre sans ouverture de la cavité [45].

Les inclusions rencontrés dans les alliages métalliques sont principalement des oxydes, les sulfures et des inclusions complexes de type oxysulfure et nitrure.



**Figure I.13:** Germination des cavités.

### I.3.1.2. Croissance des cavités

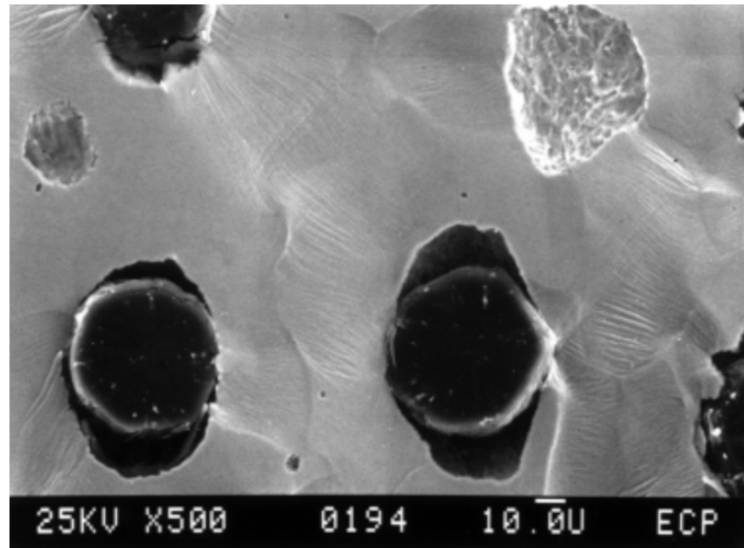
Cette étape correspond au phénomène d'augmentation de la taille des cavités sous l'action d'un écoulement plastique intense, accompagné parfois d'un amorçage des nouvelles cavités plus petites.

On peut distinguer deux mécanismes de croissance des cavités :

1- Une phase de croissance qui commence par l'augmentation volumique de gros vides, dits de première population ( $\approx 10$  à  $100\mu\text{m}$ ), provoquer par la déformation plastique, la forte

concentration de contrainte, qui s'étend dans la matrice, atteint les petites inclusions voisines et provoque l'amorçage de nouvelles cavités plus petites dites de second population ( $\approx 1\mu\text{m}$ ).

2- Le deuxième mécanisme considère que la croissance des cavités est seulement pilotée par l'écoulement plastique de la matrice métallique autour des grosses inclusions, et le vide conserve une forme sphéroïdale ou ellipsoïdale afin de minimiser l'énergie locale plastique.



**Figure I-14:** Croissance des cavités.

### I.3.1.3. Coalescence des cavités

C'est l'ultime étape du processus de l'endommagement conduisant à la rupture par coalescence des cavités. C'est l'étape la moins comprise en raison de son instantanéité et les difficultés expérimentales d'observer de tel phénomène bref et localisé.

Dans la littérature, de nombreux modes de coalescence ont été proposés, les principaux modes sont:

-Le premier mode correspond à une striction interne du ligament de matière entre les vides de première population après la phase de croissance.

-Le second mode de coalescence est la formation d'une bande de cisaillement très localisée entre des cavités de première population.

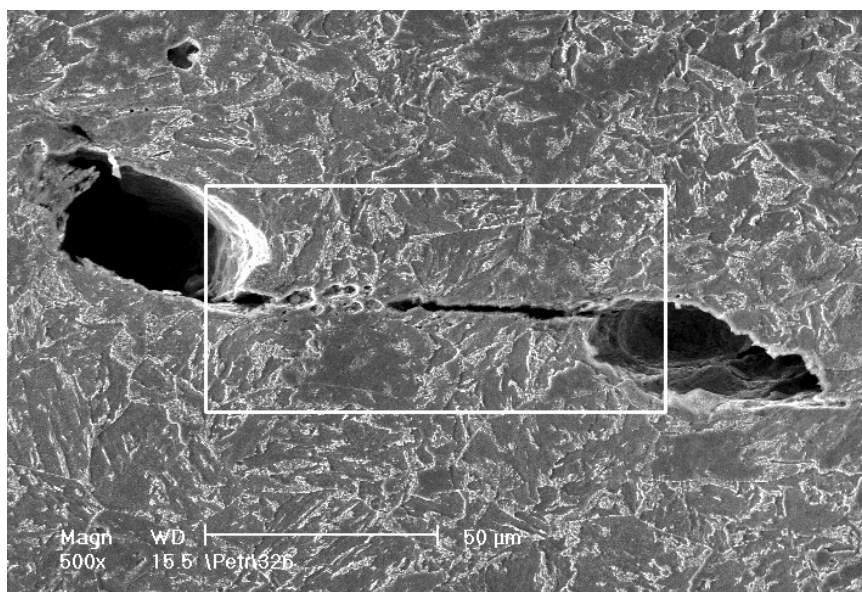
-Pour le troisième mode, plusieurs auteurs proposent de combiner le premier et le deuxième mode.

La phase de coalescence des cavités est influencée par:

- La teneur inclusionnaire;
- la forme et la distribution des inclusions;
- la triaxialité des contraintes.



**Figure I.15:**Rupture par striction interne.



**Figure I.16:** Rupture par cisaillement.

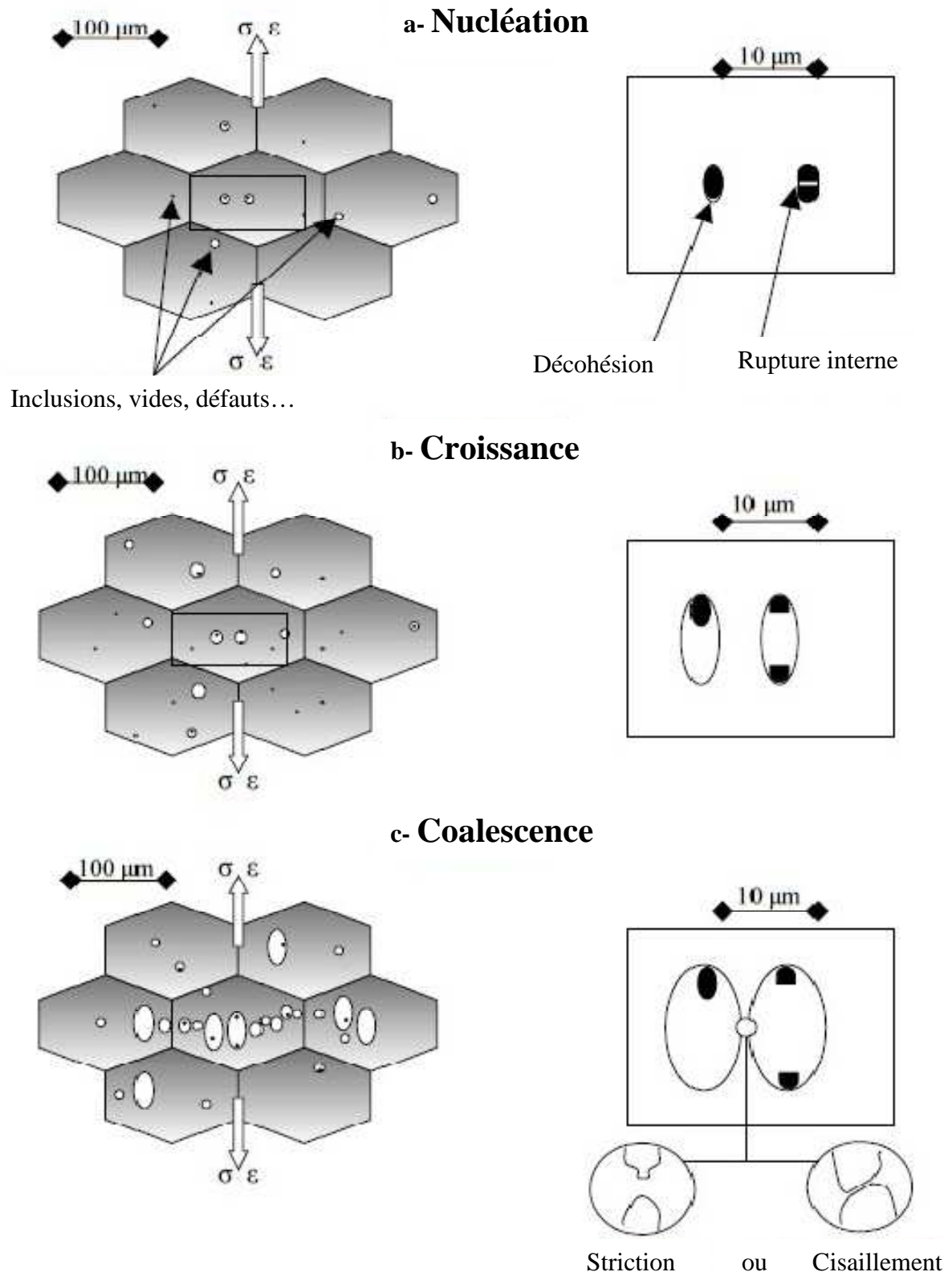


Figure I.17: Mécanismes microscopique de la rupture ductile.

### I.3.2. Modèles micromécaniques

Les modèles micromécaniques s'intéressent à la croissance de cavités dans le matériau. Depuis les travaux de Rice et Tracey [32], différents développements ont permis de perfectionner ce type d'approche et aujourd'hui, l'un de ces modèles est largement répandu dans la littérature et se nomme Gurson [51].

#### I.3.2.1. Modèle de Rice – Tracey

##### I.3.2.1.1. Concepts théoriques

Le modèle de Rice et Tracey [32] est développé sous l'hypothèse que l'endommagement, représenté par la croissance des cavités, n'affecte pas le comportement global du matériau. Le calcul de l'endommagement est effectué après un calcul purement élastoplastique sur la structure étudiée. La rupture d'une éprouvette se produit lorsque l'endommagement atteint une valeur critique, intrinsèque au matériau. Ce paramètre provient de l'étude de la croissance des cavités.

Les hypothèses fondamentales utilisées dans ce modèle:

- Le matériau étudié correspond à une cavité sphérique isolée dans un milieu infini;
- Le comportement de la matrice métallique est rigide parfaitement plastique obéissant au critère de plasticité de von Mises de limite d'écoulement  $\sigma_0$  ;
- Le milieu est soumis à un chargement axisymétrique de traction à l'infini défini par les contraintes principales  $\sigma_{11} = \sigma_{22}$  et  $\sigma_{33}$ .

❖ Rice et Tracey [32] ont proposé une loi de croissance pour un matériau parfaitement plastique et pour une cavité isolée dans un milieu infini :

$$d \ln \left( \frac{R}{R_0} \right) = 0.283 \text{sign}(\sigma_m) \exp \left( \frac{3|\sigma_m|}{2\sigma_0} \right) d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{I.30})$$

Avec  $R_0$  le rayon initial de la cavité,  $R$  le rayon courant,  $\sigma_0$  la contrainte d'écoulement plastique,  $\sigma_m$  la contrainte moyenne et  $d\varepsilon_{eq}^p$  l'incrément de déformation plastique équivalente.

❖ Imad et al [52], montrent que les résultats obtenus à partir du modèle de Rice et Tracey [32] sont très proches des essais expérimentaux pour des alliages d'aluminium et des aciers carbone-manganèse.

❖ Le modèle de Rice et Tracey [32] a été revu par Mudry [53] puis par Huang [54].  $\sigma_0$  est remplacée par la contrainte équivalente de Von Mises afin de caractériser les matériaux

écrouissables. La loi de croissance des cavités, proposée par Mudry [53] pour les matériaux écrouissables, est :

$$d \ln \left( \frac{R}{R_0} \right) = 0.283 \operatorname{sign}(\sigma_m) \exp \left( \frac{3|\sigma_m|}{2\sigma_{eq}} \right) d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{I.31})$$

❖ Huang [54] n'ajuste que la valeur du coefficient devant l'exponentielle.

Le modèle est basé sur le calcul du taux de croissance de cavité  $(R/R_0)$ . Le paramètre à déterminer est la valeur critique du taux de croissance, notée  $(R/R_0)_C$ . L'obtention de cette valeur, correspondant à la rupture pour un système fissuré ou à l'amorçage pour un système non fissuré, requiert à la fois des mesures expérimentales sur des éprouvettes de mécanique de la rupture et une analyse numérique de ces mêmes éprouvettes. Une moyenne est faite sur les contraintes et les déformations au niveau de l'élément du maillage situé en pointe de fissure afin d'obtenir l'évolution du rapport  $(R/R_0)$  en fonction du chargement. La grandeur  $(R/R_0)_C$  est atteinte pour une valeur de charge conventionnelle  $P_{0,2}$ , charge à 0.2% de déformation plastique et mesurée à partir de la courbe expérimentale de la force en fonction de la propagation de la fissure. Cette force correspond à la longueur de fissure  $a_0 + \Delta a$ , où  $a_0$  est la longueur initiale de la fissure et  $\Delta a$  est égal à la taille de l'élément en pointe de fissure.

A l'aide de cette valeur, il est possible de simuler la propagation de fissure sous un logiciel d'éléments finis comme ABAQUS en utilisant la technique de détachement des nœuds. Lorsque l'élément en pointe atteint la valeur critique  $(R/R_0)_C$ , les nœuds se séparent et l'analyse passe à l'élément suivant. L'utilisation sous un logiciel de calcul par éléments finis est simplifiée par l'option de détachement de nœud. Ce critère a servi de base pour la conception de quelques modèles plus complexes, plus robustes et qui ont fait leur preuve dans la littérature. Citons parmi ceux-ci le modèle de Gurson [51].

### **I.3.2.1.2. Influence de la fraction volumique initiale des cavités**

La formulation du modèle de Rice-Tracey fait apparaître une constante, évaluée à 0.283. Des observations et mesures métallographiques [55, 56, 53] ont montré que ce coefficient est très important et qu'il dépend du type de matériau. En plus, il est fonction croissante du taux inclusionnaire. A titre d'exemple, il est de l'ordre de 0.5 pour un acier faiblement allié forgé

[53], 0.67 pour une fonte nodulaire [57], 0.73 pour un acier soudé de type E6013 ; 0.6 pour un acier soudé E6015 [57] ; 0.2 pour un acier à 0.2% de carbone [58].

La valeur du coefficient  $A$  apparent dans le modèle dépend fortement de la fraction volumique initiale de vides : plus la fraction volumique est grande plus la valeur de cette constante  $A$  est importante [59].

### I.3.2.1.3. Calcul du taux de croissance des cavités $R/R_0$

Dans le modèle de Rice-Tracey, le matériau ne s'endommage pas et la détermination de  $R/R_0$  dans chaque élément en pointe de fissure s'effectue en post-traitement d'un calcul élastoplastique.

Pour calculer  $R/R_0$  à une étape de chargement donnée " $n$ " on intègre l'équation précédente entre le chargement 0 et le chargement " $n$ ".

$$\text{Ln}(R/R_0) = \sum_0^n d(\text{Ln } R/R_0) \quad (\text{I.32})$$

La condition initiale est  $R/R_0 = 1$

$$\text{Ainsi : } \text{Ln}(R/R_0)_n = \text{Ln}(R/R_0)_{n-1} + d(\text{Ln}(R/R_0)) \quad (\text{I.33})$$

$d\text{Ln}(R/R_0)$  est calculé par l'accroissement de déformation équivalente au chargement " $n$ " :

$$dE_{eq}^{(n)} = \sqrt{\frac{2}{3} dE_{ij}^{(n)} dE_{ij}^{(n)}} \quad \text{où} \quad dE_{ij}^{(n)} = dE_{ij}^{(n)} - \frac{dE_{kk}^{(n)}}{3} \delta_{ij} \quad (\text{I.34})$$

L'accroissement de déformation  $(dE_{ij}^{(n)})$ , entre les chargements  $(n-1)$  et  $n$ , est donné alors par  $dE_{ij}^{(n)} = E_{ij}^{(n)} - E_{ij}^{(n-1)}$ .

Ce dernier calcul peut être effectué en utilisant soit les déformations totales soit uniquement les déformations plastiques. Dans ce cas, où l'on considère les déformations plastiques, celles-ci peuvent être obtenues à partir des déformations plastiques en chaque point de calcul à partir de la différence  $(E_{ij}^t - E_{ij}^e)$ ,  $E_{ij}^t$  les déformations totales en moyenne et  $E_{ij}^e$  les déformations élastiques déterminées à partir de  $\sigma_{ij}$  moyen.

Cependant, il faut noter que les techniques de calculs des moyennes des champs mécaniques ont une grande influence sur les résultats [60]. En effet, les calculs de  $R/R_0$ , à partir des



moyennes des contraintes et des déformations sur l'élément, ou à partir de la moyenne de  $R/R_0$  en chaque point de calcul de l'élément donnent des résultats différents.

#### **I.3.2.1.4. Détermination du taux critique de croissance de cavités $(R/R_0)_c$**

Le paramètre de ce modèle est le taux critique de croissance de cavités  $(R/R_0)_c$ . Il est possible de déterminer ce paramètre de trois manières différentes, en combinant les résultats expérimentaux (qui fournissent le point d'amorçage) et les résultats numériques :

1) la détermination de  $(R/R_0)_c$  peut être faite à partir de la simulation numérique d'une éprouvette en traction axisymétrique [61]. La valeur  $(R/R_0)_c$  est obtenue lorsque la contraction diamétrale  $\Delta\Phi$  est égale à la contraction diamétrale expérimentale  $\Delta\Phi_c$  à l'amorçage. Pour une éprouvette axisymétrique, l'amorçage est repéré par une rupture de pente visible sur la courbe de charge  $P - \Delta\Phi$ .

2) le paramètre  $(R/R_0)_c$  peut également être déterminé à partir de la charge  $P_a$  à l'amorçage de la fissure correspondant au point de variation de pente sur la courbe expérimentale charge-longueur de la fissure [63]. L'identification de la valeur critique de  $R/R_0$  se fait ensuite, en déterminant à partir de la courbe numérique «  $R/R_0$  - charge au fond initial de la fissure », la valeur de  $(R/R_0)_c$  correspond à la valeur de la charge  $P_a$ .

3) la valeur critique de  $R/R_0$  peut être déterminée numériquement à partir d'une éprouvette fissurée (CT, CCP, SENB,...), ce qui permet d'obtenir la courbe " $J - R/R_0$ ".  $(R/R_0)_c$  correspond à la valeur de  $R/R_0$  lorsque  $J$  atteint sa valeur critique  $J_{IC}$  ou  $J_{0.2}$ . Ce dernier paramètre est obtenu à partir de la courbe expérimentale " $J - \Delta a$ ".

Il a été montré que le paramètre  $J_{IC}$  pourrait être relié à des facteurs métallurgiques, tels que la distribution des inclusions, en considérant le critère  $(R/R_0)_c$ . A partir de la valeur de  $Ln(R/R_0)_c$ , on peut retrouver la valeur de  $J_{IC}$  grâce à la formule définie par Mudry [53] :

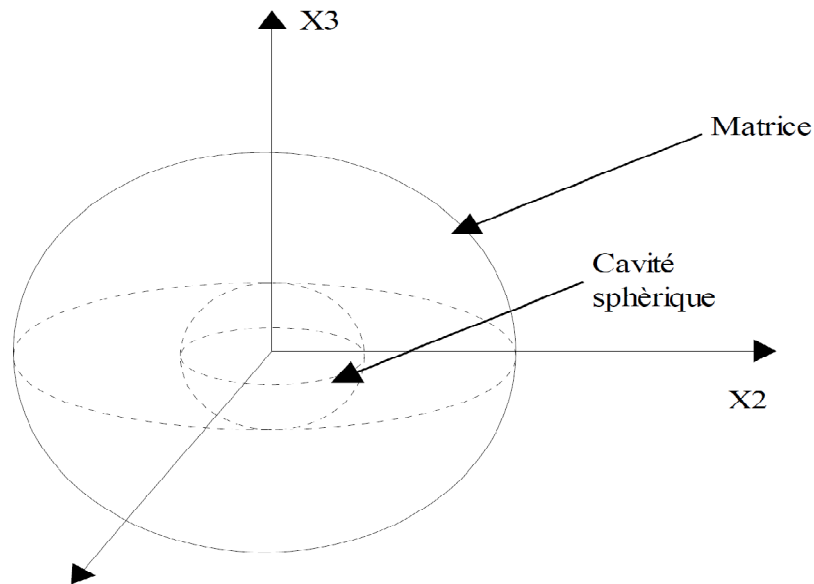
$$J_{IC} = \alpha \sigma_y Ln\left(\frac{R}{R_0}\right)_c \Delta a_c \quad (\text{I.35})$$

Où  $\sigma_y$  est la limite d'élasticité du matériau,  $\Delta a_c$  est la distance caractéristique définie précédemment,  $\alpha$  est la constante fonction de la géométrie de l'éprouvette (égale à 4.5 dans le cas de l'éprouvette CT).

### I.3.2.2. Modèle de Gurson

#### I.3.2.2.1. Critère de Gurson

Gurson [51] considère une sphère creuse avec une cavité sphérique, a matrice de comportement rigide parfaitement plastique obéissant au critère de plasticité de Von Mises de limite d'élasticité  $\sigma_0$ , soumise à des conditions de taux de déformation uniforme et homogène, appliquées au bord extérieure (figure I.18).



**Figure I.18:** Modèle de la sphère creuse en condition de taux de déformation homogène au bord.

Le critère macroscopique approché auquel il a aboutit représente le potentiel plastique  $\Phi$  avec la fonction de la surface d'écoulement dépendant de la contrainte macroscopique et de la fraction volumique de vides distribués au hasard:

$$\Phi(\Sigma, f, \sigma_0) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\sigma_0^2} + 2f \cdot \cosh\left(\frac{3 \Sigma_m}{2 \sigma_0}\right) - 1 - f^2 = 0 \quad (\text{I.36})$$

Avec  $\sigma_0$  limite d'élasticité du matériau,

$$\Sigma_m = \Sigma_{kk} / 3 \text{ La contrainte hydrostatique. (la contrainte moyenne).}$$

$$\Sigma_{eq} : \text{Contrainte équivalente au sens de Von Mises.}$$

#### I.3.2.2.2. Critère de Gurson-Tvergaard (G-T)

Le modèle de Gurson donne des approximations satisfaisantes pour des taux de triaxialité des contraintes élevés, mais dans le cas des faibles taux de triaxialité des contraintes, le modèle surestime la déformation à rupture (ductilité). Tvergaard (1981) propose d'introduire trois

paramètres ( $q_1, q_2$  et  $q_3$ ) pour remédier à ce problème en tenant en compte de l'interaction entre cavités.

Yamamoto (1978) et Tvergaard (1981) ont étendu le critère de Gurson au cas d'un matériau ductile poreux élasto-plastique écrouissable, en remplaçant la limite d'écoulement  $\sigma_0$  par la contrainte équivalente d'écoulement  $\bar{\sigma}$  dans l'équation (I.36). Alors Tvergaard propose la fonction seuil suivante:

$$\Phi(\Sigma, \bar{\sigma}, f) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\bar{\sigma}^2} + 2q_1 f \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\Sigma_m}{\bar{\sigma}}\right) - 1 - q_3 f^2 = 0 \quad (\text{I.37})$$

Plusieurs valeurs des paramètres  $q_1, q_2$  et  $q_3$  ont été proposées selon les auteurs et les expériences menées pour rapprocher au mieux le comportement réel des structures. Les valeurs les plus rencontrées dans la littérature sont:

$$q_1 = 1,5 \qquad q_2 = 1 \qquad q_3 = q_1^2$$

### I.3.2.2.3. Critère de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN)

D'après les expériences menées, il s'avère que le modèle de Gurson-Tvergaard (GT) ne tient pas compte de la perte rapide de rigidité du matériau et ne décrit pas convenablement les effets de la coalescence des vides, parce qu'il ne constitue pas un critère de rupture. A partir des observations expérimentales la coalescence peut être supposée effective lorsque la fraction volumique du vide atteint une valeur critique  $f_c$ , qui marque le début de la coalescence.

Needleman a modifié le critère précédent (modèle GT) pour tenir en compte de la chute brutale de la rigidité du matériau par la fonction seuil suivante (modèle GTN):

$$\Phi(\Sigma, \bar{\sigma}, f) = \frac{\Sigma_{eq}^2}{\bar{\sigma}^2} + 2q_1 f^* \cdot \cosh\left(\frac{3}{2} q_2 \frac{\Sigma_m}{\bar{\sigma}}\right) - 1 - (q_1 f^*)^2 = 0 \quad (\text{I.38})$$

Où  $f^*$  est une fonction de  $f$  défini comme suite:

$$f^* = \begin{cases} f & \text{pour } f \leq f_c \\ f + \delta(f - f_c) & \text{pour } f > f_c \end{cases} \quad (\text{I.39})$$

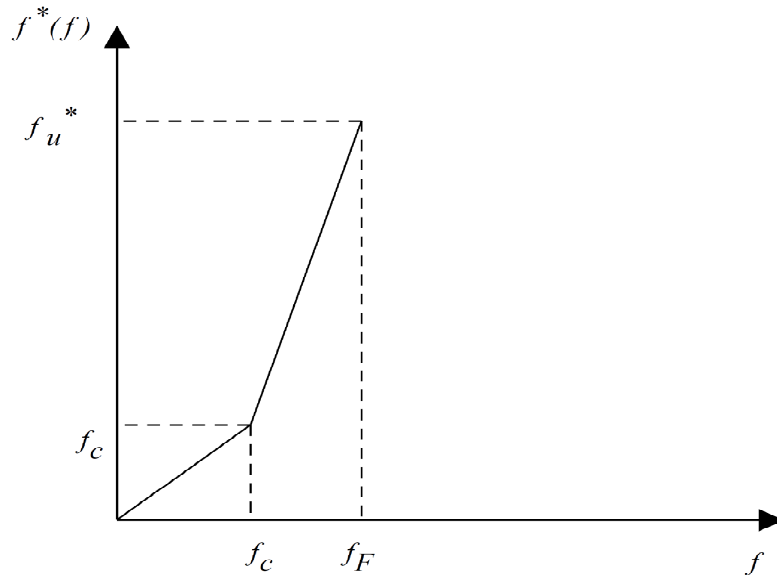
Avec

$$\delta = \frac{f_u^* - f_c}{f_F - f_c} \quad (\text{I.40})$$

$f_u^*$  : est la valeur ultime de  $f = l/q_l$

$f_F$  : est la fraction volumique du vide lors de la rupture finale.

$f_c$  : est une valeur seuil qui marque le début de la coalescence.



**Figure I.19:** graphe de la fonction  $f^*(f)$ .

#### I.3.2.2.4. Evolution de la fraction volumique du vide $f$

L'évolution de la fonction  $f$  au cours de l'écoulement plastique est due d'une part à la croissance des cavités existantes et d'autre part à l'amorçage de nouvelles cavités, ce qui permet d'écrire :

$$\dot{f} = \dot{f}_{\text{Croissance}} + \dot{f}_{\text{Amorçage}} \quad (\text{I.41})$$

Si on considère que les variations volumiques dues aux déformations élastiques sont négligeables, on a :

$$\dot{f}_{\text{Croissance}} = (1-f) \text{tr} \dot{E}^P \quad (\text{I.42})$$

La loi de germination est plus difficile à déterminer, car ce processus physique est assez complexe. Une formulation générale de cette loi a été proposée par Needleman et Rice.

$$\dot{f}_{\text{Amorçage}} = A \dot{E}_{eq}^P + B(\Sigma_{eq} + c\Sigma_m) \quad (\text{I.43})$$

Le terme  $A$  est lié à la déformation plastique, et le terme  $B$  est lié au tenseur de contraintes  $(\Sigma_{eq}, \Sigma_m)$ .

Si la nucléation des cavités a lieu au niveau des petites particules (de l'ordre de micron), on peut utiliser une loi de germination contrôlée par la déformation plastique, dans ce cas on pose  $B=0$  et  $A$  est donné par l'expression, proposée par Chu et Needleman, suivante.

$$A = \frac{f_n}{S_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_{eq}^P - \varepsilon_n}{S_n} \right)^2 \right] \quad (\text{I.44})$$

$f_n$  : la fraction volumique d'inclusions amorcées au niveau de particules selon un mécanisme contrôlé par la déformation.

$\varepsilon_n$  : la déformation moyenne à l'apparition de nucléation des cavités.

$S_n$  : est la déviation standard correspondante.

Pour la nucléation des cavités au niveau de grosses inclusions, on utilise une loi de germination selon un mécanisme contrôlé par les contraintes. On pose  $A=0$  et la fonction  $B$  est choisie de manière à obtenir une distribution normale autour d'une contrainte de nucléation moyenne.

$$B = \frac{\hat{f}_n}{\hat{S}_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\Sigma_{eq}^P - c\Sigma_m - \sigma_n}{\hat{S}_n} \right)^2 \right] \quad (\text{I.45})$$

$\hat{f}_n$  : La fraction volumique de particules qui permettent la nucléation des cavités selon un mécanisme contrôlé par les contraintes.

$\hat{S}_n$  : La déviation standard associée à la contrainte de nucléation moyenne  $\Sigma_m$ .

$c$  : est une constante comprise entre 0,3 et 0,4 pour prendre en considération la conversion partielle de la contrainte hydrostatique en contrainte de cisaillement local autour de l'inclusion.

Le choix du modèle d'amorçage dépende du problème considéré, le modèle de germination contrôlé par la déformation est largement utilisé dans la littérature.

### **I.3.2.2.5. Détermination des paramètres du modèle GTN**

Les paramètres du modèle GTN peuvent être classés en deux catégories :

- les paramètres constitutifs :  $q_1$  et  $q_2$  ;
- les paramètres matériaux :  $f_0, f_n, \varepsilon_n, S_n, f_c$  et  $f_F$ .

D'une manière générale la détermination de ces paramètres nécessite une méthodologie hybride de comparaison entre résultats expérimentaux et simulation numérique.

**a- Les paramètres constitutifs :**

De nombreux auteurs proposent souvent de prendre  $q_2 = 1$  et  $q_1 \in [1; 1,6]$ .

**b- les paramètres matériaux:**

$f_0$  : La fraction volumique initiale de vide peut être déduite de la fraction volumique d'inclusion, par conséquent, la porosité initiale dépend du matériau et peut être déterminée, soit par composition chimique du matériau, soit par une analyse métallographique.

Quelquefois,  $f_0$  est déterminée par calage numérique par rapport aux résultats expérimentaux.

$\varepsilon_n, S_n$  : Chu et Needleman (1980) ont proposé  $S_n = 0,1$  et  $\varepsilon_n = 0,3$  qui sont des valeurs très largement utilisées dans la littérature.

$f_n$  : La valeur de ce paramètre semble extrêmement difficile à déterminer par expérience, il paraît donc nécessaire de calibrer par comparaison entre essais expérimentaux et simulation numérique.

$f_c$  : cette valeur caractérise le début de la coalescence, afin d'observer l'influence de  $f_0$  sur la porosité critique  $f_c$ , Tvergaard (1990) a présenté les différents résultats obtenus dans la pratique.

Cette valeur aussi peut être calibrée par comparaison entre essais expérimentaux et simulation numérique.

$f_F$  : correspond à la valeur finale de la fraction volumique de cavités pour laquelle le matériau perd toute sa rigidité, cette valeur doit être ajustée en calant les résultats numériques sur les résultats expérimentaux.

**I.3.2.3. Modèle de Rousselier**

Contrairement aux deux modèles de plasticité présentée précédemment, le critère de Rousselier ne dérive pas d'une démarche micromécanique mais d'une analyse purement thermodynamique dans laquelle l'endommagement est caractérisé par une variable interne et reposant sur les hypothèses suivantes [65] :

- Les variables d'écoulement  $p$  et d'endommagement  $d$  sont des scalaires (hypothèse d'isotropie) ;
- La potentielle thermodynamique est de forme additive ;
- La potentielle plastique se décompose en deux parties ;
- L'évolution de l'endommagement suit une loi du type Rice-Tracey.

Le potentiel plastique  $F$  est décomposé en la somme de deux termes,  $F_1$  et  $F_2$  selon :

$$F(\Sigma_{eq}, P, D) = F_1(\Sigma_{eq}, P) + F_2(\Sigma_m, D) \quad (\text{I.46})$$

Avec :  $\Sigma_{eq} = \Sigma / \rho$

$\rho$  : masse volumique du matériau endommagé,  $p$  : variable d'écoulement,  $d$  : variable d'endommagement,  $P$  : force thermodynamique associée à  $p$ ,  $D$  : force thermodynamique associée à  $d$ ,  $R(p)$  : limite d'écoulement du matériau sain.

$$F_1(\Sigma_{eq}, P) = \Sigma_{eq} - R(p) \quad (\text{I.47})$$

$$F_2(\Sigma_m, D) = A \exp\left(\frac{\Sigma_m}{\sigma_1}\right) \frac{\sigma_1 f_0 \exp(d)}{1 - f_0 + f_0 \exp(d)} \quad (\text{I.48})$$

$F_1$  représente l'écoulement plastique du matériau sans endommagement et  $F_2$  traduit l'effet de l'endommagement sur le matériau poreux via la pression hydrostatique et l'endommagement  $d$ ,  $f_0$  correspond à la porosité initiale du matériau.

Le point fort de ce modèle est qu'il n'est pas nécessaire de définir une valeur critique de la variable d'endommagement. L'amorçage et la propagation de fissure se produisent lorsque l'adoucissement du à la croissance des cavités l'emporte sur l'écoulement du matériau. Il y a alors instabilité mécanique et les contraintes transmises par la zone fortement endommagée chutent rapidement. La fissure correspond alors à la surface ne transmettant plus de contrainte [66].

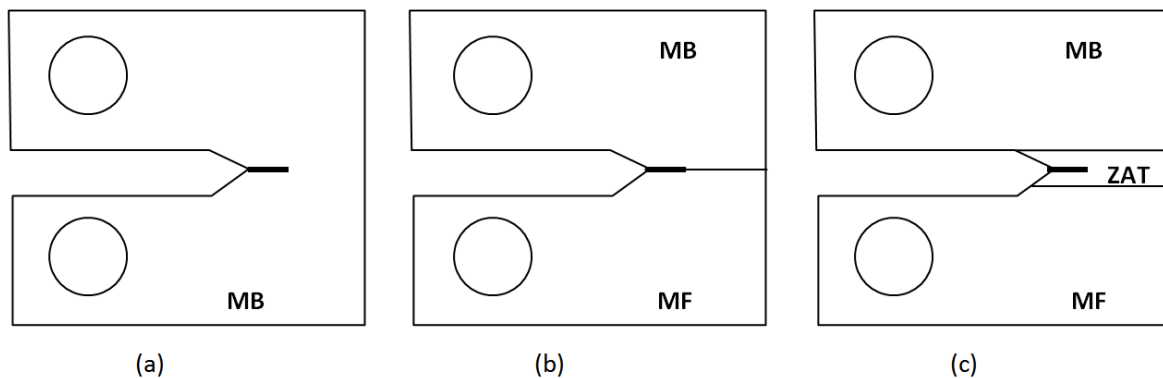
Une étude menée par Rousselier sur un acier A508 Cl 3 montre un très bon accord entre résultats expérimentaux et numériques.

### I.3.2.4. Application des méthodes de l'approche locale à la prévision de la rupture d'un joint soudé

Le travail de Al Rassis [64] est une étude expérimentale et numérique de la déchirure ductile à chaud dans un joint soudé. L'étude expérimentale a permis de déterminer les caractéristiques mécaniques de traction ainsi que la résistance à la déchirure ductile à 300°C, du métal de base ( $\sigma_y=205\text{MPa}$ ), du métal fondu ( $\sigma_y=330\text{MPa}$ ) et de la zone affectée thermiquement ( $\sigma_y=350\text{MPa}$ ), prélevés à partir d'un joint soudé. Le joint soudé présente donc un taux d'overmatching  $M=\sigma_{y(MF)}/\sigma_{y(MB)}=1.6$ . Dans cette situation, les caractéristiques mécaniques du métal de base ont une influence majeure sur le comportement global.

L'analyse par éléments finis a été effectuée sur une éprouvette CT25 en vue d'une comparaison entre deux approches de la mécanique de la rupture: une approche globale décrite par l'intégrale J et le CTOD et une approche locale basée sur le modèle de croissance des cavités de Rice-Tracey.

Ces approches ont été vérifiées sur trois configurations d'éprouvettes CT permettant la modélisation d'un joint soudé: (a) une éprouvette homogène composée du métal de base, (b) une éprouvette hétérogène composée du métal de base et du métal fondu et (c) une éprouvette hétérogène composée du métal de base, du métal fondu et de la zone affectée thermiquement. Dans cette dernière configuration, la ZAT possède une largeur de 3mm et la fissure initiale se trouve à 1 mm de la ligne de fusion.



**Figure I.20:** Configurations des éprouvettes CT: (a) MB, (b) MB+MF et (c) MB+MF+ZAT.

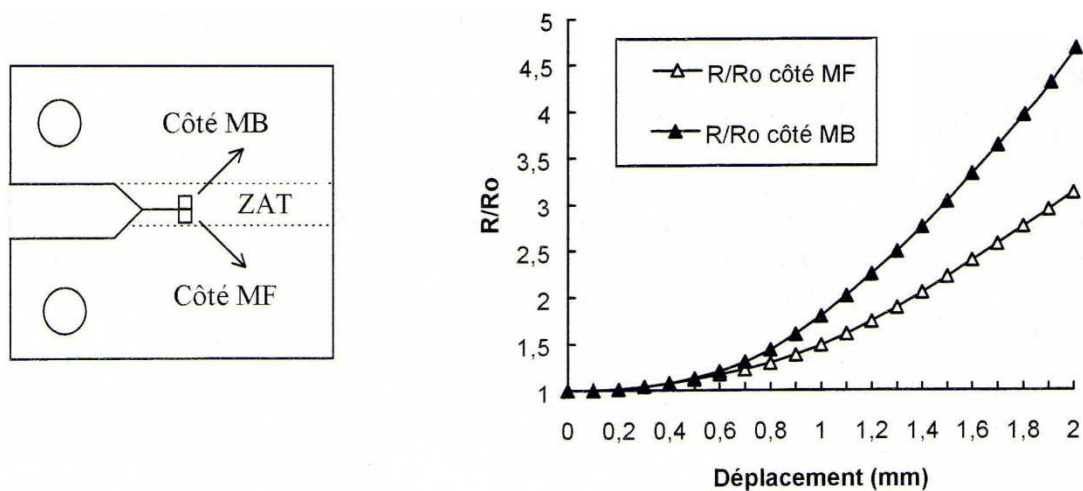
Les paramètres globaux présentent des évolutions similaires quelle que soit la configuration étudiée. L'approche locale semble plus sensible aux champs de contrainte et de déformation en pointe de fissure. Dans le cas de la configuration (c), nous avons distingué deux mailles de part et d'autre de l'axe de symétrie: celle du côté MB et celle du côté MF (**Figure I.21**).



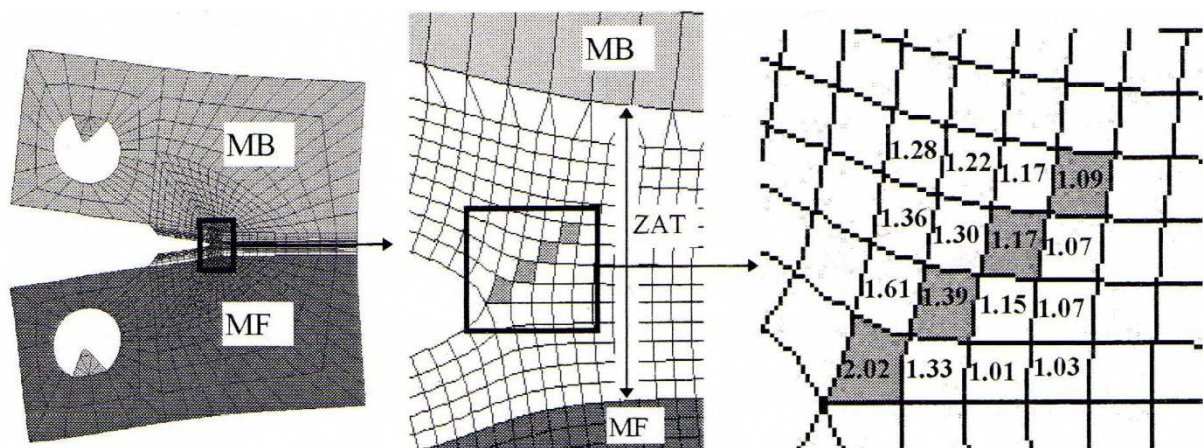
La courbe  $R/R_0$  en fonction du déplacement montre que le paramètre  $R/R_0$  croît plus rapidement du côté de MB que du côté de MF (**Figure I.21**).

Ce résultat attendu (le métal de base ayant la limite d'élasticité plus faible) a conduit à suivre uniquement l'évolution de  $R/R_0$  du côté MB. L'analyse de la distribution des valeurs maximales du taux de croissance des cavités en pointe de fissure indique une direction probable de la fissure vers le métal de base (**Figure I.22**).

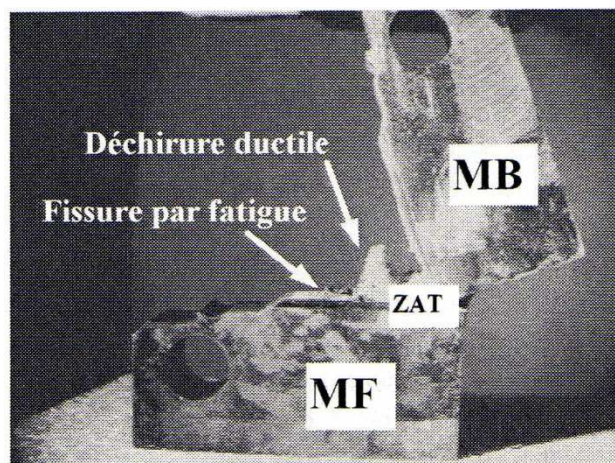
Ce résultat est conforme aux observations expérimentales (**Figure I.23**). Cependant, dans cette situation, le modèle de Rice-Tracey ne permet pas de simuler l'avancée de la fissure, car la méthode de relâchement des nœuds liée à l'utilisation de ce modèle nécessite la connaissance préalable du trajet de la fissure.



**Figure I.21 :** Evolution du taux de croissance de cavités dans les mailles situées dans la ZAT, du côté du métal de base MB et du côté du métal fondu MF.



**Figure I.22:** Distribution des valeurs de  $R/R_0$  en fond de fissure.



**Figure I.23:** Rupture d'une éprouvette prélevée dans le joint soudé.

# CHAPITRE II

## APPROCHE ENERGETIQUE DE LA DECHIRURE DUCTILE

## II.1. Introduction

Le premier chapitre a permis d'établir le contexte de l'étude, montrant les possibilités, mais aussi les faiblesses, des méthodes existant à ce jour :

Il apparaît que les critères d'amorçage employés aujourd'hui ne permettent pas de définir une ténacité propre au matériau. Cependant, certains travaux laissent entrevoir une solution intéressante en se basant sur des grandeurs caractérisant l'émoussement en pointe de fissure.

En ce qui concerne la propagation de fissure en déchirure ductile, les méthodes énergétiques fournissent des solutions simples. Les bilans énergétiques proposés par différents auteurs aboutissent tous à la même relation : l'énergie dissipée en cours de propagation se décompose en une énergie de plasticité globale et en une énergie de rupture. L'estimation de ce dernier terme reste cependant encore un problème. Ce chapitre se propose donc de développer une méthode de calcul de ce terme qui puisse conduire à l'élaboration d'un critère de propagation.

Enfin, un bilan énergétique permettra de proposer une interprétation relativement simple des grandeurs critiques proposées dans la méthode.

## II.2. Approches basées sur l'estimation de l'énergie dissipée par la rupture

Dans le cas d'un matériau élasto-plastique, une approche énergétique se doit de tenir compte de l'énergie dissipée en pointe de fissure. La difficulté pour ce type d'approche est d'identifier le paramètre vraiment représentatif de cette dissipation d'énergie. Si dans le cas de l'amorçage,  $J$  paraît être un paramètre satisfaisant (à condition de définir l'amorçage à partir de la taille de la zone d'émoussement), peu de propositions convaincantes ont été avancées pour la propagation.

### II.2. 1. Paramètre $\mathcal{R}$ proposé par Kanninen

Kanninen et al [67] ont proposé et étudié les caractéristiques de différents paramètres pour modéliser la propagation en déchirure ductile. Parmi ces paramètres, le taux de restitution d'énergie généralisé  $G$  est défini à partir du travail d'ouverture des lèvres pendant la propagation ( $G_0$ ) et de la variation d'énergie de déformation au cours de l'extension de fissure dans un volume  $V$  correspondant à la zone de process ( $G_z$ ).

$$G_0 = \frac{1}{B\Delta a} \int_{\xi=0}^{\xi=\Delta a} T_i(\xi) \bar{u}_i(\Delta a - \xi) d\xi \quad (\text{II.1})$$

$$G_z = \frac{1}{B\Delta a} \int_V \left[ \int_{(1)}^{(2)} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \right] dV \quad (\text{II.2})$$

Il y a propagation lorsque  $G = G_0 + G_z$  atteint une valeur critique notée  $\mathcal{R}$ . Les auteurs montrent dans différents cas que la propagation est caractérisée par un paramètre  $\mathcal{R}$  constant, indépendant de la géométrie et du maillage.  $\mathcal{R}$  représente une énergie caractérisant le processus de rupture au cours de la propagation. Cependant la définition du volume  $V$  dans le calcul de  $G_z$  est peu claire. En plasticité confinée, Kanninen et al proposent d'utiliser la zone plastique. Dans les autres cas, l'absence de définition du domaine d'intégration pénalise l'approche.

### II.2.2. Approche thermodynamique de N'Guyen

Considérant une propagation de fissure dans un volume  $\Omega$ , N'Guyen [68] propose le bilan énergétique suivant (cas 2D) :

$$D = \int_{\Omega} \mathcal{D} \cdot dl \Omega + (F - 2\gamma_0) \dot{l} \quad (\text{II.3})$$

Où  $D$  est la puissance dissipée,  $\mathcal{D}$  la densité volumique de puissance dissipée et  $\dot{l}$  la vitesse de propagation.  $F$  est appelé force fissurante. Ce bilan montre que le processus de propagation fait intervenir une énergie volumique au sein du matériau et une énergie surfacique. Le terme  $2\gamma_0$  correspond à l'énergie de surface introduite dans la théorie de Griffith [69].

En supposant un transport parallèle de la singularité du déplacement, N'Guyen montre que :

$$F = \lim_{R \rightarrow 0} \int_{S_R} (w \cdot n_1 - \sigma \cdot n \cdot u_1) dS \quad (\text{II.4})$$

Où  $S_R$  est le contour d'un domaine autour de la pointe de fissure,  $R$  sa dimension caractéristique et  $w$  la densité d'énergie libre.

Dans le cas d'un matériau élastique (linéaire ou non-linéaire),  $F$  est égal à l'intégrale de Rice  $J$ . Pour un matériau élasto-plastique parfait, Rice et al [70] montrent que la singularité des déplacements est en  $\log(r)$ . Ceci implique que l'expression dans l'intégrale  $F$  est bornée et donc que  $F$  est nulle. Ce résultat est basé sur une analyse théorique. La détermination de

l'énergie dissipée dans le processus de rupture pour un comportement élasto-plastique reste une question ouverte pour N'Guyen. Cette analyse montre également que pour ce type de comportement, la propagation ne peut pas être caractérisée à partir d'une intégrale de contour calculée loin de la pointe de fissure.

### II.2.3. Taux de dissipation d'énergie

L'approche de N'Guyen reste basée uniquement sur des considérations théoriques peu exploitables expérimentalement. Cependant, certaines similitudes peuvent être trouvées avec l'analyse de Turner : Pour caractériser la résistance d'un matériau ductile à la propagation d'une fissure, Turner [71] propose d'utiliser le taux de dissipation d'énergie noté  $R$  :

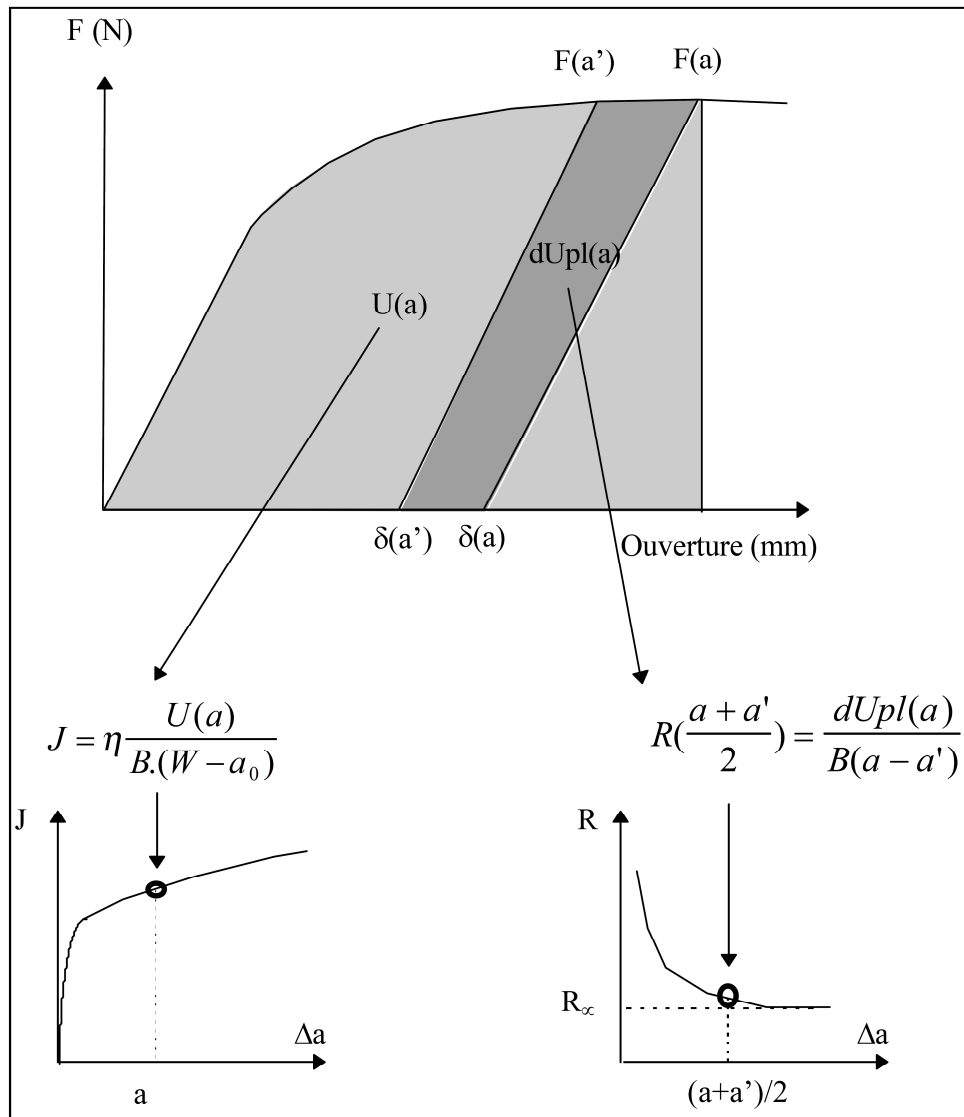
$$R = \frac{dU_{diss}}{dA} = \frac{d(U_{tot} - U_{el})}{dA} = \frac{dU_{pl}}{dA} + G_{fr} \quad (\text{II.5})$$

Où  $A$  est l'aire de fissure,  $U_{diss}$  l'énergie dissipée dans la structure,  $U_{tot}$  l'énergie totale reçue par la structure,  $U_{el}$  sa composante élastique,  $U_{pl}$  sa composante plastique et  $G_{fr}$  l'énergie dissipée dans le processus de rupture, traduite en terme de taux de restitution d'énergie.  $R$  représente la variation d'énergie dissipée dans la structure pendant la propagation.

Ce terme est l'analogue du taux de restitution d'énergie élastique de Griffith pour le cas de matériaux fragiles.  $R$  est composé de deux parties : la première est dissipée par la déformation plastique et la seconde par le processus même de rupture.

$R$  décroît au cours de la propagation et tend vers une valeur asymptotique (notée  $R_{\infty}$ ), car la partie plastique de la variation d'énergie diminue puisque la plasticité dans la structure tend à saturer.

Contrairement à  $J$ , qui est calculé à partir de l'énergie totale reçue par la structure,  $R$  ne fait intervenir que l'énergie apportée à l'instant considéré, schématiquement présenté dans la figure II.1. C'est pourquoi  $R$  est plus représentatif de l'énergie dissipée par la propagation que  $J$ . La difficulté de cette approche reste de séparer la part globalement dissipée dans la structure par plasticité, et la part liée à la propagation de la fissure ( $G_{fr}$ ).



**Figure II.1 :** Méthodes de calcul de J et R

Kolednik [72], pour sa part, propose de caractériser la déchirure par deux paramètres : une ténacité à l'amorçage ( $J_i$ ) pour l'initiation et R, caractérisant la résistance à la propagation.  $J_i$  représente l'énergie nécessaire pour atteindre le CTOD critique en pointe de fissure. En mécanique élastique linéaire, il montre que la propagation est caractérisée par un taux de dissipation d'énergie constant. Pour un matériau élasto-plastique, comme Turner, il n'est pas possible globalement de distinguer l'énergie dissipée participant au processus de rupture de celle servant à plastifier l'éprouvette.

Pour tenter de résoudre ce problème, Turner et al. [73] proposent de décomposer R en trois termes :

$$R = \gamma + \frac{\tau \cdot s^2}{B} + \rho b \quad (\text{II.6})$$

où  $\gamma$  est une énergie surfacique liée à la formation d'une fissure plate,  $\tau$  une énergie volumique liée à la formation des lèvres de cisaillement de largeur  $s$ , et  $\rho$  une énergie plastique caractérisant la plasticité en pointe de fissure. Pour les auteurs, cette séparation permet un traitement quantitatif de l'effet de taille pour la déchirure.

D'autres auteurs [74] proposent un moyen de déterminer  $R$  à partir de la courbe  $J-\Delta a$ , et inversement, à partir des relations suivantes :

- Pour les éprouvettes CT et les éprouvettes de flexion trois points (TPB) :

$$R = \frac{W - a}{h} \frac{dJ_{pl}}{da} - \frac{g}{h} J_{pl}$$

$$\eta = \begin{cases} 2 + 0.55 \frac{b}{B} & \text{pour une éprouvette CT} \\ 2 & \text{pour une éprouvette TPB} \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

$$\gamma = \begin{cases} 1 + 0.76 \frac{b}{B} & \text{pour une éprouvette CT} \\ 1 & \text{pour une éprouvette TPB} \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

- Pour les éprouvettes CCT :

$$R = (W - a) \frac{dJ_{pl}}{da} \quad (\text{II.9})$$

Cependant les essais montrent que le taux de dissipation d'énergie  $R$  n'est pas transposable d'une éprouvette à l'autre : Watson et al. [75] ont étudié l'influence de la géométrie sur l'énergie plastique dissipée pendant la propagation pour un acier HY-130 à partir d'éprouvettes CT et TPB. Les auteurs ont relié qualitativement l'influence de l'épaisseur et des rapports  $a/W$  et  $B/W$  des éprouvettes CT sur le taux de dissipation d'énergie à la largeur des lèvres de cisaillement. Cependant, ces constatations ne sont plus valables lorsque l'on compare éprouvettes CT et TPB, à cause d'une répartition différente de la plasticité. De même, Memhard et al [76] ont obtenu des taux de dissipation d'énergie différents entre des



éprouvettes CT et CCT, ainsi que Memhard et al [76] dans le cas d'éprouvettes CT et TPB. Ces derniers proposent une normalisation par :

$$\frac{F_u}{\sigma_f \cdot B(W - a)} \quad (\text{II.10})$$

Où  $F_u$  est la charge maximale et  $\sigma_f$  est la contrainte d'écoulement égale à  $0.5(\sigma_0 + \sigma_u)$ , permettant d'uniformiser le taux de dissipation d'énergie asymptotique pour ces éprouvettes.

Cependant, ces deux éprouvettes sont des éprouvettes de flexion et il est peu probable que cette normalisation suffise dans le cas d'éprouvettes soumises à de la traction. De plus, cette normalisation ne donne pas de résultats satisfaisants pour les faibles propagations, où le taux de dissipation est influencé par l'expansion plus ou moins importante de la zone plastique. Ainsi, si le taux de dissipation permet d'obtenir des résultats intéressants concernant l'énergie dissipée au cours d'un essai, il ne permet pas d'accéder directement à l'énergie dissipée dans le processus de rupture. Cependant, Atkins et al [77] sont parvenus à séparer les deux termes de la relation (II.7) et à estimer le terme  $G_{fr}$  dans le cas particulier d'éprouvettes 'double cantilever beam' pour un matériau élasto-plastique parfait ou obéissant à une loi puissance. Ils montrent de plus que ce terme reste constant pendant la propagation.

Malheureusement, la méthode de détermination de ce paramètre  $G_{fr}$  proposée par ces auteurs reste difficilement transposable à une autre géométrie.

### II.3. L'amorçage de fissure

L'étude bibliographique réalisée dans le premier chapitre montre que la définition même de l'amorçage est une donnée importante pour proposer un critère fiable. Celle proposée par les normes, qui détermine  $J_{IC}$  à partir d'une propagation normalisée sur la courbe  $J-\Delta a$  (en général 0.15 ou 0.2 mm) souffre du problème de transférabilité précédemment abordé.

Au point de vue expérimental, certains résultats, semblent indiquer que le CTOD joue un rôle prédominant dans l'amorçage. La définition d'un critère d'amorçage à partir de l'émoussement de la pointe de fissure semble être une solution intéressante. C'est pourquoi, certains auteurs proposent une démarche originale basée sur la mesure de la profondeur de la zone d'émoussement (en anglais '*Stretched Zone Width*' ou SZW).

### II.3.1. Définition du critère

#### II.3.1.1. Le CTOD

Wells [78] a remarqué, lors d'une étude sur la ténacité d'acier très ductile, que la déformation en pointe de fissure est d'autant plus importante que le matériau est tenace. Ces résultats ont conduit Wells à proposer le déplacement d'ouverture en pointe de fissure (en anglais : '*Crack Tip Opening Displacement*' ou CTOD) comme mesure de la ténacité à la rupture.

Plus tard, lorsque Rice [79] a introduit l'intégrale J, il a étudié la relation entre le CTOD et J de manière analytique dans le cas d'un matériau élastique plastique parfait. Pour cela, Rice définit le CTOD à partir de l'intersection du faciès déformé et des droites à 45° du plan de symétrie. Cette définition est représentée sur la figure II.2.

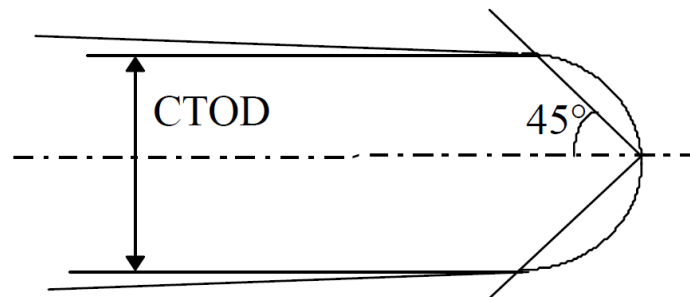


Figure II.2 : Définition du CTOD selon Rice [79].

Avec ces hypothèses et définition, Rice établit la relation linéaire entre J et le CTOD :

$$J = \sigma_0 \cdot CTOD \quad (\text{II.11})$$

Où  $\sigma_0$  est la limite d'élasticité.

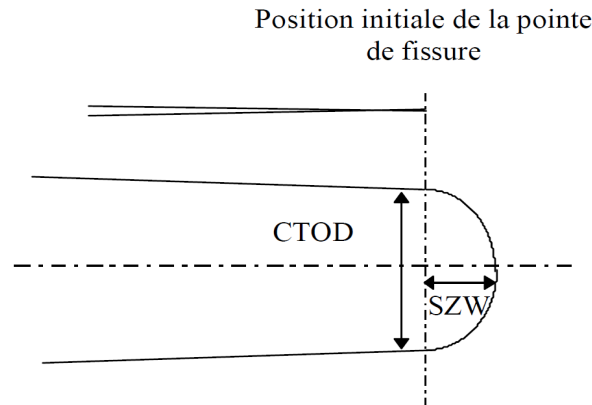
Shih et al [80] se sont intéressés à cette relation dans le cas d'un matériau obéissant à une loi de comportement du type Ramberg-Osgood :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \kappa \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad (\text{II.12})$$

Ils montrent que le coefficient de la relation linéaire entre J et le CTOD n'est plus  $\sigma_0$  mais le produit ( $\alpha \cdot \sigma_0$ ), où  $\alpha$  dépend du coefficient d'écrouissage n et est supérieur à 1.

Plusieurs travaux expérimentaux ont également porté sur la validité d'une telle relation, au moment de l'amorçage et l'influence des conditions expérimentales sur la taille de la zone

d'éroussement. Il est important de noter que la définition du CTOD rencontrée dans la plupart de ces travaux diffère de celle de Rice et correspond à l'ouverture de la fissure mesurée dans la position initiale de la pointe de fissure (figure II.3).



**Figure II.3** : une autre définition du CTOD.

Parmi ces travaux, citons :

- Robinson et al [81] qui ont étudié la relation entre  $J$  et le CTOD dans le cas d'éprouvettes de flexion trois points pour différents matériaux. Le CTOD a été mesuré à partir d'observation de tranche de répliques du faciès de rupture. Ces empreintes sont réalisées à partir d'une pâte en silicone. La relation obtenue par les auteurs entre le CTOD à l'amorçage et  $J_{IC}$  correspond à celle proposée par Rice.
- De même, Lautridou et al [82] ont mesuré le CTOD à partir d'observation métallographique de tranches d'éprouvettes CT : à la fin de l'essai, les éprouvettes sont découpées dans le sens de la propagation et les tranches polies.  $J_{IC}$  est obtenu à partir de la courbe  $J-\Delta a$  en prenant la valeur de  $J$  correspondant à la profondeur de l'émoussement, supposée égale à la moitié du CTOD (ceci implique que le profil de la zone d'émoussement est circulaire). Le coefficient  $\alpha$  obtenu varie entre 2.25 et 3.09 selon la nature du matériau.
- Les analyses les plus précises ont été réalisées par analyse stéréoscopique : cette méthode s'appuie sur deux photos prises au microscope électronique sous deux angles d'observations différents. Il est alors possible par analyse d'image d'en déduire la topographie du faciès de rupture. Grâce à cette technique, Broek [83] propose pour le coefficient  $\alpha$  une valeur de 2.5. Ainsi, tous ces résultats, analytiques et expérimentaux, montrent bien qu'il existe une relation linéaire entre  $J$  et le CTOD. Cependant, la valeur du coefficient  $\alpha$  diffère d'une référence à l'autre. Ceci peut s'expliquer par :

- ❑ des définitions du CTOD multiples, bien que les deux définitions proposées conduisent à des résultats très proches,
- ❑ des méthodes de détermination de  $J_{Ic}$  différentes,
- ❑ une dépendance du coefficient  $\alpha$  aux propriétés mécaniques du matériau.

A l'image de  $J$ , ces résultats montrent que le CTOD peut servir de paramètre de rupture pour définir l'amorçage, d'autant plus que le CTOD paraît un critère intrinsèque au matériau, comme le montre Kass et al [84] dans le cas d'éprouvettes CT, DENT et CCT. De même, Otsuka et al [85] obtiennent un CTOD à l'amorçage comparable dans le cas d'une éprouvette CCT sollicitée en mode I et en mode mixte I/II.

La mesure du CTOD, même après essai, reste malheureusement un exercice périlleux et coûteux :

- ❑ L'analyse stéréoscopique est une technique extrêmement précise mais n'est pas à la portée de tous les laboratoires.
- ❑ L'observation de coupes métallographiques est une méthode destructive et dépend de la qualité du polissage.
- ❑ Seule la réalisation d'empreinte du faciès de rupture offre une solution abordable mais reste de loin la moins précise.

La mesure du CTOD est donc délicate. De même, son utilisation pour un calcul de dimensionnement sur structure pose problème, ce qui explique que dans les normes on préfère définir l'amorçage en terme de  $J$ .

### II.3.1.2. Définition d'un critère à partir de la profondeur d'émoussement

Pour définir une ténacité à l'amorçage, plusieurs travaux expérimentaux se sont intéressés à la profondeur d'émoussement (définie sur la figure II.3). Ils ont montré qu'il est difficile de définir une relation entre  $J$  et la taille de la zone d'émoussement :

- ❑ Broek [83] montre par analyse stéréoscopique que la zone d'émoussement n'est pas égale au demi-CTOD, c'est-à-dire que le profil de la zone d'émoussement n'est pas circulaire.
- ❑ De plus, le rapport entre la zone d'émoussement et le CTOD semble dépendre de l'état de contrainte en pointe de fissure : Krasowsky et al [86] obtiennent un rapport (CTOD/SZW) de  $\sqrt{2}$  en déformations planes et de 1 en contraintes planes.

La profondeur de la zone d'émoussement semble tout de même intéressante car cette grandeur apparaît sur la courbe  $J-\Delta a$ , étant assimilée à une extension de fissure par les dispositifs

expérimentaux de mesure d'avancée de fissure. Deux approches, relativement proches, utilisant cette propriété, sont proposées dans la littérature :

### II.3.1.2.1. Première approche : estimation de SZW par une relation linéaire avec J

La première méthode utilise ce qu'on appelle la droite d'éroussement : en s'appuyant sur la relation linéaire entre J et le CTOD, et en considérant un rapport moyen entre le CTOD et la profondeur de la zone d'éroussement SZW, une relation linéaire entre SZW et J est proposée [87]. C'est la droite d'éroussement. Par exemple avec la norme CFR [88], la droite d'éroussement s'écrit :

$$J = 4 \cdot \left( \frac{\sigma_0 + \sigma_u}{2} \right) \cdot SZW \quad (\text{II.13})$$

Puisque cet éroussement est assimilé à une propagation par les systèmes de mesure, la courbe J- $\Delta a$  suit initialement cette droite d'éroussement. Kolednik et al [89] et Amouzouvi et al [90] proposent donc de définir la valeur de J à l'amorçage au moment où la courbe J- $\Delta a$  s'éloigne de cette droite d'éroussement. C'est en utilisant ce principe que Carlson et al [91] obtiennent une valeur de la ténacité à l'amorçage sur éprouvette CT qui est indépendante du rapport (a/W), contrairement à celle obtenue selon les normes.

Il reste tout de même deux difficultés : cette méthode relativement simple se heurte, tout comme pour le CTOD, à la dépendance de la relation linéaire entre J et SZW vis-à-vis des propriétés du matériau. De plus, cette relation dépend de l'état de contrainte.

### II.3.1.2.2. Seconde approche : mesure directe de SZW

Une seconde méthode, largement utilisée en Allemagne, consiste à mesurer la profondeur de la zone d'éroussement SZW et de la reporter sur la courbe J- $\Delta a$ . La ténacité à l'amorçage est alors donnée par la valeur de J correspondant à une propagation égale à la SZW. Cette grandeur est notée  $J_i$ . Cette méthode présente l'avantage de ne pas utiliser une relation quelconque entre J et SZW. De plus, il est reconnu que l'état de contraintes devant la pointe de fissure influence l'allure de la courbe J- $\Delta a$ , au même titre qu'il conditionne la profondeur de la zone d'éroussement. Ce paramètre local et cette courbe globale sont donc deux représentations du phénomène de perte de contrainte. Intuitivement, on peut s'attendre à ce que la confrontation de ces deux paramètres conduise à la définition d'une grandeur intrinsèque au matériau.

La transférabilité de  $J_i$  a été largement étudiée dans la bibliographie, notamment par Eisele et al [92]. En travaillant sur la validité des normes en vigueur dans différents pays concernant l'amorçage, ils montrent que seul  $J_i$ , tel qu'ils le définissent, est un paramètre transposable dans le cas d'une structure. Dans le cas d'un acier de cuve, Roos et al [93] obtiennent une valeur identique pour  $J_i$  à partir d'essais de caractérisation sur des éprouvettes CT, DENT et SENT. Cette transposabilité de  $J_i$  a également été obtenue sur différentes géométries pour un autre acier.

### **II.3.1.3. Choix du critère d'amorçage**

Il semble donc possible de définir une ténacité à l'amorçage transférable d'éprouvettes aux structures. Pour cela, deux méthodes sont proposées. L'une basée sur la droite d'éroussement et donc la relation entre le CTOD et  $J$ , l'autre à partir de SZW. La seconde approche basée sur la mesure de SZW paraît la plus fiable, car elle ne dépend pas de relations dont les coefficients sont plus ou moins inadaptés au matériau. De plus, elle a fait l'objet d'études approfondies, essentiellement par des laboratoires allemands qui utilisent très souvent  $J_i$  pour caractériser l'amorçage.

### **II.3.2. Vérification de la validité de $J_i$**

Dans ce paragraphe, nous nous attacherons à valider ce concept de  $J_i$  à partir d'essais réalisés sur éprouvettes CT, sur un piquage sollicité en flexion hors plan et sur anneaux entaillés soumis à un chargement de compression.

#### **II.3.2.1. Détermination du CTOD, de SZW et de $J_i$**

##### **II.3.2.1.1. Observations de la zone d'éroussement**

La mesure du CTOD et de la profondeur de la zone d'éroussement est réalisée à partir de répliques du faciès de rupture en pâte de silicone. Cette pâte, présente une grande propriété d'infiltration et une mise en oeuvre peu contraignante (dépose du produit simple et temps de séchage restreint). La réplique ainsi obtenue est découpée en tranches, qui sont observées au microscope optique. Il est ainsi possible de mesurer le CTOD et la profondeur de la zone d'éroussement. La définition du CTOD retenue est celle de Rice (figure II.2).

Cette démarche a été appliquée dans le cas de l'éprouvette CT25 et l'éprouvette CT12 des matériaux différents. La réalisation de tranches assez fines permet d'avoir l'évolution des paramètres mesurés le long du front de fissure.

La valeur de SZW obtenue pour les éprouvettes CT12 sera également validée à partir d'observations des faciès de rupture au microscope électronique à balayage. Ces observations permettront également d'estimer cette grandeur pour l'éprouvette CT25.

Les observations au microscope électronique à balayage des faciès de rupture des éprouvettes CT12 confirment les résultats obtenus pour SZW, comme le montre la figure II.4, où les différentes valeurs mesurées rentrent bien dans la bande de dispersion des répliques de faciès de rupture. De plus, on constate sur cette figure que la zone d'émoussement est clairement marquée, caractérisée par un faciès extrêmement lisse (pas de stries, ni de cupules).

### II.3.2.1.2. Détermination de $J_i$

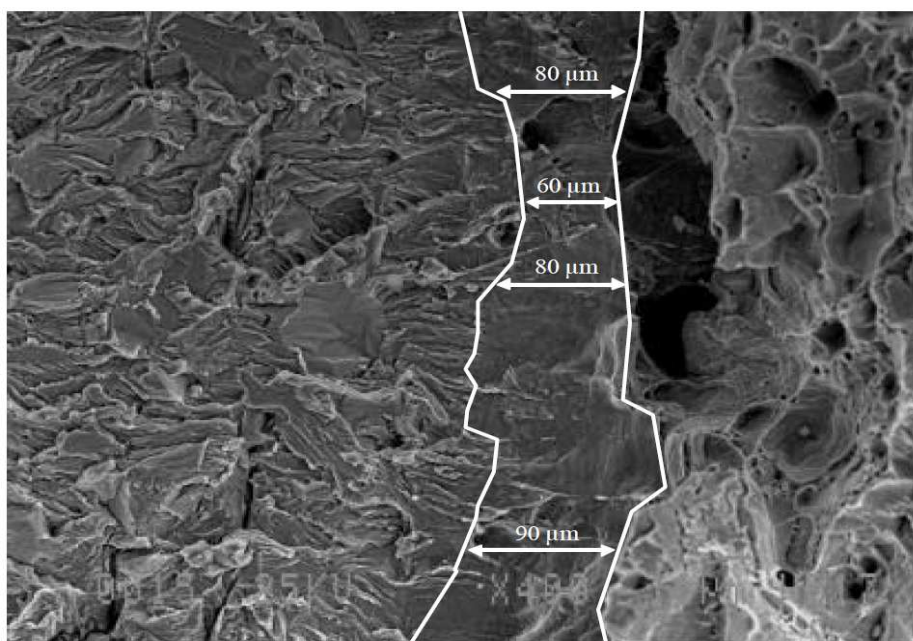
Rappelons que  $J_i$  est obtenu à partir de la courbe J- $\Delta a$  déterminée expérimentalement, en recherchant la valeur de J pour une propagation égale à SZW.

Dans le cas des éprouvettes CT d'épaisseur 12 mm, l'extension de fissure est déterminée à partir de la différence de potentiel mesurée (DDP), permettant de proposer la relation de corrélation quadratique la reliant à  $\Delta a$ . Cette relation est obtenue à partir des valeurs en fin d'essai de la DDP et de  $\Delta a$  pour chaque éprouvette. Malheureusement, cette relation est établie pour des propagations comprises entre 1.4 et 4 mm, ne permettant pas de connaître précisément l'extension de fissure en début de propagation. Il n'est donc pas possible de proposer une valeur fiable pour  $J_i$  à partir de ces essais.

De plus ces résultats expérimentaux permettent d'estimer le coefficient  $\alpha$  à partir du rapport :

$$\frac{\sigma_0 \cdot CTOD_{\text{expérimental}}}{J_i} = \frac{1}{\alpha} \quad (\text{II.14})$$

Pour les deux matériaux des éprouvettes, on obtient une valeur de  $\alpha$  voisine de 2.1. Cette valeur correspond aux résultats généralement observés dans la littérature pour des matériaux similaires comme, par exemple, par Lautridou et al [82] qui obtiennent une valeur de 2.3 pour un acier ferritique type A508.



**Figure II.4 :** Observation au MEB de la zone d'émoussement d'une éprouvette CT12 [82].

#### **II.4. Modélisation de la propagation en déchirure ductile**

L'énergie dissipée se décompose en un terme de plasticité globale et une énergie de rupture. Malheureusement, la détermination de ce dernier terme reste un problème.

Ce paragraphe se propose de mettre en place les outils et les méthodes numériques nécessaires pour permettre le calcul de l'énergie dissipée dans le processus de rupture, afin d'établir un critère pour la propagation.

Une interprétation géométrique du critère est proposée, à partir d'une analyse énergétique globale.

Enfin, ce critère sera ensuite validé et mis en oeuvre pour différentes géométries.

Rappelons également que ce paragraphe ne s'intéresse qu'à la propagation. Le stade d'amorçage est supposé dépassé.

##### **II.4.1. Rappel des concepts basés sur l'énergie dissipée pendant la propagation**

Ces travaux basés sur une approche énergétique ont fait l'objet du paragraphe II.2. Nous rappelons ici les principaux résultats des travaux de N'Guyen [94] et Turner [95].

Au cours de la propagation, l'énergie dissipée dans la structure (déduite du travail des forces extérieures) se décompose en deux termes :

- une partie de cette énergie correspond à l'expansion de la plasticité dans la structure,



- un second terme représente l'énergie nécessaire à l'endommagement du matériau en pointe de fissure pour permettre l'extension de fissure.

Turner [95] ne propose malheureusement pas de solution pour distinguer quantitativement ces deux termes au cours de la propagation.

Dans le cas où le matériau autour de la pointe de fissure se comporte comme un matériau élastique linéaire, N'Guyen [94] montre que le second terme (par unité d'épaisseur), lié à la propagation de fissure  $\delta a$ , peut être estimé à partir de la relation suivante :

$$\delta U_{rupt} = (F - 2.\gamma_0).\delta a \quad (\text{II.15})$$

Où  $F$  est la force fissurante, qui n'est autre que l'intégrale de Rice.  $\gamma_0$  correspondant à l'énergie de surface définie par la théorie de Griffith. Malheureusement, si l'on considère la propagation de fissure dans un matériau réel comme un phénomène continu, l'existence de décharge le long des lèvres de la fissure ne permet plus d'assurer la validité numérique de  $F$ .

Ces résultats laissent donc à penser qu'il est possible de définir une grandeur locale caractérisant l'énergie dissipée en pointe de fissure, et elle seule. Malheureusement, le problème de l'estimation de cette énergie se pose.

## II.4.2. Critère de la rupture

Dans ce paragraphe, S.Marie [96] propose un critère de rupture basé sur le taux de restitution d'énergie local  $G_{local}$  pour décrire la propagation. Une grandeur matériau  $G_{fr}$  sera introduite.

### II.4.2.1. Principe du critère

#### II.4.2.1.1. Analyse de l'énergie dissipée

L'énergie de rupture nécessaire à une extension de longueur  $\lambda$  pouvait se déduire de la partie plastique de  $G_{local}$ . Le fait de ne considérer que cette partie de  $G_{local}$  est cohérente avec les mécanismes de ruine en déchirure ductile liés à l'énergie plastique dissipée en pointe de fissure, comme le montrent par exemple Rice et Tracey [97], proposant un modèle basé sur la valeur critique du rayon  $R$  des cavités.

Ce rayon est lié au taux de triaxialité et surtout aux déformations plastiques. L'évolution de  $R$  est donnée par :

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \alpha \int_{\varepsilon}^{\varepsilon} \exp\left(\frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}}\right) d\varepsilon_{eq}^p \quad (\text{II.16})$$

De plus, dans son analyse sur l'énergie dissipée pendant la propagation, Turner [95] montre l'existence de deux termes : une énergie de plasticité globale et une énergie de rupture,  $G_{fr}$ , représentant l'énergie dissipée lors de la rupture, dont la somme constitue ce qu'il a appelé le taux de dissipation d'énergie  $R$  :

$$R = \frac{dU_{diss}}{dA} = \frac{d(U_{tot} - U_{el})}{dA} = \frac{dU_{pl}}{dA} + G_{fr} \quad (\text{II.17})$$

Ce paramètre  $G_{fr}$  paraît donc la propriété du matériau adéquate pour la proposition d'un critère de propagation.

Notons  $\delta U_{rupt}(\lambda)$  l'énergie par unité d'épaisseur nécessaire pour une extension de fissure  $\lambda$ .  $G_{fr}$  représente cette énergie pour une extension de fissure unitaire  $\delta a = 1$  mm, d'où :

$$G_{fr} = \frac{\delta U_{rupt}(\delta a)}{\delta a} \quad (\text{II.18})$$

Supposons que l'énergie de rupture nécessaire pour une extension de fissure de  $\lambda$  est proportionnelle à cette longueur. Alors :

$$\frac{\delta U_{rupt}(\lambda)}{\lambda} = \frac{\delta U_{rupt}(\delta a)}{\delta a} \quad (\text{II.19})$$

D'où :

$$G_{fr} = \frac{\delta U_{rupt}(\lambda)}{\lambda} \quad (\text{II.20})$$

Notons que ceci suppose pour la suite que  $G_{fr}$  est constant au cours de la propagation et est également intrinsèque au matériau.

#### II.4.2.1.2. Proposition du critère par S. Marie [30]

Pour définir le critère, il est nécessaire de relier le paramètre matériau  $G_{fr}$  à la grandeur calculée  $G_{local}$ .

Pour qu'il y ait extension de fissure d'une longueur  $\lambda$ , il faut que la partie plastique de  $G_{local}$  atteigne une valeur critique que nous noterons  $G_c$ . Par définition, la valeur de  $G_c$  représente, pour une extension de fissure unitaire  $\delta a$ , l'énergie dissipée par unité d'épaisseur.

Puisqu'à cet instant, la fissure est supposée s'étendre d'une longueur  $\lambda$ , cette énergie dissipée

par unité d'épaisseur est  $\delta U_{rupt}(\lambda)$ . D'où :

$$G_c = \frac{\delta U_{rupt}(\lambda)}{\delta a} \quad (\text{II.21})$$

Les deux relations (II.20) et (II.21) permettent donc de proposer le critère de rupture :

Pour une extension de fissure  $\lambda$ , il faut que la partie plastique de  $G_{local}$  atteigne la valeur critique  $G_c$  définie par :

$$G_c = \frac{\lambda}{\delta a} \cdot G_{fr} = \bar{\lambda} \cdot G_{fr} \quad (\text{II.22})$$

Où  $\bar{\lambda}$  est la mesure sans dimension de  $\lambda$ . Rappelons que pour la modélisation de la propagation,  $G_{fr}$  est supposé constant et intrinsèque au matériau. La prise en compte de la longueur de l'extension discrète de fissure dans ce critère permet a priori d'assurer l'indépendance de la modélisation vis-à-vis du choix de celle-ci.

Rappelons enfin que la partie plastique de  $G_{local}$  est obtenue à partir de la différence entre  $G_{local}$  et sa partie élastique  $G_{el}$ , qui correspond également à la valeur élastique de  $J$ .  $G_{el}$  peut donc se déduire de formulaires de facteur d'intensité de contraintes lorsqu'ils existent, ou d'un calcul élastique aux éléments finis.

#### II.4.2.2. Mise en oeuvre numérique de l'approche

Après avoir défini le critère de rupture, nous allons détailler l'algorithme qui sera utilisé pour la modélisation de la propagation. Après une première phase correspondant à l'amorçage, on distingue quatre étapes qui seront exécutées en boucle.

Rappelons, que le choix de l'incrément de fissure est réalisé dès le départ puisqu'il conditionne le maillage le long du ligament. Nous mettrons en général 10 éléments entre deux pointes de fissure successives.  $\lambda$  et  $G_{fr}$  sont supposés connus, l'algorithme est alors le suivant :

- i) amorçage de la fissure lorsque l'intégrale  $J$  atteint la valeur  $J_i$ ,
- ii) relâchement des noeuds pour simuler l'avancée de fissure à déplacement imposé constant,
- iii) calcul de  $G_{el}$  pour la nouvelle configuration (à partir d'un calcul élastique ou d'un formulaire),
- iv) poursuite du chargement jusqu'à ce que :  $G_{local} = G_{el} + G_c = G_{el} + (\bar{\lambda} \cdot G_{fr})$ .
- v) retour à l'étape ii).

Notons que le terme  $G_c$  représente l'énergie dissipée nécessaire à l'extension de fissure suivante. Or dans l'algorithme, la première extension de fissure de longueur  $\lambda$  est réalisée lorsque le critère  $J_i$  est vérifié, sans finalement prendre en compte l'énergie nécessaire pour permettre cette extension. Cependant, cette approximation ne concerne que la première extension de fissure et reste négligeable lorsque l'on considère de grandes propagations.

#### II.4.2.3. Interprétation géométrique du critère

Ce paragraphe propose une interprétation géométrique du paramètre calculé  $G_c$  à partir d'un bilan énergétique global. Supposons une géométrie quelconque sollicitée avec un chargement monotone croissant, piloté en déplacement. Le cas considéré est schématisé sur la figure II.5. Soit A, un point représentatif de l'état de la structure au cours de propagation au moment où une extension de fissure est réalisée :

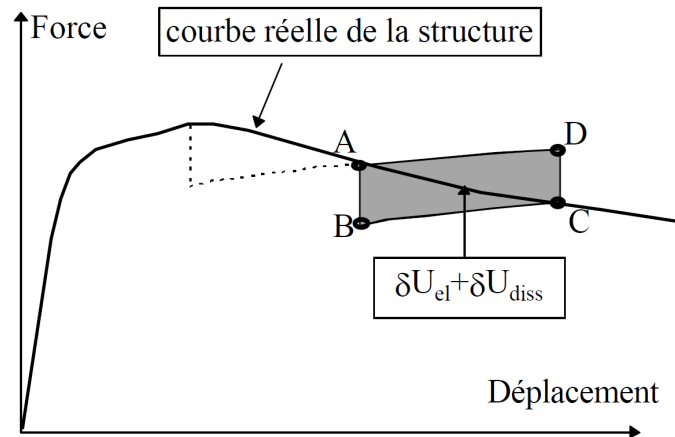
- L'extension de fissure de longueur  $\lambda$  se fait à déplacement constant, donnant le point B, puis le chargement est poursuivi à longueur de fissure constante jusqu'à atteindre le point C (supposé représentatif de l'état de la structure pour une longueur de fissure égale à celle en A, augmentée de  $\lambda$ ).
- S'il n'y avait pas eu de propagation, l'état de la structure pour le déplacement correspondant au point C serait représenté par le point D.

Par différence entre ces deux trajets, l'énergie dissipée  $\delta U_{diss}$  (par unité d'épaisseur) lors du passage de A à C, correspond logiquement à la partie plastique de l'aire ABCD.

Si  $G_c$  (calculé en A, juste avant l'extension) est effectivement lié à cette énergie qu'il faut dissiper pour atteindre le point C, alors, par analogie avec l'interprétation graphique de  $J$ , nous proposons la relation suivante :

$$\delta U_{diss} = \lambda.(G_{local} - G_{el}) \quad (\text{II.23})$$

Où  $G_{el}$  est la partie élastique de  $G_{local}$ .



**Figure II.5 :** Illustration du bilan énergétique proposé.

Le terme  $G_c$ , valeur critique de la composante plastique de  $G_{local}$  pour une extension de fissure de  $\lambda$  dans une géométrie d'épaisseur  $B$ , s'exprime en fonction de la partie plastique de l'aire ABCD, traduite en taux de restitution d'énergie, noté  $G_{aire}$  :

$$G_{aire} = \frac{Aire_{ABCD\_plastique}}{B.\lambda} \quad (\text{II.24})$$

### II.4.3. Cohérence de l'approche avec d'autres modèles

Ce paragraphe se propose d'étudier d'une part le lien entre  $G_{fr}$  et le champ de contrainte devant la pointe de fissure au cours de la propagation, et d'autre part de vérifier la cohérence de notre approche proposée avec d'autres modèles proposés dans la bibliographie.

#### II.4.3.1. Etude du champ de contrainte au cours de la propagation

Pour les différentes simulations précédemment réalisées, nous avons regardé les évolutions de la contrainte équivalente de Von Mises et de la contrainte d'ouverture au cours de la propagation au moment où le critère est vérifié pour chaque extension de fissure.

La figure II.6 représente ces évolutions pour les quatre éprouvettes étudiées. Ces contraintes sont évaluées au niveau de l'intersection du contour d'intégration utilisé pour le calcul de  $G_{local}$  avec le ligament, soit à une distance égale à  $\lambda/3$  de la pointe de fissure.

Il apparaît sur cette figure que la propagation, piloté avec  $G_{fr}$  se traduit, après une courte phase de transition, par un champ de contrainte constant au cours de la propagation. Il semble donc que ce paramètre contrôle l'intensité du champ de contraintes pendant la simulation.

Cependant, l'intensité du champ de contraintes dépend également de la géométrie, comme on peut le voir pour les éprouvettes SENT et CT en acier A106 Grade B.. En effet, il s'avère que la triaxialité des contraintes joue un rôle prédominant sur l'intensité des contraintes pendant la propagation en déchirure ductile. Or une éprouvette SENT sollicitée en traction conduit à une triaxialité bien plus faible qu'une éprouvette CT. Il apparaît que le paramètre  $G_{fr}$  permet donc de tenir compte de ce phénomène.

On constate de plus que pour les deux éprouvettes CT, l'intensité des contraintes est identique. Cependant ce résultat est fortuit, car il dépend en fait de la distance de la pointe de fissure à laquelle ces contraintes sont calculées.

#### **II.4.3.2. Etude de l'angle d'ouverture de la fissure (CTOA)**

Pour les différentes simulations, nous proposons d'étudier également l'évolution du CTOA au cours de la propagation. Cet angle est défini à partir du déplacement d'ouverture de la pointe de fissure précédente avant chaque extension de fissure. La tangente de cet angle est calculée par le rapport de ce déplacement avec la longueur de l'extension de fissure  $\lambda$ , comme l'illustre la figure II.7.

Comme pour les contraintes, il apparaît qu'après une courte phase de transition, cet angle demeure relativement constant au cours de la simulation pour une éprouvette donnée, et ceci, quelque soit la longueur de l'extension de fissure choisie (figure II.8). Par contre, il est sensible à la géométrie considérée.

Le fait que la propagation de fissure en déchirure ductile soit caractérisée par un CTOA quasiment constant, dépendant seulement de la géométrie considérée, est connu et admis depuis longtemps [98]. Ce résultat sur le CTOA montre la cohérence du concept proposé avec les phénomènes physiques rencontrés pour la propagation ductile.

Ces deux résultats confirment ceux obtenus par Yan et al [99], où le CTOD (mesuré à une distance fixe de la pointe de fissure) et la contrainte équivalente au coeur d'une éprouvette CT atteignent rapidement une valeur seuil.

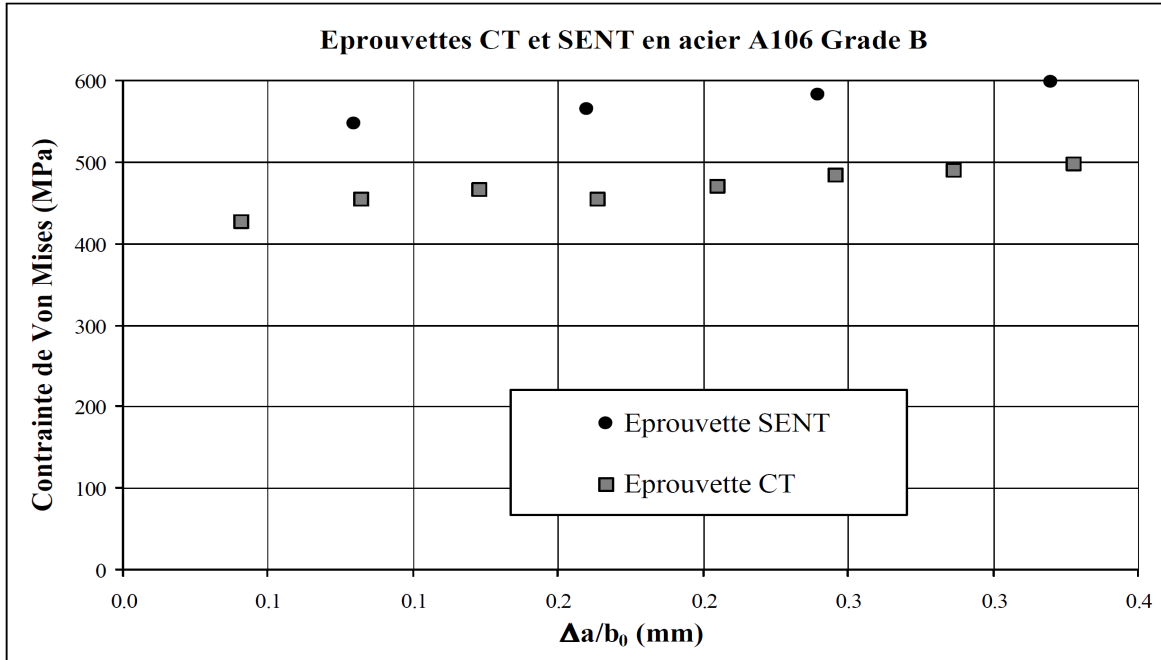


Figure II.6 : Evolution des contraintes au cours de la propagation pour les différentes simulations réalisées [98].

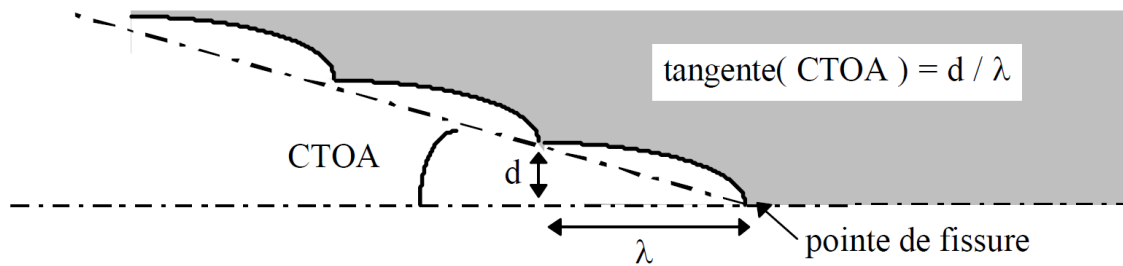
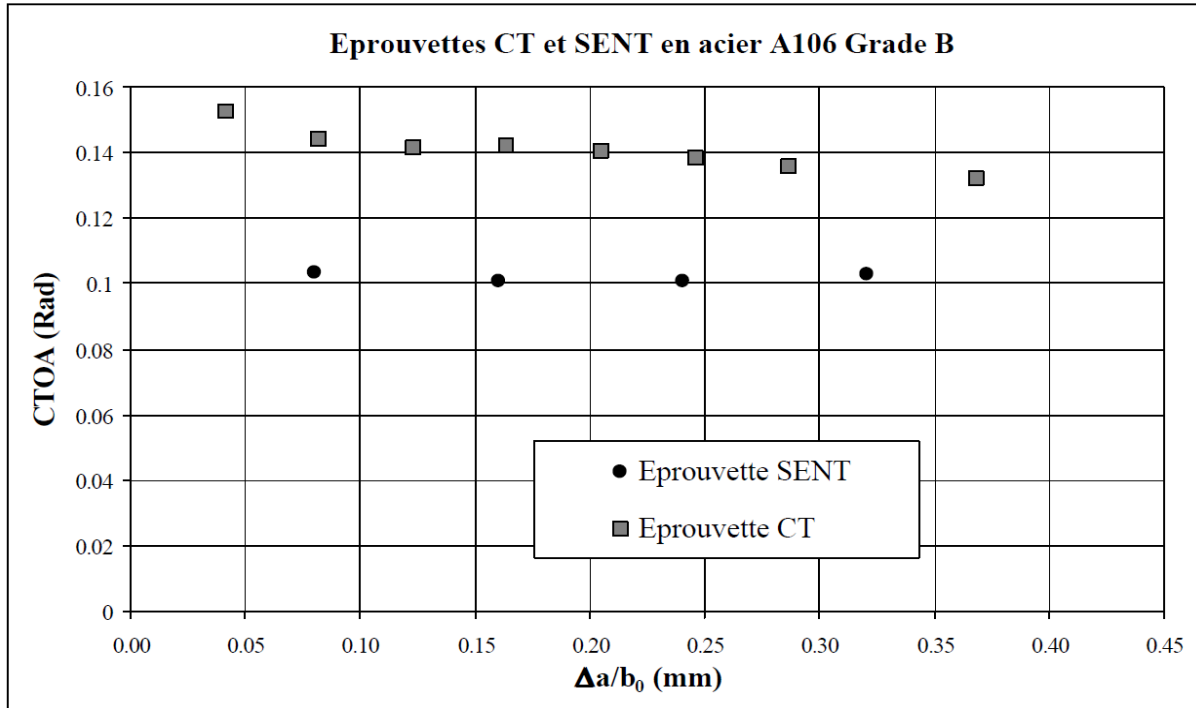


Figure II.7 : Définition du CTOA.

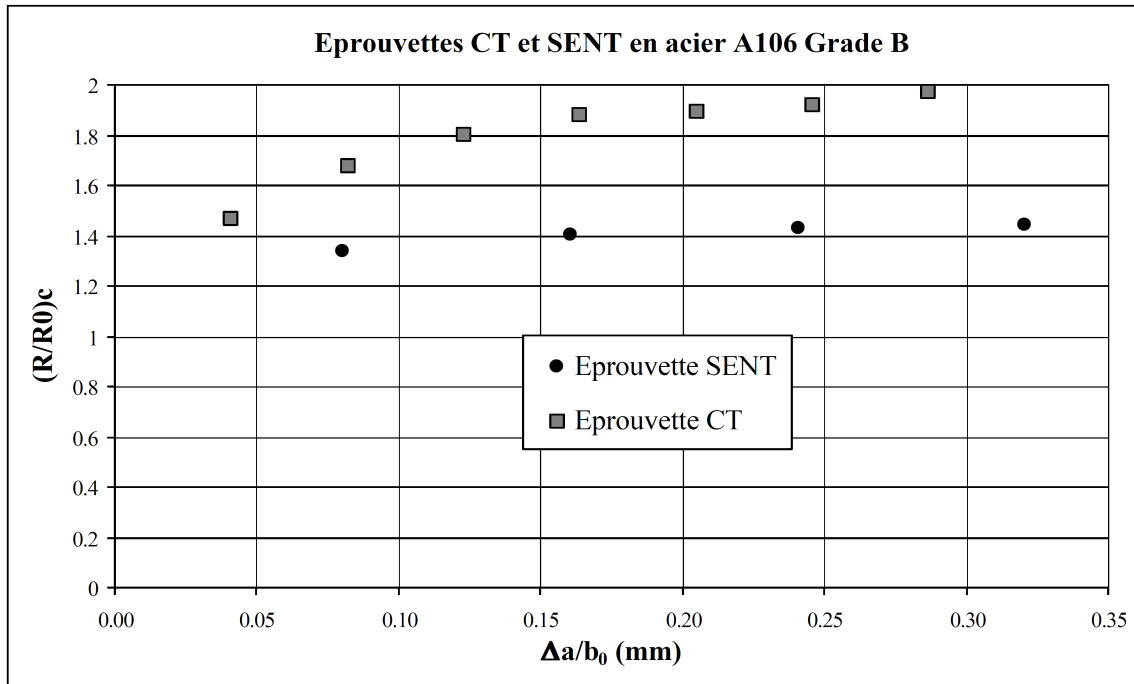


**Figure II.8 :** Evolution du CTOA au cours de la propagation pour les différentes simulations réalisées [99].

#### II.4.3.3. Comparaison avec le modèle de Rice et Tracey

Nous avons également étudié l'évolution du rapport critique  $(R/R_0)_c$  défini selon le modèle de Rice et Tracey [97] au cours des simulations (figure II.9). Il est calculé à l'intersection entre le contour d'intégration de  $G_{local}$  et le ligament. Après une phase de transition, ce paramètre atteint une valeur constante au cours de la simulation, en accord avec ce modèle d'approche locale. Bien qu'initialement ce rapport était considéré comme intrinsèque au matériau, il s'est finalement avéré dépendant de la triaxialité. Ceci explique la dépendance de la valeur critique de ce rapport vis-à-vis de la géométrie observée lors nos simulations avec l'approche que nous proposons.





**Figure II.9 :** Evolution du rapport  $(R/R_0)c$  avec la propagation [97].

#### II.4.4. Influence du choix de la longueur d'extension de fissure $\lambda$

Pour les différentes simulations réalisées précédemment, nous avons utilisé des longueurs d'incrément de fissure suffisamment grandes pour assurer l'existence de  $G_{local}$  et éviter le problème soulevé par Rice [100] dans le cas d'un matériau élasto-plastique parfait où le travail de séparation des lèvres de fissure sur la longueur  $\lambda$  s'annule lorsque  $\lambda$  tend vers zéro.

Dans le cas de l'éprouvette CT, nous avons étudié l'influence du choix de  $\lambda$  sur les simulations : le premier incrément de propagation de fissure est réalisé pour différentes valeurs de  $\lambda$ . La figure II.10 présente la valeur de la contrainte équivalente lorsque la valeur critique  $G_c$  est atteinte après cette première extension de fissure.

La distance entre la pointe de fissure et ce point de mesure est la même quelque soit la valeur de l'incrément de fissure. Hormis pour des incréments trop petits, la contrainte de Von Mises au moment de l'extension suivante est constante et indépendante de  $\lambda$ . Lorsque ce paramètre est trop petit, le problème de décharge des contraintes apparaît. D'autre part, si on regarde la valeur du déplacement obtenu pour un incrément donné, on constate que la courbe ne tend pas vers le déplacement à l'initiation quand  $\lambda$  tend vers zéro (figure II.11).

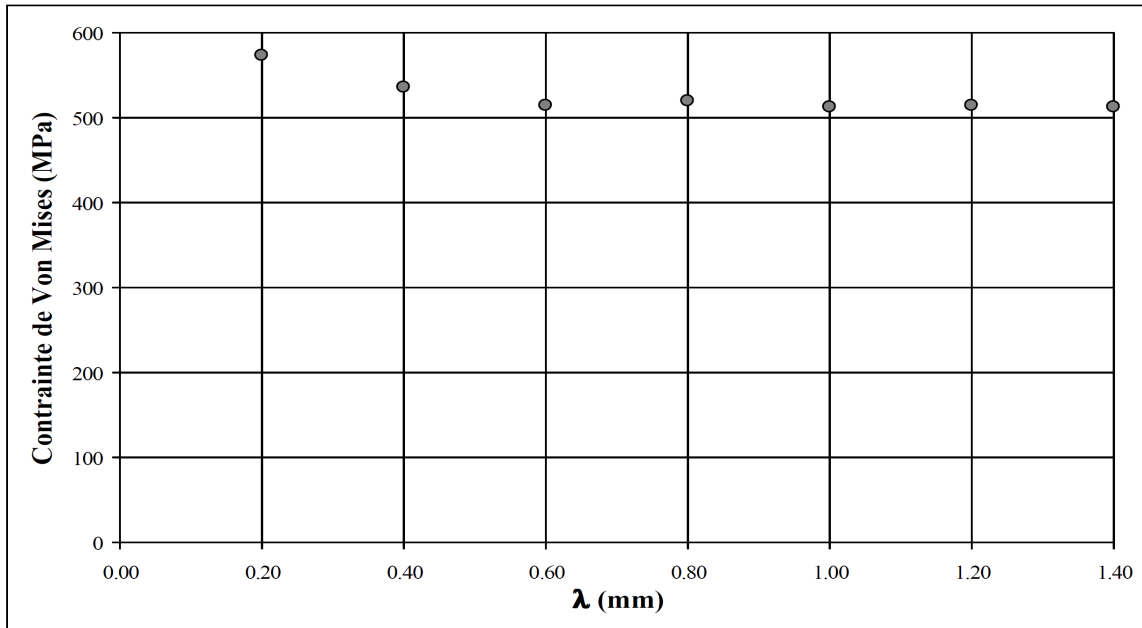


Figure II.10 : Influence de  $\lambda$  sur la contrainte équivalente lorsque le critère est atteint [100].

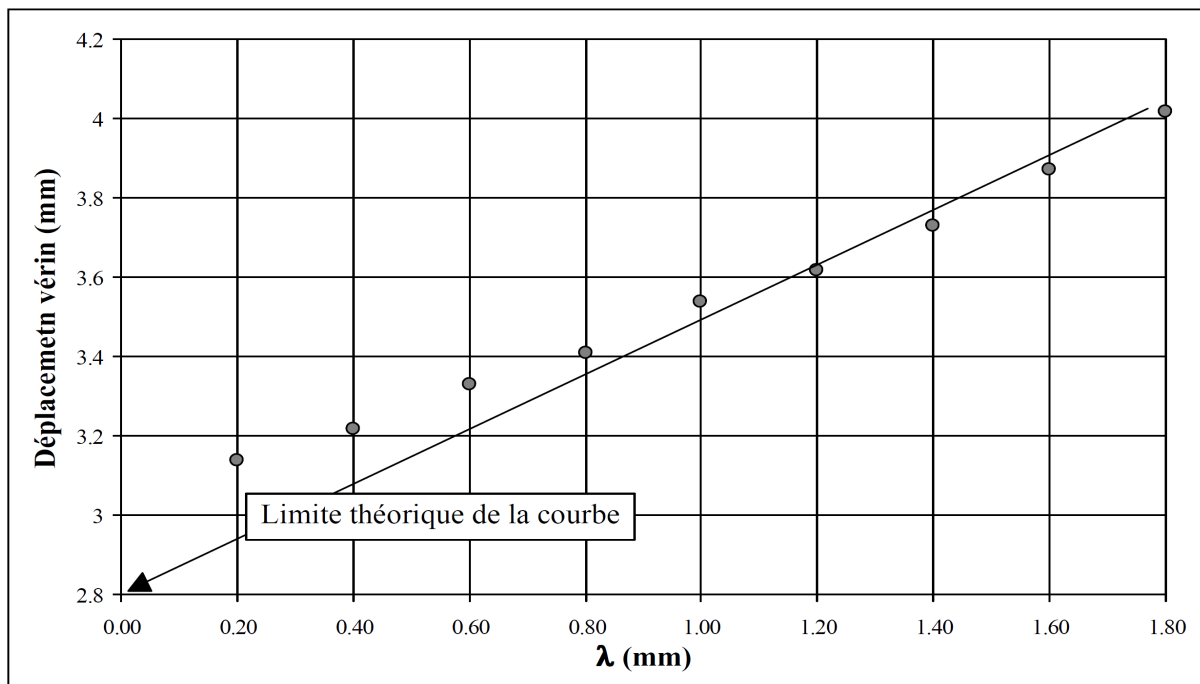


Figure II.11 : Influence de  $\lambda$  sur le déplacement lorsque le critère est atteint [100].

Pour illustrer plus en détail ces problèmes de décharge lorsque la longueur de l'incrément de fissure est trop petite, l'étendue de la zone où elles ont lieu est étudiée pour l'éprouvette SENT.

En effet, il semble, comme dans le cas du calcul de l'intégrale J, que les éprouvettes en traction conduisent à des restrictions plus sévères sur le critère, car pour ce type de géométrie la zone plastique est moins confinée.

Pour cela, le critère de décharge s'appuie sur la fonction  $\Psi$  définie par :

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{\sigma_{eq}}{\sigma(\varepsilon_{eq}^{tot})} & \varepsilon_{eq}^{tot} &= \varepsilon_{eq}^{el} + \varepsilon_{eq}^{pl} \\ \varepsilon_{eq}^{el} &= \frac{\sigma_{eq}}{E} & \varepsilon_{eq}^{pl} &= \text{déformation plastique cumulée} \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

Où  $\sigma(\varepsilon)$  est la contrainte équivalente correspondant à la déformation équivalente  $\varepsilon$  sur la courbe de traction. Tant que le matériau peut être assimilé à un matériau élastique non linéaire, la fonction  $\Psi$  vaut 1. Lorsqu'une décharge a lieu localement, la fonction  $\Psi$  est inférieure à 1 dans le domaine concerné.

Une attention toute particulière doit donc être portée à l'apparition des zones de décharge et au choix de  $\lambda$ . Dans ces conditions, on peut prendre comme critère de décharge une valeur moyenne  $\bar{\Psi}$  de  $\Psi$  sur le domaine délimité par le contour d'intégration  $\Gamma$ , soit :

$$\bar{\Psi} = \frac{1}{A_{\Gamma}} \int_{A_{\Gamma}} \Psi dA_{\Gamma} \quad (\text{II.26})$$

Où  $A_{\Gamma}$  est l'aire incluse dans le contour  $\Gamma$ . Le critère de décharge impose alors  $\bar{\Psi} = 1$ .

# CHAPITRE III

## ETUDE NUMERIQUE

# MODELE DE RUPTURE

### III.1. OBJET

Ce chapitre a pour objectif l'étude numérique de la déchirure ductile dans un joint soudé. Les calculs numériques ont été réalisés sur des configurations différentes d'éprouvette en se basant sur la méthode des éléments finis dans une option de calcul en déformations planes du logiciel " ABAQUS". Les résultats du calcul élastoplastique (contraintes, déformations, énergie de déformation) sont injectés dans les procédures de calcul.

Cette étude numérique est consacrée à la modélisation de la rupture d'un joint soudé. Elle constitue une suite des travaux d'autres chercheurs [101 et 102] qui avaient notamment permis de

simuler la déchirure ductile et de prédire la direction probable d'une fissure à l'aide du modèle de Rice-Tracey [103].

Aussi, nous avons recherché à dégager l'influence des paramètres locaux sur les courbes de déchirure «  $J-\Delta a$  », notamment sur la ténacité à l'amorçage  $J_{IC}$  ou  $J_{0,2}$  et sur la résistance à la déchirure  $dJ/da$  dans le cas des joints soudés. En effet un joint soudé est constitué de trois zones de structure métallurgique et de propriétés mécaniques différentes à savoir : le Métal de Base (MB), le Métal Fondu (MF) et la Zone Affectée Thermiquement (ZAT).

### III.2. HYPOTHESES DE TRAVAIL

Les simulations des essais de rupture mis en œuvre expérimentalement ont été réalisées à l'aide du code éléments finis « ABAQUS V.6.10 ». L'analyse est faite en déformations planes, nous avons choisi de mener une première approche numérique en introduisant une loi de comportement élastoplastique. Par conséquent, nous introduisons la relation contrainte vraie – déformation vraie obtenue lors des essais de traction.

La méthode utilisée consiste en un changement des conditions aux limites : on laisse libre le déplacement en ouverture des nœuds précédemment bloqués dans le plan de symétrie. Cette procédure suppose de connaître par avance le trajet et la forme du front de fissure car il faut mailler les différents fronts dès le départ du calcul. Dans le cas d'une éprouvette CT, la fissure reste dans le plan de symétrie de l'éprouvette. En revanche, on ne dispose, dans la base de données, que des formes initiale et finale des fronts de fissure.

Pour notre cas, deux hypothèses simplificatrices sont donc faites sur la forme de la fissure simulée:

- On a simulé un front toujours rectiligne car on ne connaît pas l'évolution de la forme du front de fissure au cours de chargement.
- La longueur initiale du défaut est prise égale à la longueur de préfissuration obtenue par **ASTM E399-90** [104].

### III.3. EVALUATION NUMERIQUE DE L'INTEGRALE J

Les intégrales de contour sont souvent utilisées pour exprimer des variations d'énergie potentielle et pour définir les paramètres des singularités élastiques ou plastiques. Eshelby (1957) a montré que cette intégrale est indépendante du contour d'intégration.

L'estimation du paramètre J est évaluée en utilisant l'intégrale de surface dérivée de l'intégrale de contour de Rice [105]. L'intégrale J de contour peut s'exprimer de la manière suivante :

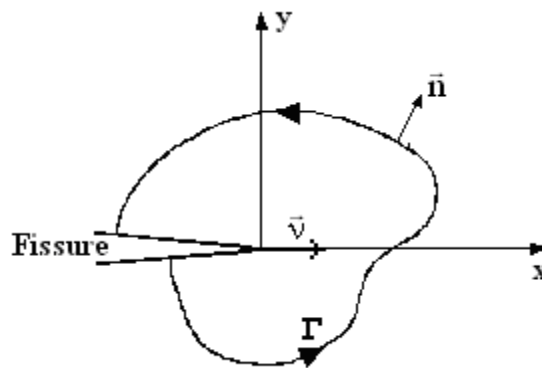
$$J = \int_{\Gamma} \left( W n_s - \sigma_{ij} n_i \frac{\partial u_j}{\partial x_s} \right) v_s ds \quad \text{(III.1)}$$

Où  $v_s$  : est un vecteur unitaire dans la direction d'avancée de fissure,

$n_i$  : est la normale au contour  $\Gamma$ ,

$W$  : est la densité d'énergie de déformation,

$\Gamma$  : est un chemin dans le plan autour de l'extrémité de l'entaille.



**Figure III.1:** Contour d'intégration  $\Gamma$

On étend le contour  $\Gamma$  à un contour fermé,  $\Gamma + C_+ + C + C_-$ , autour du fond de fissure. Ce contour renferme une surface (figure III.1).

On intègre le vecteur poids,  $q_i$ , continu à l'intérieur de A, tel que :

$$\begin{cases} q_i = v_i & \text{sur } \Gamma \\ \sqrt{q_i q_i} = 0 & \text{sur } C \\ \sqrt{q_i q_i} \text{ varie de 1 à 0} & \text{sur } C_+ \text{ et } C_- \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

L'expression (III-1) peut alors s'écrire :

$$J = \int_{\Gamma+C_++C+C_-} \left( W \delta_{is} - \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_s} \right) (-m_i) q_s ds - \int_{C_++C_-} t_i \frac{\partial u_i}{\partial x_s} q_s ds \quad (\text{III.3})$$

Où  $t_j$  est la force de traction sur les bords libres de la fissure :

$$t_j = \sigma_{ij} m_i \quad (\text{III.4})$$

En appliquant le théorème de la divergence, on obtient :

$$J = \int_{\Gamma+C_++C+C_-} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_s} - W \delta_{is} \right) q_s \right] dA - \int_{C_++C_-} t_i \frac{\partial u_i}{\partial x_s} q_s ds \quad (\text{III.5})$$

Nous pouvons transformer l'intérieur de l'intégrale de surface de la manière suivante :

$$I = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} q_k - W q_i \right) \quad (\text{III.6})$$

De plus en écrivant l'équation d'équilibre :

$$f_j = - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (\text{III.7})$$

L'expression (IV-6) prend la forme suivante :

$$I = -f_j \frac{\partial u_j}{\partial x_k} q_k + \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k} q_k + \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial q_k}{\partial x_i} - \frac{\partial W}{\partial x_i} q_i - W \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (\text{III.8})$$



Dans le code de calcul ABAQUS, la densité d'énergie de déformation peut s'écrire comme une fonction de la déformation mécanique :

$$W = W(\epsilon_{ij}^m) \quad \text{(III.9)}$$

Ainsi :

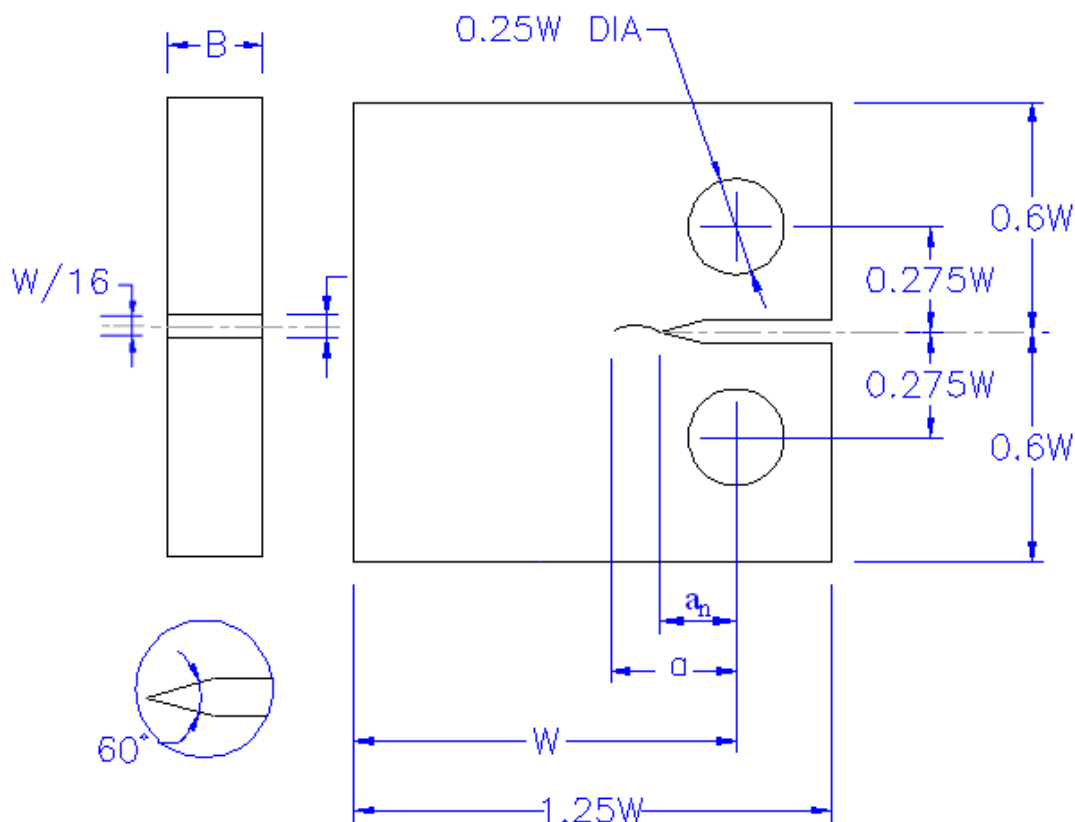
$$\frac{\partial W}{\partial x_s} = \frac{\partial W}{\partial \epsilon_{ij}^m} \frac{\partial \epsilon_{ij}^m}{\partial x_s} = \sigma_{ij} \left[ \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial x_s} - \frac{\partial \epsilon_{ij}^m}{\partial x_s} \right] \quad \text{(III.10)}$$

J peut s'écrire :

$$J = \int_A \left[ \sigma_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial q_k}{\partial x_i} - f_i \frac{\partial u_j}{\partial x_k} q_k - W \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \sigma_{ij} \frac{\partial \epsilon_{ij}^m}{\partial x_k} q_k \right] dA - \int_{C_+ + C_-} t_i \frac{\partial u_i}{\partial x_k} q_k ds \quad \text{(III.11)}$$

#### III.4. TYPES D'ÉPROUVETTES UTILISÉES

Selon la norme ASTM E 399 [104] les dimensions d'une éprouvette CT 50 (Compact Tension) devraient être dans les conditions représentées sur la figure III.2 suivante :



**Figure III.2** : CT donné dans la norme d'ASTM E 399 [106].

Conformément à la norme ASTM E 399 [104], la valeur minimum suggérée de  $W$  est de 50 millimètres pour une éprouvette CT 50 et l'épaisseur recommandée,  $B$ , de l'éprouvette est donné par le critère :

$$\frac{W}{20} \leq B \leq \frac{W}{4} \quad \text{(III.12)}$$

$$\frac{50}{20} \leq B \leq \frac{50}{4}$$

$$2,5 \text{ mm} \leq B \leq 12,5 \text{ mm}$$

La longueur initiale de la fissure  $a_n$  est donnée comme suit,

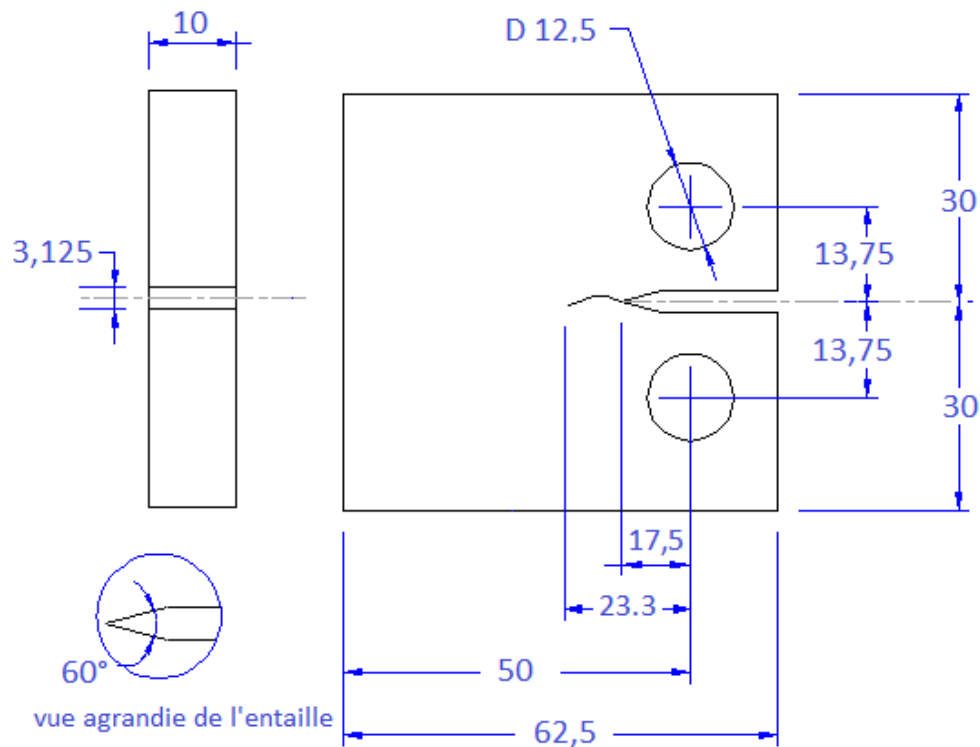
$$a_n \geq 0,2W \quad \text{(III.13)}$$

$$a_n \geq 10 \text{ mm}$$

Pour dessiner l'éprouvette CT, on suppose que  $B$  est de 10 millimètres et  $a_n$  est pris en tant que 17,5 millimètres. Au début, on a assumé que la longueur initiale de la fissure est de 10 millimètres, mais avec cette valeur l'éprouvette CT échouait aux deux trous au lieu d'au bout de fissure.

Par conséquent après une certaine traînée et erreur, on suppose que la valeur de  $a_n$  est supposée pour être de 17.5 millimètres.

Avec ces prétentions, la conception finale de l'éprouvette CT 50 est comme montré sur la figure III.3.



**Figure III.3** : Eprouvette CT avec toutes les dimensions

#### III.4.1. PREFISSURATION DES EPROUVETTES

Les éprouvettes sont préfiissurées, par fatigue à amplitude de charge constante à la température ambiante suivant la norme ASTM E 813 [107], jusqu'à ce que la fissure atteigne une longueur relative ( $a/W$ ) comprise entre 0,45 et 0,55.

La longueur de la fissure  $a$  est donnée par :

$$a = a_n + a_f \quad \text{(III.14)}$$

D'après ASTM E 647,  $a_f$  est donné comme suite,

$$a_f \geq 0,025W \quad \text{(III.15)}$$

$$a_f \geq 1,25 \text{ mm}$$

Alors, on exprime la longueur  $a$  d'après la norme ASTM E 813 :

$$0,45W \leq a \leq 0,55W \quad \text{(III.16)}$$

$$22,5 \leq a \leq 27,5$$

Encore de la traînée et de l'erreur, on suppose que  $a_f$  est de 5,8 millimètre de sorte que le l'éprouvette CT n'échoue pas aux trous donnés pour saisir le matériel pendant la simulation.

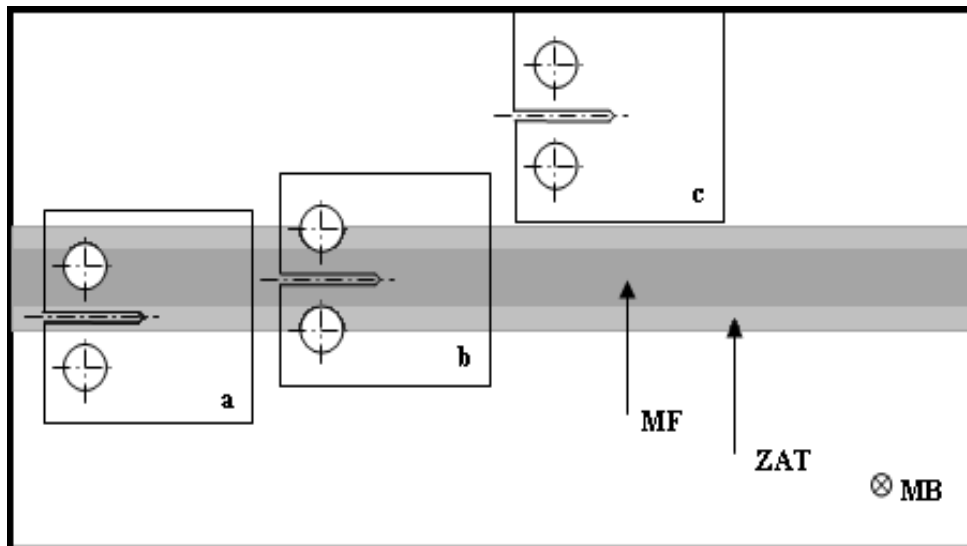
Donc, la longueur  $a$  est égale à 23,3 mm pour garantir le bon démarrage de l'essai de simulation et la longueur relative de la fissure  $a/W$  est égale à 0,466.

### III.4.2. CONFIGURATION DE DIFFERENTES ENTAILLES

L'étude numérique est effectuée en utilisant un joint soudé présentant des zones ayant des caractéristiques mécaniques différentes.

Trois configurations différentes d'éprouvette ont été modélisées, ces configurations sont :

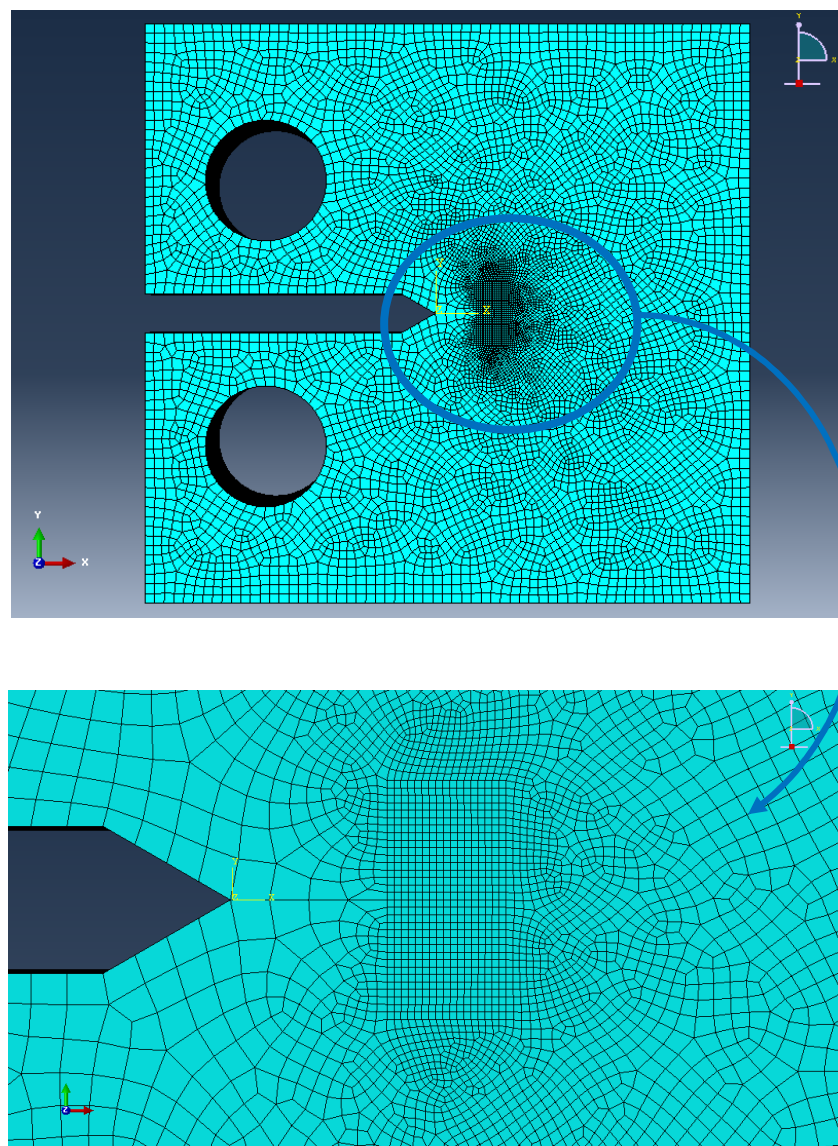
- Une configuration homogène composée d'un seul matériau. Dans le cas du métal de base MB, cette configuration servira à l'étude paramétrique,
- Une configuration hétérogène dont la fissure existe sur la partie de métal fondu,
- Une configuration hétérogène dont la fissure existe sur la partie de la ZAT.



**Figure III.4:** Configuration des éprouvettes CT (Compact Tension).

### III.5. CHOIX DU MAILLAGE

Le maillage de l'éprouvette CT50 est réalisé sous ABAQUS à l'aide des mailles quadratiques à huit nœuds (de type C3D20R). Enfin, les régressions de maillage sont régulières afin d'éviter tout changement brusque de taille de maille ainsi que les éléments trop distordus. Le fond de fissure est indiqué par le rapport de deux grandeurs géométriques  $a_0$  et  $W$ . Le maillage en pointe de fissure est particulièrement affiné pour la modélisation en approche locale (maillage carré avec des dimensions des d'éléments de 0.2 mm x 0.2 mm).



**Figure III.5:** Maillage cas de l'éprouvette CT entière

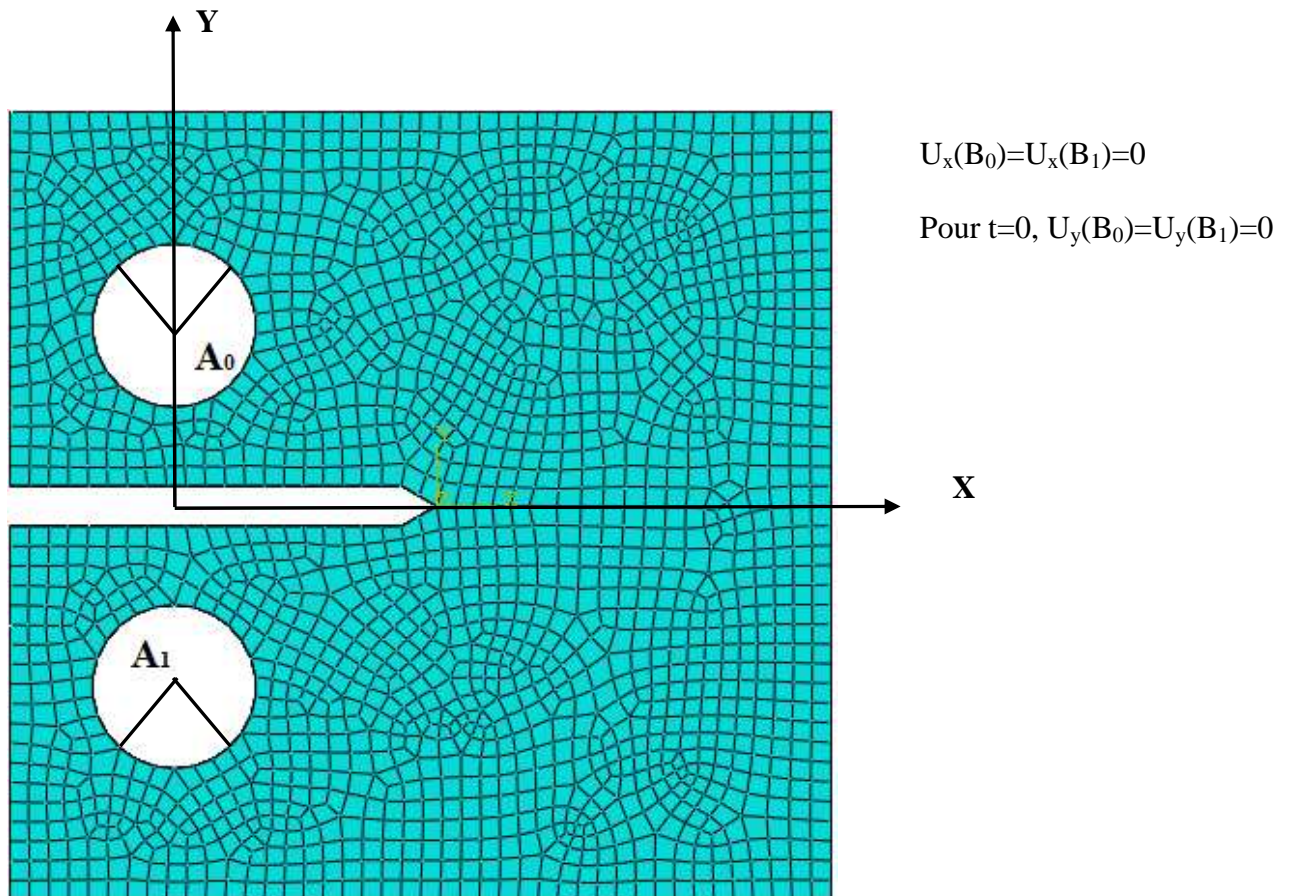
### III.6. CONDITIONS AUX LIMITES

Les nœuds de l'axe de symétrie qui se trouvent dans le ligament de l'éprouvette sont astreints à un déplacement  $U_y$  nul (par symétrie). L'un d'entre eux est également astreint à un déplacement  $U_x$  nul. Les segments délimitant l'éprouvette (bords libres) ainsi que la surface fissurée sont libres de toutes contraintes.

Le chargement est modélisé par un déplacement imposé du nœud  $A_0$  suivant l'axe Y, dans le sens positif. Le calcul est accompli en 50 pas de chargement également répartis jusqu'à

$d_{\max} = 2$  mm (1 mm de déplacement imposé pour le nœud  $A_0$ ). Pour éviter une concentration de contrainte purement numérique autour de ce nœud, nous considérons la goupille comme parfaitement élastique avec un module d'Young égal à celui du métal réel.

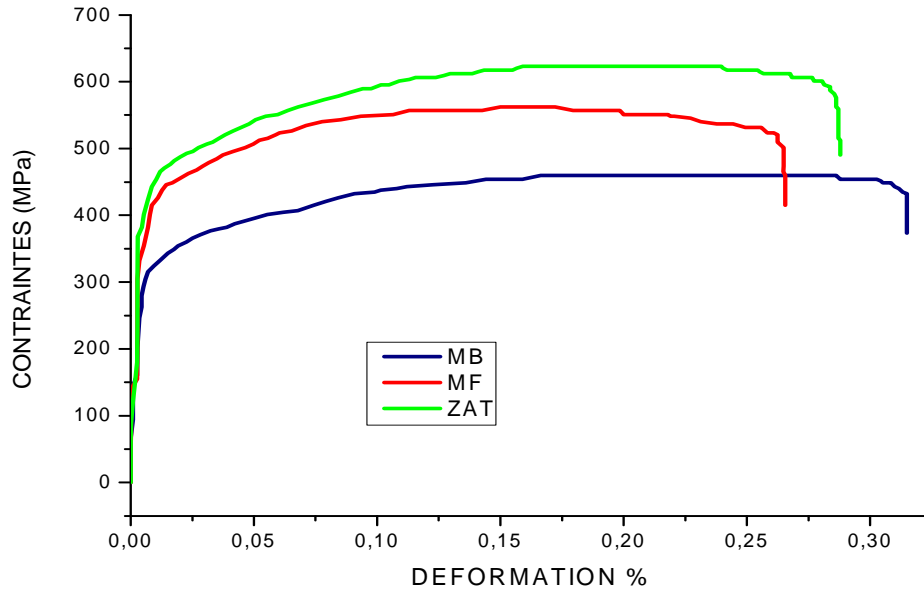
Dans le cas d'éprouvette trimétal, les conditions aux limites sont les suivantes : les nœuds  $A_0$  et  $A_1$  sont astreints à un déplacement  $U_x$  nul (élimination du mouvement du corps solide selon cet axe) (figure III.6). Le chargement est modélisé par un déplacement imposé positif au nœud  $A_0$  et négatif en  $A_1$  suivant l'axe Y (pour ce mode de chargement, le système de calcul ((ABAQUS)) exige l'utilisation d'une condition initiale sur les déplacements suivant Y :  $((U_y)_0 = 0)$ ). Le calcul est accompli en 50 pas de chargement également répartis jusqu'à l'ouverture de 4 mm (2 mm de déplacement imposé de chaque côté).



**Figure III.6:** conditions aux limites configuration du joint de soudure  
(éprouvette entière trimétal)

### III.7. CARACTERISTIQUES CONVENTIONNELLES DE TRACTION

Pour éviter la dispersion sur les mesures de la limite conventionnelles d'élasticité, les essais n'ont pas été conduits en contrôle automatique de la vitesse d'allongement mais en contrôle manuel du déplacement du vérin de la machine d'essai. Les résultats de ces essais sont donnés dans le tableau (III.1) et la figure (III.7).



**Figure III.7:** Courbe conventionnelles de traction des différentes éprouvettes.

Matériaux	Propriétés mécaniques				
	Re (N/mm <sup>2</sup> )	Rm (N/mm <sup>2</sup> )	A (%)	k	n
Métal de Base MB	325	400	30	980	0,401
Zone affectée thermiquement ZAT	445	600	40	836	0,302
Métal fondu MF	420	531	35	1009	0,508

**Tableau III.1 :** Propriétés mécaniques des trois zones

La limite conventionnelles d'élasticité dans la ZAT (445 MPa), est nettement supérieur à la limite d'élasticité dans les autres zones du joint de soudure (MF :420 MPa et MB :325 MPa). En ce qui concerne la résistance à la traction du métal de base elle est plus faible (400 MPa) que dans les deux autres zones (MF : 531 MPA) et (ZAT : 600 MPa).

Il n'existe pas d'effet du sens de prélèvement sur la limite conventionnelle d'élasticité, en ce qui concerne la résistance à la traction du métal de base elle est faible d'environ 10% pour les éprouvettes prélevées dans le sens longitudinal par rapport à celles prélevées dans le sens transversal. Ce résultat est dû à un amorçage très précoce de la rupture, certainement sur les inclusions qui intervient avant d'atteindre la charge maximum.

Pour les éprouvettes prélevées dans le sens transversal, on remarque que les valeurs de la résistance à la traction qui y sont mentionnées sont relatives au métal de base et non au métal déposé, puisque dans tous les cas la rupture s'est produite dans le métal de base.

La rupture enregistrée dans le métal de base vers 510 MPa est cohérente avec la valeur de résistance à la traction du métal déposé relevée à 531 MPa en fabrication.

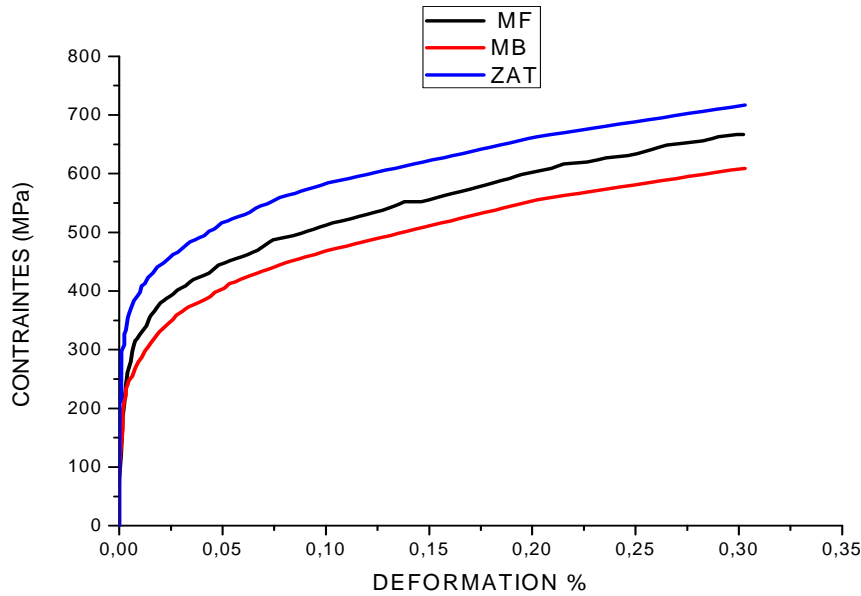
### III.7.1. COURBES RATIONNELLES DE TRACTION

Les mêmes éprouvettes ont été utilisées, après la détermination de la limite conventionnelles d'élasticité et avant rupture, pour le tracé des courbes rationnelles de traction ( $\sigma$ ,  $\epsilon_t$ ), où :

$$\sigma \text{ est la contrainte vraie : } \quad \sigma = \frac{F}{S_0}(1 + e) \quad \text{(III.17)}$$

Et  $\epsilon_t$  est la déformation rationnelle totale :  $\epsilon_t = \log(1 + e)$  avec  $e = \frac{\Delta l}{l_0}$ , déformation totale mesurée (élastique + plastique). Les résultats obtenus sont présentés en figure III.8.





**Figure III.8:** Courbe rationnelle de traction des différentes éprouvettes.

Nous constatons que toutes les valeurs de la limite apparente d'élasticité et de la résistance à la traction sont supérieures aux valeurs minimales garanties (données constructeur). On observe généralement une limite conventionnelle et rationnelle d'élasticité, supérieur dans la ZAT à celle du métal fondu MF qui est supérieur à celle du métal de base.

## III.8. RESULTATS ET DISCUSSION

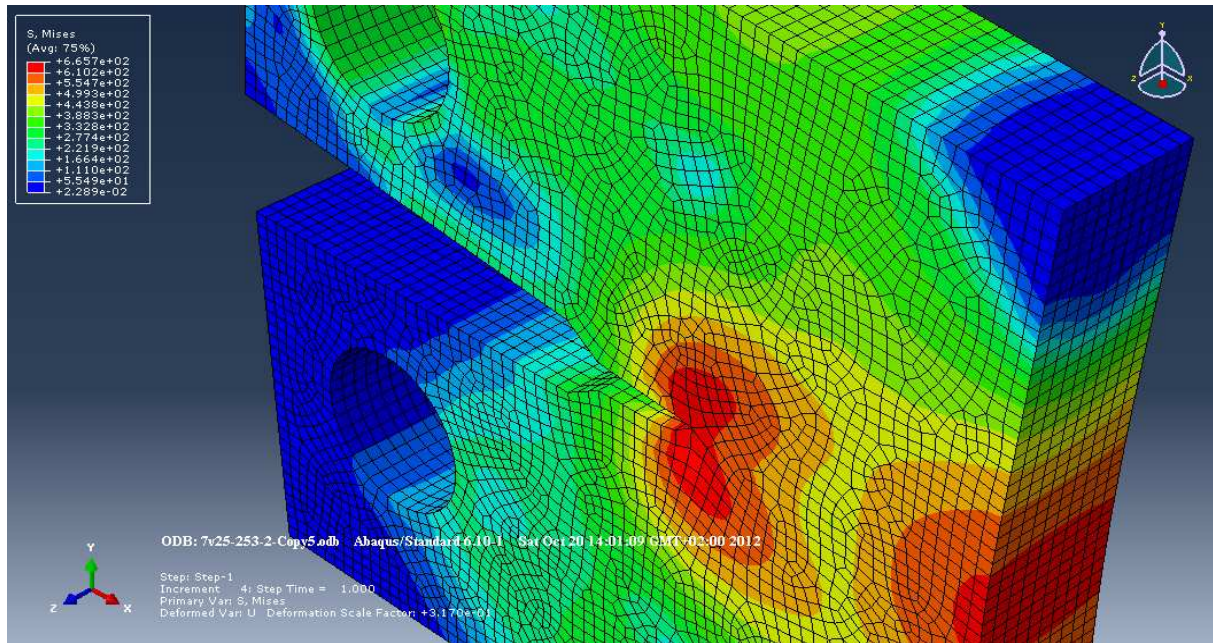
### III.8.1. ZONE PLASTIFIEE

La forme de la zone plastique qui s'est formée à l'extrémité de la fissure sollicitée en mode I est représentée sur les figures III.9 et III.10, calculée par le critère de Von Mises, l'étendue de la zone plastifiée est plus importante en contraintes planes qu'en déformation plane, de même une zone plastique de forte concentration de contrainte se forme à l'extrémité de ligament non fissuré de la plaque, cela est dû à l'effet de l'ouverture maximal des lèvres de la fissure sous l'augmentation de la charge.

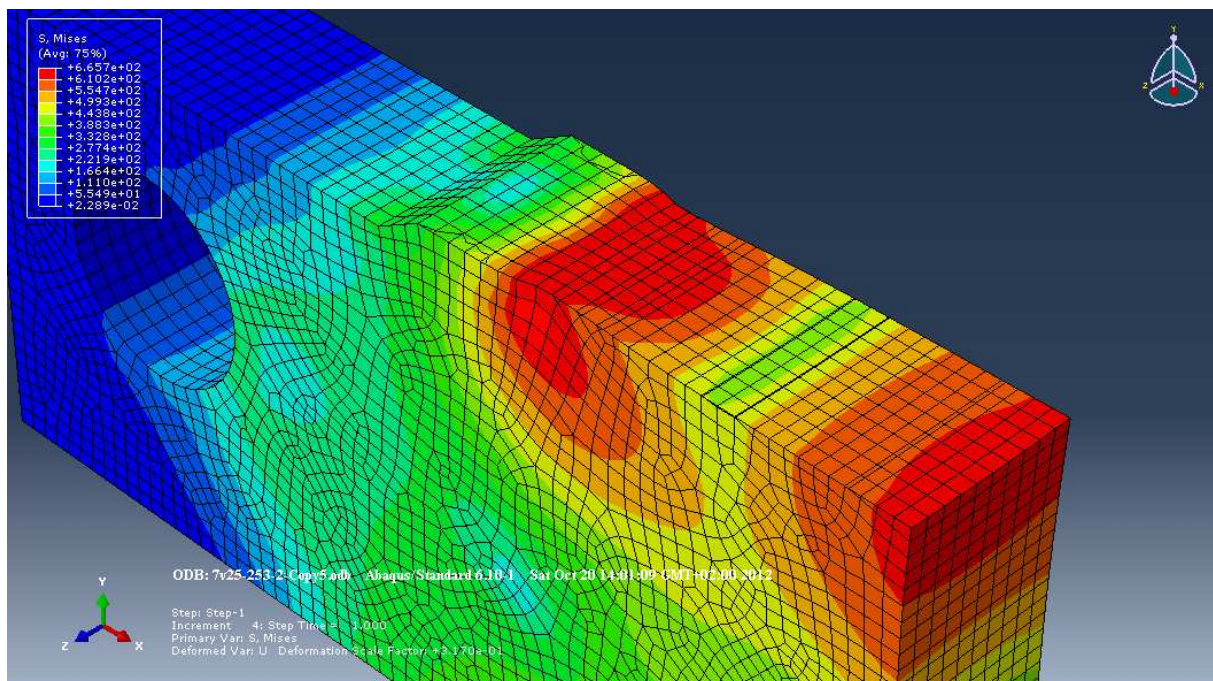
L'évolution de la zone de déformation en fonction des déplacements imposés est présentée par les figures ci dessous. En ce qui concerne le mono-métal, nous retrouvons bien la forme classique dite "en ailes de papillon".

On constate bien une distribution des contraintes sur la zone déchirée, c'est à dire les nœuds relâchés. Le ligament restant est globalement chargé en flexion.

- Dans le cas de trimétal, la plastification se développe d'une manière confinée dans la ZAT, et rejoint rapidement à partir de l'interface la zone du MB. Cette zone, ayant une limite d'élasticité faible, devient le siège d'une forte plastification. Tandis que, du côté de MF, nous constatons l'inexistence des déformations plastiques.



**Figure III.9:** modélisation de l'éprouvette CT



**Figure III.10 :** détail de la zone plastifiée.

### III.8.2. SENSIBILITE DES MODELES A LA TAILLE DU MAILLAGE LE EN POINTE DE FISSURE

Dans cette partie, nous nous intéressons à analyser l'influence de  $L_e$  sur les paramètres globaux (J et CTOD) et locaux (paramètres liés aux modèles). Nous avons considéré deux tailles de maille en pointe de fissure: des mailles carrées de 0.2 mm et 0.1 mm de côté.

#### III.8.2.1. Influence de $L_e$ sur les paramètres globaux

Nous avons, au préalable, vérifié l'influence de la taille des mailles en pointe de fissure sur des paramètres globaux, tels que l'intégrale J et le CTOD (Crack Tip Opening Displacement). Pour cela, nous avons effectué un calcul élastoplastique en utilisant les deux tailles de mailles étudiées.

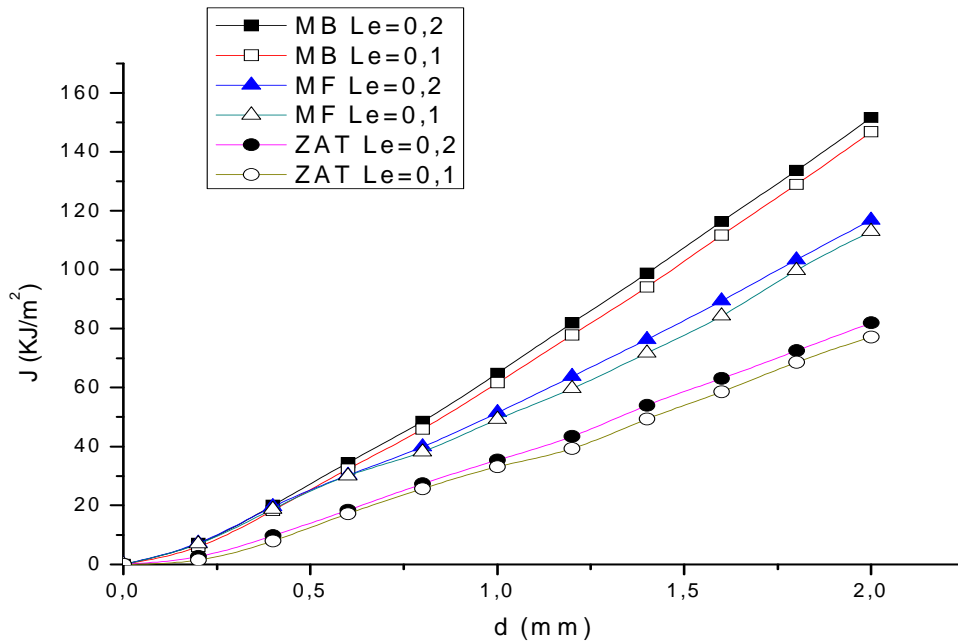
L'intégrale J est calculée par le logiciel Abaqus à l'aide d'une procédure automatique et nécessite la définition d'un contour suffisamment éloigné de la zone en pointe de fissure. Ce contour est défini par des nœuds et suit les arêtes des mailles. La Figure III.11 montre que l'évolution de l'intégrale J en fonction du déplacement est indépendante de la taille  $L_e$  des mailles.

Le CTOD ( $\delta$ ) a été mesuré à partir du déplacement des 2 nœuds situés sur les lèvres de la fissure. La Figure III.12, donnant l'évolution du CTOD en fonction du déplacement, montre la faible influence de la taille  $L_e$  des mailles sur l'ouverture des lèvres de la fissure. Ce résultat était attendu puisqu'il existe une relation linéaire entre le paramètre J et le CTOD qui s'écrit sous la forme:

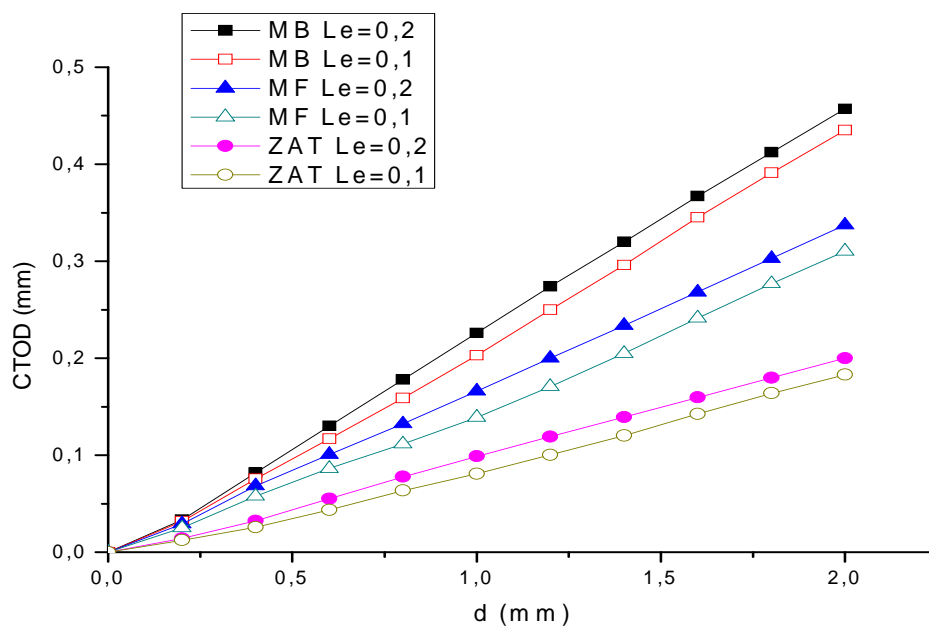
$$\mathbf{J/\sigma_y = m.\delta} \quad \mathbf{(III.18)}$$

Où : m est une constante qui dépend de l'état des contraintes et des propriétés du matériau.  
 $\sigma_y$  la limite d'élasticité.

A l'issue de ces vérifications, nous montrons que la taille des mailles en pointe de fissure n'a pas d'influence sur l'intégrale J et l'ouverture en fond de fissure CTOD. Ce constat est valable dans le cas d'une approche globale en mécanique de la rupture.



**Figure III.11 :** Evolution de l'intégrale J en fonction du déplacement pour deux tailles de maille.



**Figure III.12 .**Influence de la taille des mailles  $L_e$  sur l'ouverture en fond de fissure

### III.8.2.2. Influence de $L_e$ sur les valeurs de $R/R_0$

Il est bien connu que la taille du maillage en pointe de fissure a une grande influence sur le taux de croissance des cavités, comme le montre la Figure III.14. Pour un déplacement donné,

les valeurs les plus grandes du paramètre  $R/R_0$  sont obtenues avec la taille de maille la plus petite. Ce résultat, vérifié pour les trois configurations homogènes [108], était prévisible. En effet, plus la taille de la maille est petite, plus le calcul de  $R/R_0$  est effectué près de la pointe de la fissure: lorsque  $L_e=0.2\text{mm}$ ,  $(R/R_0)_{\text{moyen}}$  est calculé à  $0.1\text{mm}$  de la pointe de la fissure, alors que pour  $L_e=0.1\text{mm}$ , le calcul de  $R/R_0$  est effectué à  $0.05\text{mm}$  de la pointe de la fissure. La valeur du paramètre  $R/R_0$  sera donc d'autant plus affectée par la singularité en fond de fissure, que la taille de la maille est petite. De plus, nous notons que la différence entre les deux courbes augmente avec le déplacement.

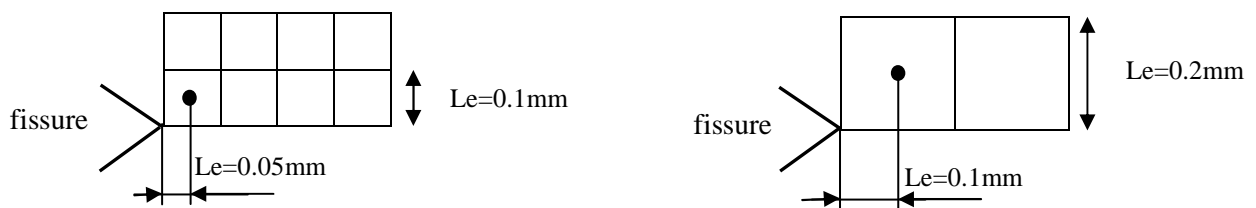


Figure III.13. Différentes tailles de la maille.

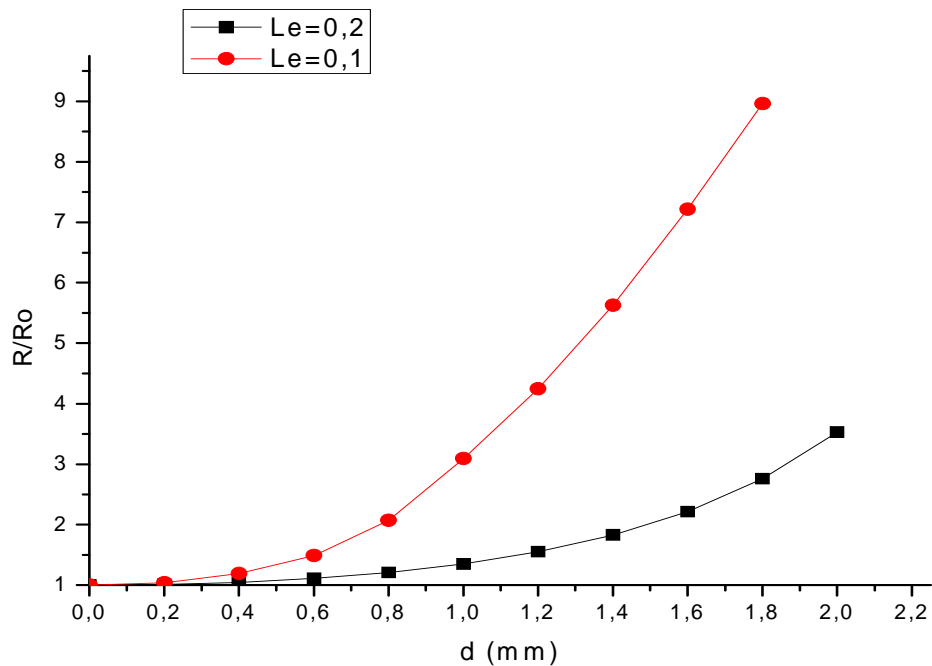


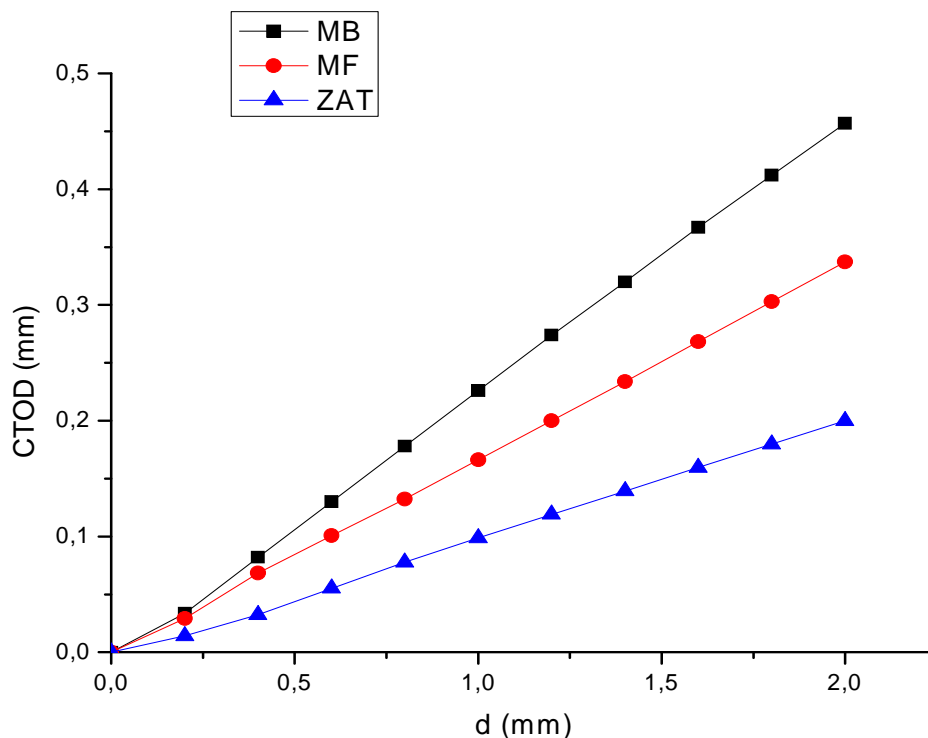
Figure III.14. Influence de la taille des mailles en pointe de fissure sur les valeurs du taux de croissance des cavités pour deux tailles de maille. Cas du métal de base.

### III.8.3. OUVERTURE AU FOND DE LA FISSURE (CTOD)

La figure III.15, présentant l'évolution du CTOD en fonction du déplacement imposé montre que l'ouverture au fond de la fissure présente la même évolution, et presque la même dans les 3 configurations étudiées (MB, MF et ZAT). Cette constatation signifie que l'ouverture au fond de la fissure dépend essentiellement du comportement du matériau ayant la plus faible limite d'élasticité.

Ces ouvertures dépendent du niveau de la résistance de chacun des matériaux adjacents à l'entaille (niveau de Mismatching). C'est pourquoi l'ouverture se développe d'une manière plus importante du côté du métal de base dont la résistance est la plus faible.

L'évolution du paramètre CTOD est plus importante dans le cas d'Over-matching, et diminue dans le cas contraire (cas d'Under-matching). Par ailleurs, l'ouverture au fond de la fissure dans le cas de la ZAT, qui présente une dissymétrie, peut être décomposée en (ouverture du côté de MB), et (ouverture du côté de MF).



**Figure III.15 :** Évolution du CTOD en fonction du déplacement imposé  
(Pour les différentes configurations)

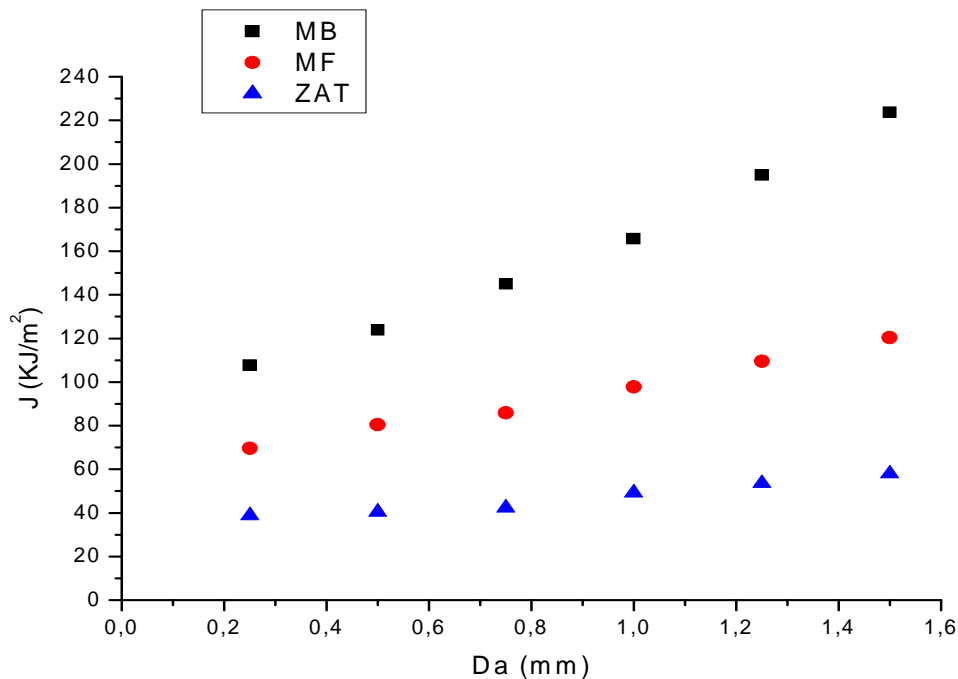


### III.8.4. COURBE J- $\Delta a$

Les valeurs du paramètre J a été déterminé pour chaque avancée de la fissure. Ces valeurs ont permis de tracer la courbe numérique de déchirure ductile « J- $\Delta a$  » (Figure. III.16) afin de la comparer avec la courbe expérimentale issue des résultats obtenus par **BOUCHOUICHA** [101] :

Les valeurs les plus faibles du paramètre  $J_{0,2}$  obtenues sont observées pour les éprouvettes dont la fissure est en ZAT, 40 kJ/m<sup>2</sup> environs. Par contre les valeurs les plus élevées sont observées pour les éprouvettes dont la fissure est en métal de base MB, 108 kJ/m<sup>2</sup> environs. On constate alors que la ténacité est trois fois plus importante que dans le cas de la ZAT.

Le métal fondu présente une ténacité, exprimée par  $J_{0,2}$  d'environ 70 kJ/m<sup>2</sup>, presque le double que pour la ZAT.

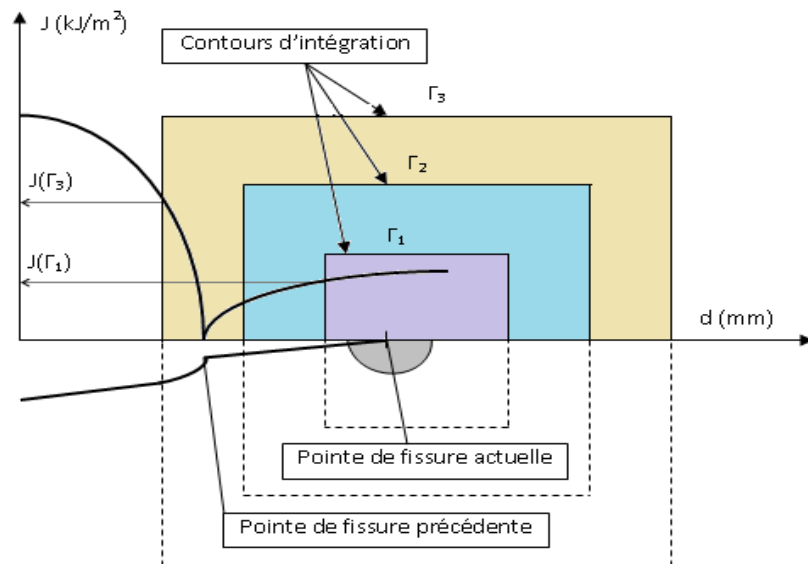


**Figure III.16** : Evolution de J en fonction de  $\Delta a$  dans les trois zones de soudure.

### III.8.5. EVOLUTION DE L'INTEGRALE J

Afin de vérifier l'indépendance de l'intégrale J vis à vis des contours d'intégration. Celle-ci est calculée selon 3 contours différents. La figure III.17 présente l'évolution de la valeur de l'intégrale J en fonction du choix du contour d'intégration. Les résultats obtenus montrent l'existence de trois domaines :

- Lorsque le contour d'intégration englobe la totalité de la zone de propagation (type  $\Gamma_3$ ), la valeur obtenue est la valeur globale J.
- Lorsque le contour d'intégration traverse la zone de décharge (type  $\Gamma_2$ ), correspondant à la zone plastique existante avant l'extension de fissure, les résultats obtenus divergent, puisque ce domaine correspond à une zone de décharge. On observe un minimum négatif, sans aucun sens physique, lorsque le contour d'intégration passe par l'ancienne pointe de fissure.
- Enfin, si le contour d'intégration passe entre les deux pointes de fissures successives, sans traverser la zone de décharge (type  $\Gamma_1$ ), les résultats donnent une valeur indépendante du choix de ce contour, plus faible que la valeur obtenue pour J.



**Figure III.17 :** Evolution de l'intégrale J vis à vis des contours d'intégration.

L'évolution de l'intégrale J pour les trois configurations (MB, MF et la ZAT), calculées suivant le contour  $\Gamma_1$  est présentée par la figure III.18. On remarque que les trois calculs donnent cependant une ténacité à l'amorçage identique pour des faibles valeurs des



déplacements, et une évolution relative pour des déplacements plus importantes. L'écart de l'intégrale de contour  $J$  entre le Métal de base et la zone affectée thermiquement ZAT pour  $d=2\text{mm}$  est pratiquement le double, tandis que l'écart entre le métal de base et le métal fondu est nettement inférieur.

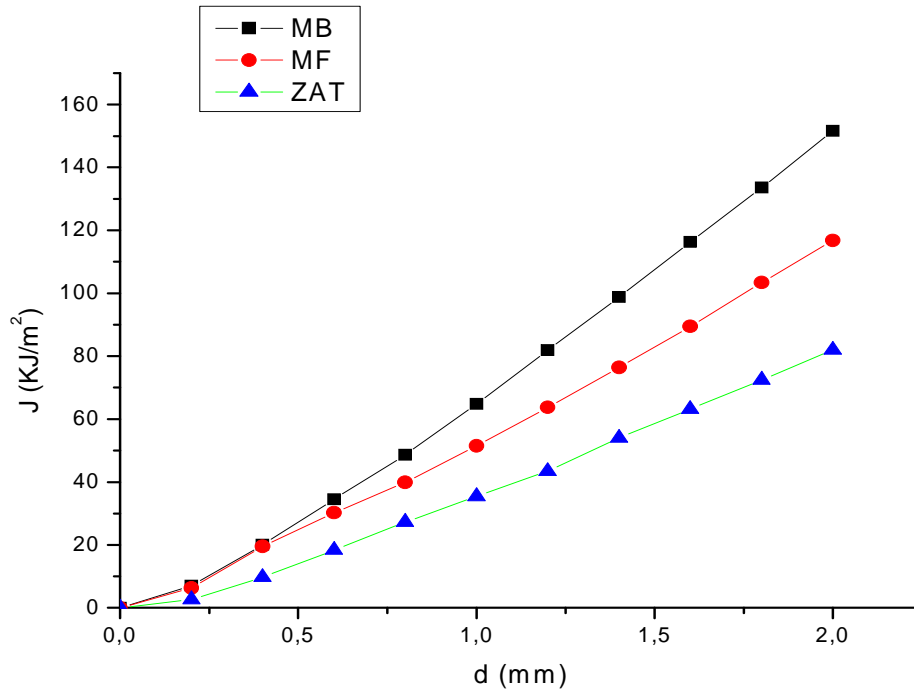
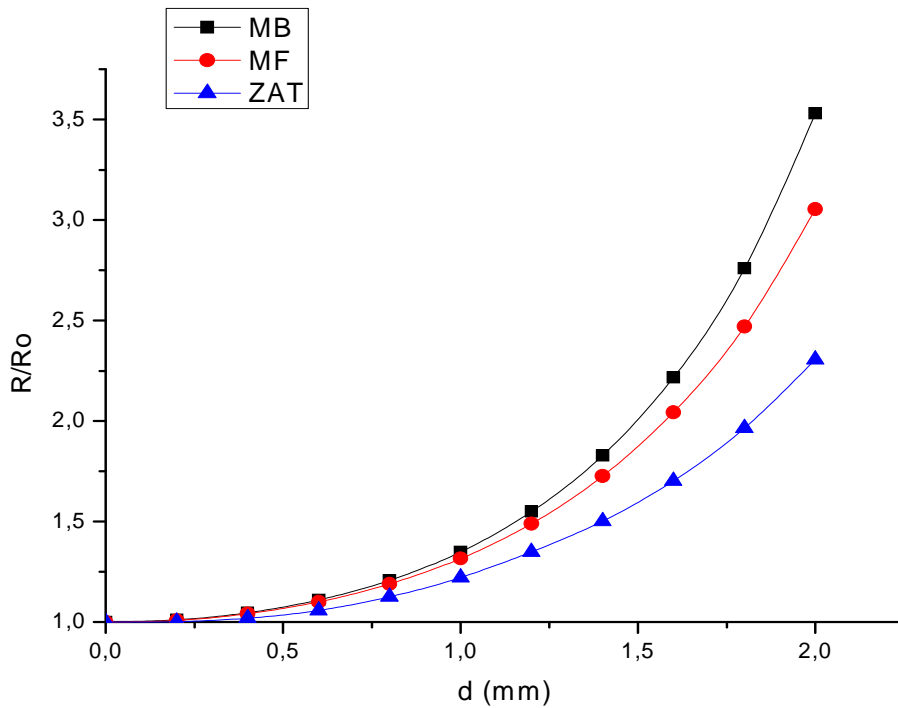


Figure III.18 : Evolution de  $J$  en fonction du déplacement imposé

### III.8.6. CROISSANCE DES CAVITES

Les évolutions du paramètre  $R/R_0$  dans les différentes configurations en fonction du déplacement imposé sont représentées par la figure III.19. Nous constatons qu'il y a une similitude avec l'évolution du CTOD en fonction du déplacement imposé, cette configuration se manifeste aussi dans l'évolution du paramètre local  $R/R_0$ . En effet, on remarque une légère différence entre le (MB) et le (MF), tandis que la différence entre le MB et la ZAT est importante. Cette différence montre que contrairement à l'intégrale  $J$ , le paramètre  $R/R_0$  est très sensible au champ de déformations et de contraintes en fond de fissure.

L'évolution du paramètre  $R/R_0$  dans le cas du (MB) est plus importante que celle constatée dans le cas de la ZAT. Cette différence de comportement est due au fait que la limite d'élasticité pour la zone affectée thermiquement est plus importante que celle de métal de base.

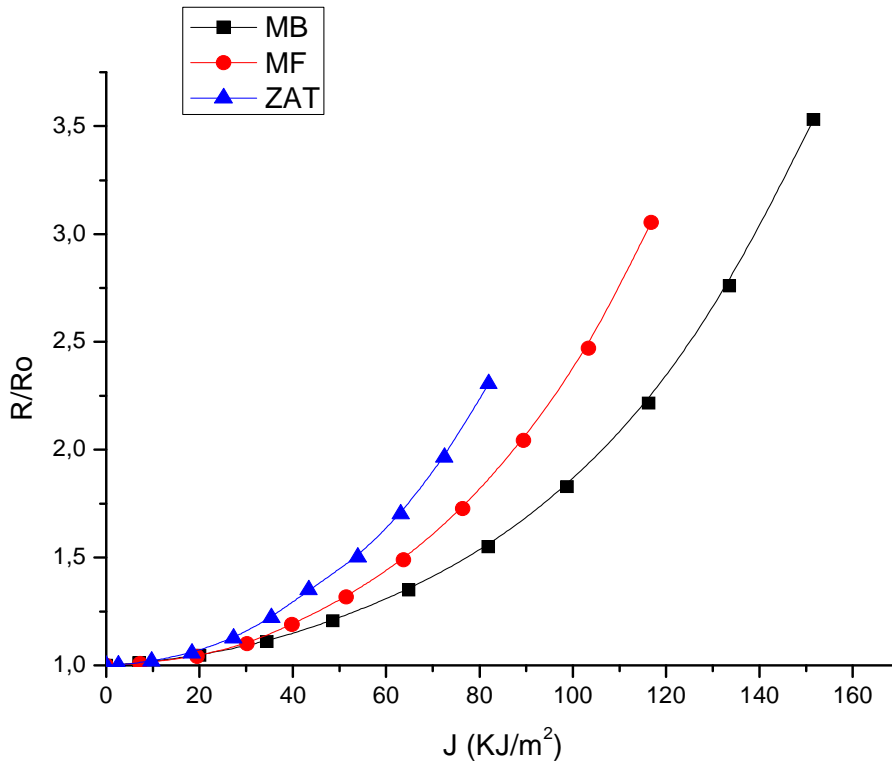


**Figure III.19:** Evolution de  $R/R_0$  en fonction du déplacement imposé

### III.8.7. EVOLUTION DU RAPPORT $R/R_0$ EN FONCTION DE L'INTEGRALE J

La figure III.20 illustre l'évolution du taux de la croissance des cavités  $R/R_0$  au fond de la fissure en fonction de l'intégrale J pour les trois configurations. Nous constatons que, pour un même niveau énergétique global donné par la valeur de J (faible déplacement), les valeurs du taux  $R/R_0$  dans les trois configurations sont différentes.

A titre d'exemple, pour une valeur de  $J = 40 \text{ kJ/m}^2$ , on trouve trois valeurs de  $R/R_0 = 1.15$ , 1.18, 1.3 environ, correspondant aux 3 configurations : MB, MF, et ZAT, successivement. Cette constatation montre la non capacité d'un critère énergétique global, en l'occurrence l'intégrale J, à mettre en évidence la singularité au fond de la fissure.



**Figure III.20:** Evolution de  $R/R_0$  en fonction de l'intégrale  $J$

### III.9. CONCLUSION

Pour la modélisation de la déchirure ductile de l'acier A48 AP, nous avons déterminé les paramètres des modèles à partir de la simulation numérique à l'aide d'un logiciel ABAQUS. L'analyse par éléments finis permet même de confirmer la validité de la partie extrapolée de la courbe expérimentale.

L'ensemble des résultats a permis de montrer l'effet prépondérant des caractéristiques mécaniques des trois configurations. En effet, ces derniers gouvernent le comportement global (les évolutions de la charge, de l'intégrale  $J$ , du CTOD, des zones plastiques,...) dans le cas des structures soudées. En effet, dans le cas du trimétal, une forte dissymétrie peut être décomposée en ouverture du côté de MB et du côté de MF.

Le paramètre  $R/R_0$ , à l'inverse de l'intégrale  $J$ , est sensible à tout changement dans les champs des contraintes et déformations au fond de la fissure. Ce dernier point confirme la nécessité d'utilisation d'une approche locale pour l'étude de la déchirure ductile dans le cas des joints soudés.

Les limites de l'utilisation de l'approche globale, pour étudier la ténacité dans un joint soudé. La forte dissipation d'énergie liée à la plasticité loin du fond de la fissure, observée notamment dans les configurations hétérogènes, pose la question de la validité d'un critère global basé sur le paramètre énergétique  $J$  pour décrire la progression d'une fissure dans les matériaux hétérogènes. En effet, l'énergie totale de déformation est alors décomposée en deux parties : la première contribue à la phase de plastification, la seconde étant «l'énergie fissurante».

**MODELE  
D'ENDOMMAGEMENT  
GTN**

### III.10. Introduction

Cette partie d'étude est consacrée à la simulation numérique des éprouvettes Axisymétriques Entaillées afin d'étudier le phénomène de nucléation par implantation du modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN) dans un code de calcul ABAQUS.

Les simulations numériques de la propagation de la fissure ont été réalisées afin de décrire la rupture ductile des matériaux en utilisant le modèle GTN qui fait intervenir la triaxialité des contraintes.

Les éprouvettes choisies sont de type axisymétrique entaillées (AE), ce choix est motivé à la fois par la symétrie de ces éprouvettes et l'existence des entailles qui les rendent intéressantes de point de vue de la mécanique de la rupture.

La symétrie permet de simuler qu'un quart de l'éprouvette choisie dans un plan méridien et d'utiliser des éléments axisymétriques pour le maillage, ce qui réduit énormément la durée de calcul.

L'entaille localise les déformations au milieu de l'éprouvette au cours du chargement et permet pratiquement d'évaluer les grandeurs mécaniques en ce niveau, tel que le déplacement au fond de l'entaille, et d'observer le phénomène de la rupture et la propagation de la fissure.

L'acier A48 est retenu pour cette étude à cause des travaux qui ont été déjà réalisés sur cet acier, en conséquence son comportement et ses propriétés mécaniques sont bien connues, tel que la limite d'élasticité, le module de Young, coefficient de poisson. Ces données permettent de reproduire numériquement le comportement réel de ce matériau.

Au premier lieu une étude de sensibilité du modèle au maillage est réalisée afin de voir l'influence de celui-ci sur la réponse de l'éprouvette à la sollicitation extérieure, ce qui permet de retenir un maillage adéquat pour les calculs suivants.

Une analyse paramétrique est effectuée pour éclaircir l'influence des paramètres de la nucléation et l'évolution des réponses des éprouvettes en fonction de ces deux paramètres, les valeurs des autres paramètres ont été fixées selon les valeurs les plus utilisées dans la littérature pour l'acier tel que  $q_1$  à 1.5 et  $q_2$  à 1.

### III.11. Choix des éprouvettes

Le choix des éprouvettes AE a été motivé par plusieurs avantages, tout d'abord contrairement au cas des éprouvettes lisses de traction où le phénomène de la striction ne se produit pas forcément au milieu des éprouvettes, la striction des éprouvettes AE se développe au niveau de l'entaille. En jouant sur le rayon de l'entaille (donc le taux de triaxialité des contraintes).

En plus la géométrie axisymétrique de l'éprouvette permet une modélisation bidimensionnelle en mode axisymétrique par un calcul éléments finis pour un matériau isotrope, donc une modélisation peu gourmande en temps de calcul.

Il faut bien noter que la modélisation en mode axisymétrique est sous hypothèse de l'isotropie du matériau, sans cette hypothèse la modélisation se fera en éléments tridimensionnels.

### III.12. Géométrie des éprouvettes

La géométrie des éprouvettes est donnée sur la figure III.21 avec des dimensions exprimées en millimètre. Ces éprouvettes sont AE2, AE4 et AE10 de rayon de l'entaille de valeurs 2, 4 et 10 respectivement et ils ont un diamètre en fond d'entaille de 6 mm et un fût de 14 mm. Nous notons  $\Phi$  est le diamètre actuel de la section minimale de l'éprouvette et  $\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi$  est la réduction du diamètre.

Les éprouvettes AE2, AE4 et AE10 sont respectivement dites fortement, moyennement et faiblement entaillées, elles permettent de développer au centre de chaque éprouvette une triaxialité relativement stable au centre de l'éprouvette à partir d'une déformation moyenne.

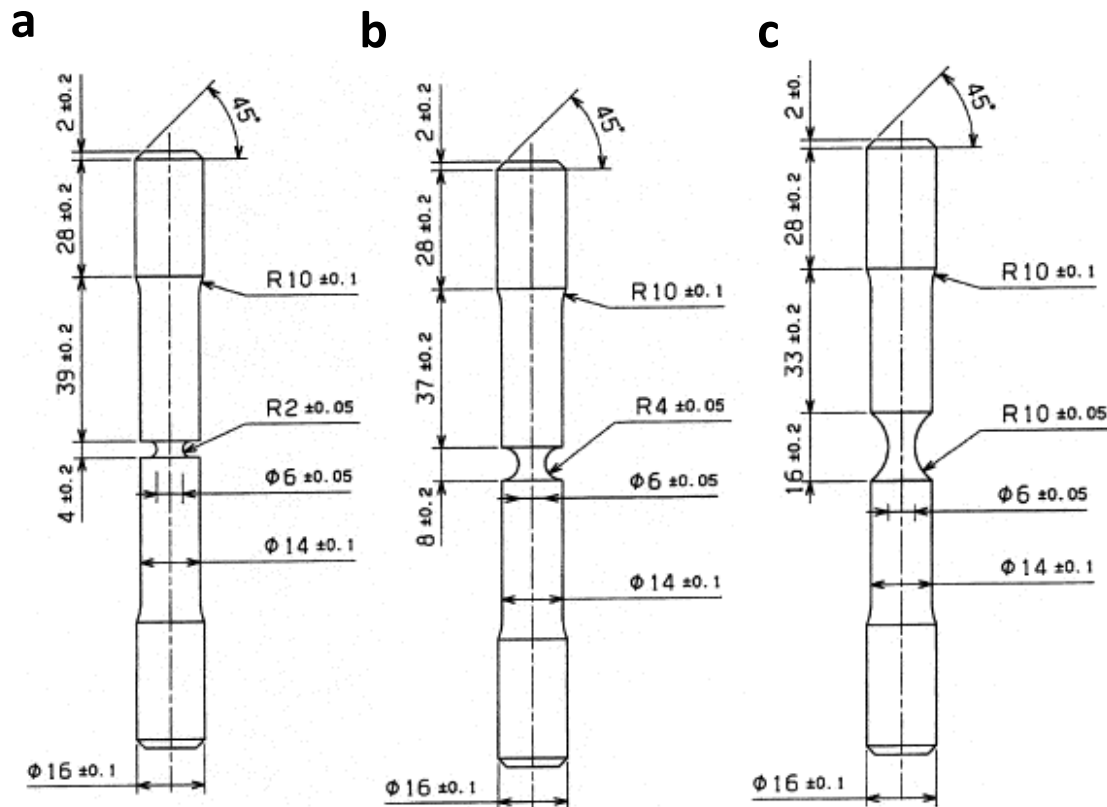


Figure III.21: Géométrie des éprouvettes a: AE2, b: AE4 et c: AE10 [109].

### III.13. Comportement et propriétés du matériau

Le matériau est supposé isotrope endommageable, avec un comportement élastoplastique, pour les paramètres du modèle, nous avons choisi les valeurs les plus utilisées dans la littérature dans le cas des aciers.

Les paramètres  $q_i$  et  $f_n$  seront variés pour mieux illustrer leur influence sur le comportement de l'éprouvette caractérisé par la courbe de la contrainte équivalente en fonction de la déformation nominale, pour chaque valeur attribuée à l'un des deux paramètres, la courbe de la contrainte équivalente en fonction de la déformation nominale nous renseigne sur l'évolution de la charge, le point d'initiation de la fissure et la vitesse de la chute de la charge selon les valeurs attribuées au deux paramètres.



### III.14. Maillages et conditions aux limites

Par symétrie seul un quart du plan méridien est modélisé en mode axisymétrique (figure III.22-a), vu que l'éprouvette à deux plans de symétrie, ensuite les parties côté plans de symétrie de l'éprouvette seront bloquées en déplacement dans le sens perpendiculaire aux plans de symétrie.

Cette modélisation axisymétrique permet de gagner en durée de calcul par rapport à une modélisation 3-D qui nécessite un temps de calcul plus long, mais la modélisation axisymétrique suppose que les grandeurs mécaniques restent constantes dans la direction  $\theta$  par rapport à l'axe de l'éprouvette, ce qui n'est pas forcément juste dans une modélisation 3-D qui est plus représentative de la réalité.

La figure III.23 représente le maillage de l'éprouvette AE2, le maillage est composé d'éléments axisymétriques quadratiques à 8 nœuds, ce premier maillage sert à effectuer le premier calcul et de visualiser les premiers résultats qui seront pas forcément juste, mais peuvent nous donner des indications sur le temps de calcul, le déroulement du programme de calcul et les zones de forte gradient pour raffiner un peu plus le maillage dans ces zones.

Pour le choix du maillage (la taille de la maille), il doit être fait en fonction de la nature du matériau simulé, la taille de ses grains, ses défauts et ses imperfections et aussi l'évolution de ces imperfections au cours de chargement.

Nous allons procéder au raffinement du maillage à proximité de l'entaille car dans cette zone le gradient des déformations et des contraintes est intense, contrairement à la partie supérieure de l'éprouvette, le raffinement du maillage ne sera pas important tant qu'on s'intéresse à la zone à proximité de l'entaille, ce qui permet de gagner un peu plus de la durée de calcul.

Les conditions aux limites et de chargement sont identiques quelque soit l'éprouvette :

- Blocage des déplacements selon l'axe x pour les nœuds adjacents à l'axe Y.
- Blocage des déplacements selon l'axe Y pour les nœuds adjacents à l'axe x.
- Chargement imposé selon l'axe Y pour les nœuds situés à la partie supérieure de l'éprouvette (figure III.22-b).

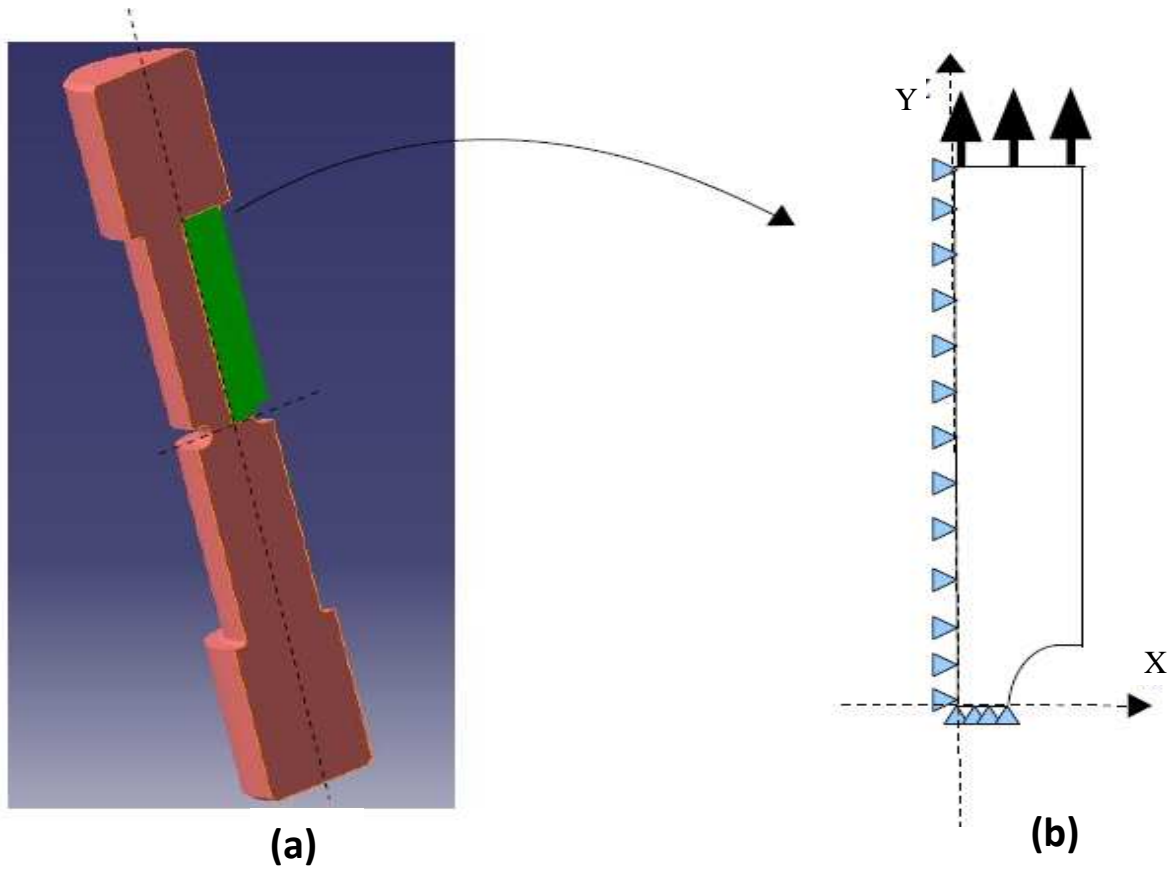


Figure III.22: Symétrie de l'éprouvette et conditions aux limites [110].

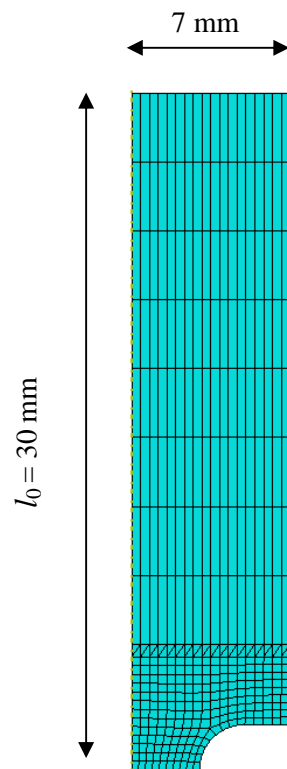


Figure III.23: Maillage de l'éprouvette AE2.

### III.15. Comparaison entre ABAQUS/Standard et ABAQUS/ Explicit

ABAQUS est un logiciel de calcul éléments finis, il se compose de deux modes de calcul : ABAQUS/Standard, ABAQUS/Explicit, chacun de ces modes est complété par des modules additionnels et/ou optionnels, spécifiques à certaines applications.

- **ABAQUS/Standard** est un solveur généraliste qui recourt à un schéma traditionnel d'intégration implicite. Généralement, c'est la méthode de Newton qui est utilisée pour résoudre les problèmes non-linéaires.
- Le solveur **ABAQUS/Explicit** emploie un schéma d'intégration explicite pour résoudre des problèmes dynamiques ou quasi-statiques non-linéaires.

Le mode explicite est entièrement vectorisée afin d'utiliser les supercalculateurs multiprocesseurs. Le mode Standard implanté au sein du Abaqus conduit à des temps de calcul plus faibles comparativement au schéma implicite nommé Abaqus/Explicite (figure III.24), L'algorithme explicite assure une certaine robustesse, il est plus efficace pour aboutir à un calcul complet que Abaqus/Standard [111].

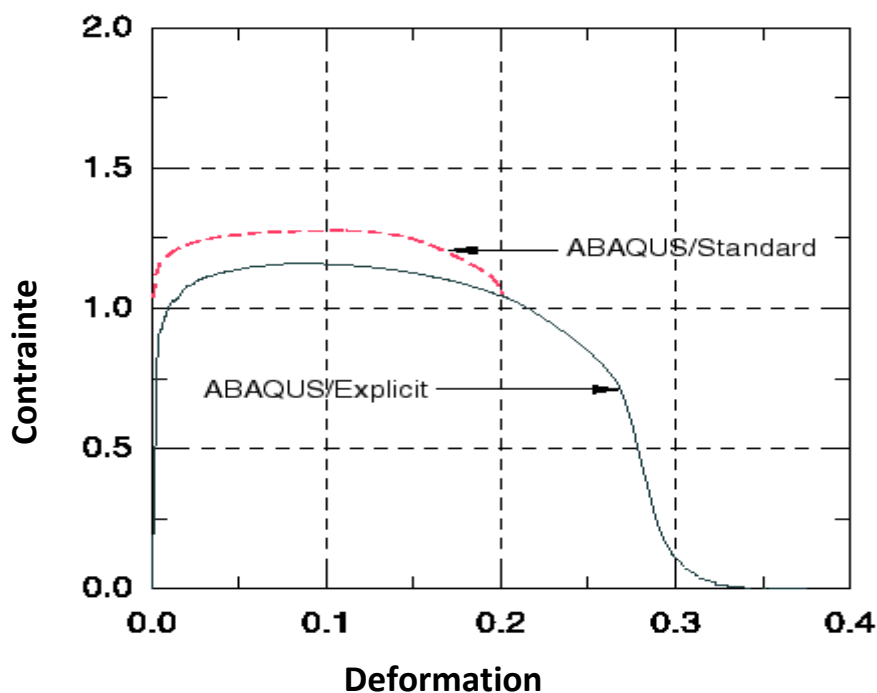


Figure III.24: Comparaison entre Abaqus/Standard et Abaqus/ Explicit [111].

### III.16. Résultats des simulations

#### III.16.1. Sensibilité au maillage

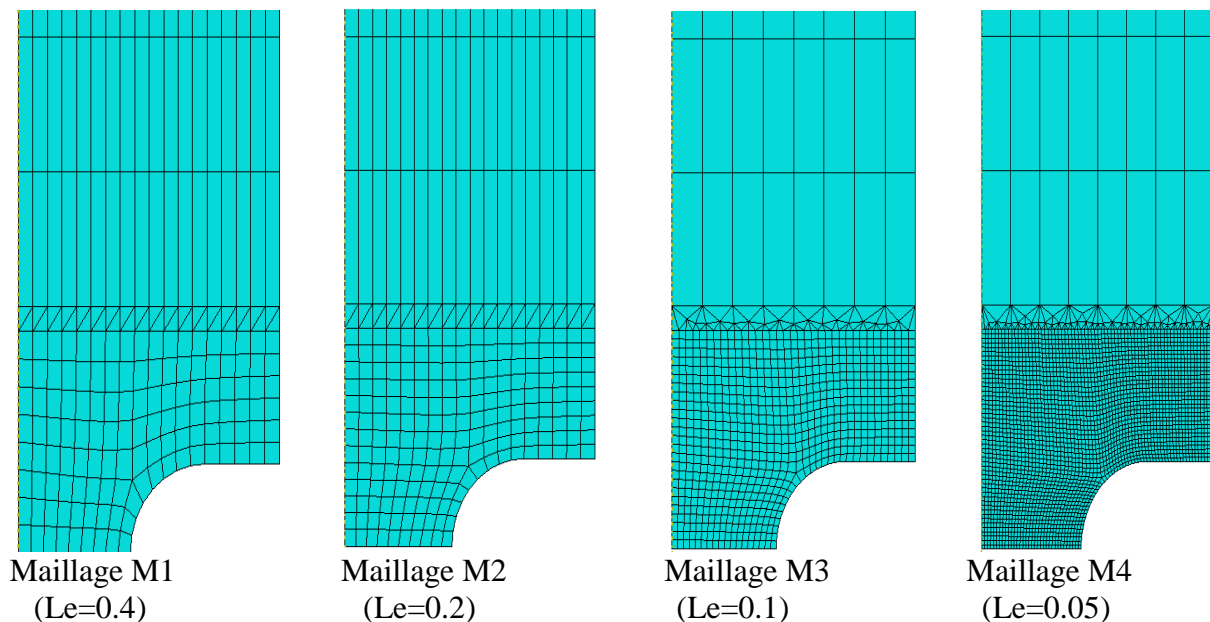
La figure III.25 montre les quatre maillages utilisés de plus grossier M1 au plus fin M4, la taille des éléments au niveau de la zone entaillée est divisée par 2 en passant du maillage M1 à M2, de M2 à M3 et de M3 à M4. Le maillage de la partie supérieure de l'éprouvette n'est pas raffiné, car cette partie n'est pas soumise à des fortes variations d'une part et d'autre part notre étude concerne la partie à proximité de l'entaille.

Ce maillage nous évite de prendre un temps de calcul plus long par rapport à un maillage raffiné sur toute la surface de l'éprouvette, même si la différence de la taille des éléments entre la partie haute et la partie basse de l'éprouvette est importante, cela n'infecte pas les précisions de nos calculs vu que les champs mécaniques qui nous intéressent particulièrement se trouvent dans la partie basse de l'éprouvette.

Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés dans le tableau suivant:

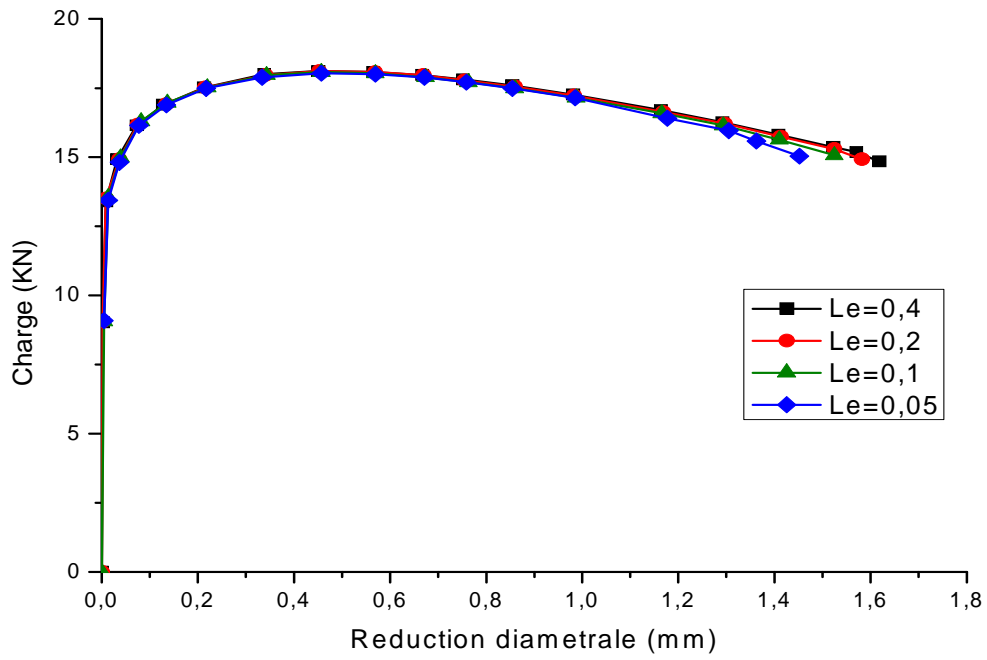
E (GPa)	$\nu$	$\sigma_e$ (MPa)	$q_1$	$q_2$	$q_3 = (q_1)^2$	$f_0$	$f_n$	$\epsilon_n$	$S_n$
183	0,3	325	1,5	1	2,25	1e-5	0,004	0,3	0,1

**Tableau III.2:** Paramètres utilisés pour la simulation

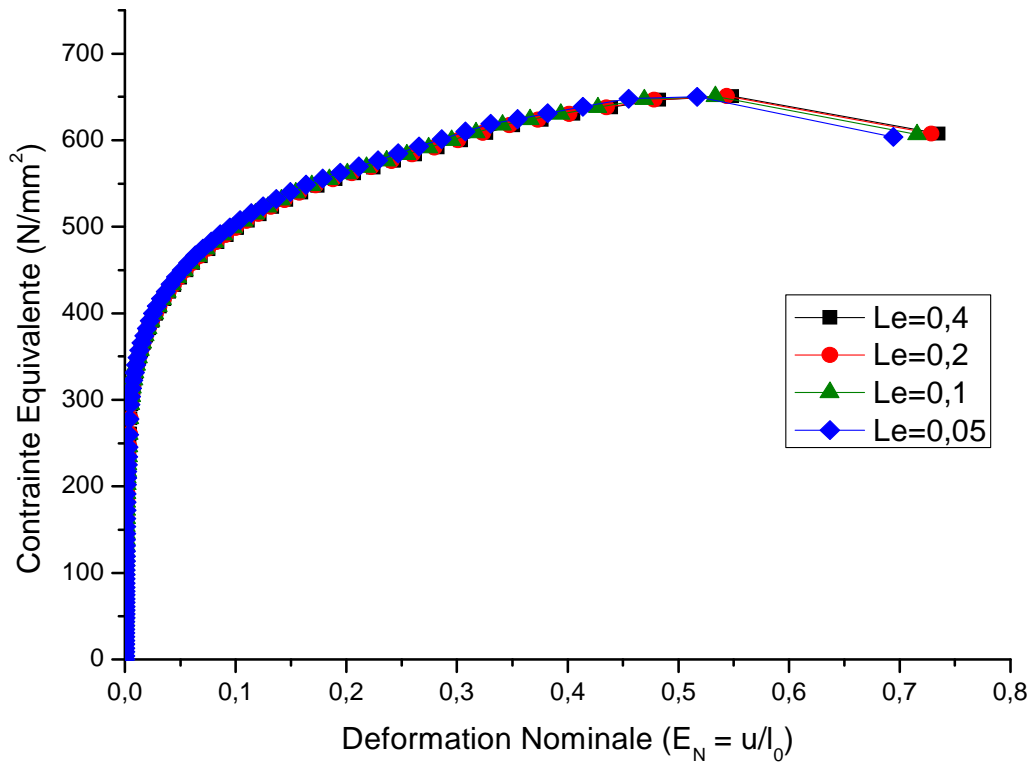


**Figure III.25:** Les différents maillages utilisés.

Les figures suivantes représentent les résultats des simulations obtenus sur les quatre maillages utilisés :



**Figure III.26:** Influence du maillage sur la courbe Charge-réduction diamétrale.



**Figure III.27:** Influence du maillage sur la courbe Contrainte Equivalente-Déformation nominale

La figure III.26 représente la courbe charge-réduction diamétrale pour chaque cas de maillage pour un comportement élastoplastique, cette figure montre que l'endommagement affecte le matériau dès que la limite d'élasticité est dépassé, cela est traduit par la dégradation de la charge juste après la phase élastique et avant l'initiation de la fissure. On constate que cette dégradation est progressive et linéaire jusqu'au point de l'initiation de la fissure.

La figure III.27 représente la courbe de la contrainte équivalente en fonction de la déformation nominale pour les quatre cas de maillage pour un comportement élastoplastique.

Les deux figures (III.26 et III.27) montrent que la partie élastoplastique est très peu sensible au maillage car les courbes sont pratiquement confondues dans les deux cas, contrairement à la partie rupture les courbes sont pas confondues à cause de la différence de point d'amorçage pour chaque maillage. Un maillage plus raffiné qu'un autre précipite l'amorçage des cavités.

La vitesse de la dégradation de la charge reste relativement la même pour les quatre cas des maillages.

### III.16.2. Effet de $f_n$

Pour ce cas, nous avons effectué plusieurs modélisations avec le maillage M3 et en variant le paramètre  $f_n$  de 0,001 à 0,006, tous les autres paramètres de simulations sont gardés fixe.

Le paramètre  $f_n$  représente la fraction volumique du vide nucléé au niveau des inclusions.

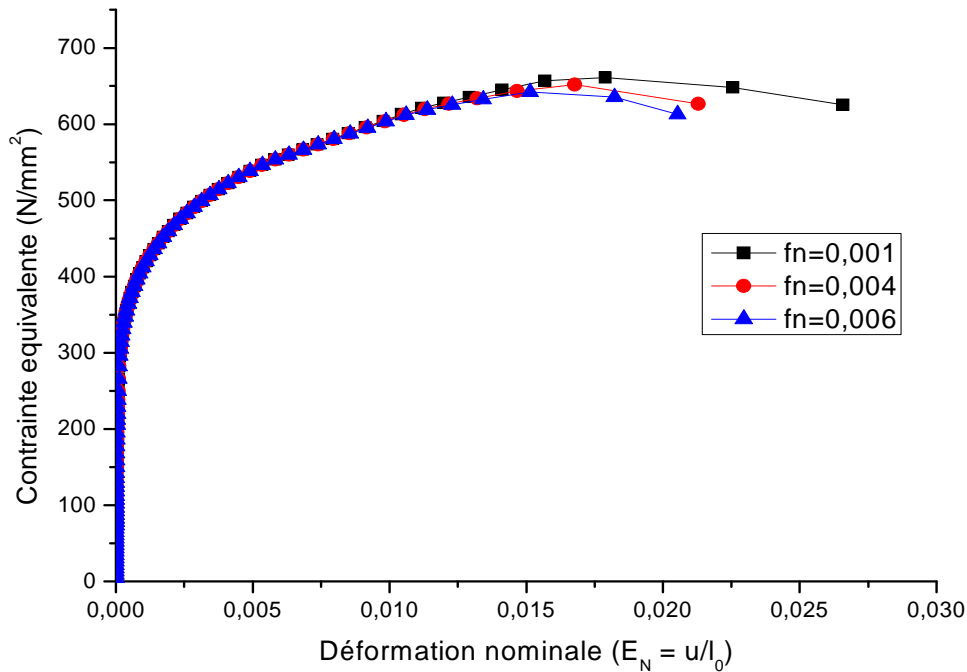
Les paramètres utilisés pour la simulation sont:

E (GPa)	$\nu$	$\sigma_c$ (MPa)	$q_1$	$q_2$	$q_3 = (q_1)^2$	$f_0$	$f_n$	$\epsilon_n$	$S_n$
183	0,3	325	1,5	1	2,25	1e-5	0,001/0,004 /0,006	0,3	0,1

**Tableau III.3:** Paramètres utilisés pour la simulation (Effet de  $f_n$ )

On attribue au paramètre  $f_n$  plusieurs valeurs afin de constater son influence sur la réponse du système.

Les réponses obtenues sont données dans les figures suivantes:



**Figure III.28:** Influence de  $f_n$  sur le comportement de l'éprouvette.

La figure III.28 représente l'évolution de la contrainte équivalente en fonction de la déformation nominale de l'éprouvette.

La figure montre que la partie élastoplastique est totalement insensible aux variations de  $f_n$ , les courbes à ce niveau sont totalement confondues. La différence réside dans la partie rupture au niveau du point de l'amorçage des cavités et de la vitesse de la chute de la charge.

On constate que l'augmentation de la valeur de  $f_n$  précipite un peu plus l'amorçage des cavités et augmente la vitesse de la chute de la charge (dans la partie rupture).

$f_n$  paramètre représentant de la nucléation, l'augmentation de sa valeur se traduit par l'augmentation de nombre de cavités présentes dans la matrice, en conséquence ses propriétés mécaniques sont affectées et affaiblies, cela est traduit par la dégradation rapide de la charge et un amorçage des cavités pour des faibles chargements.

### III.16.3. Effet de $q_i$ :

L'effet de la fraction volumique de cavité du modèle de Gurson dépend de la définition de trois paramètres  $q_i$  ( $i = 1, 2$  et  $3$ ) introduits par Tvergaard [112].

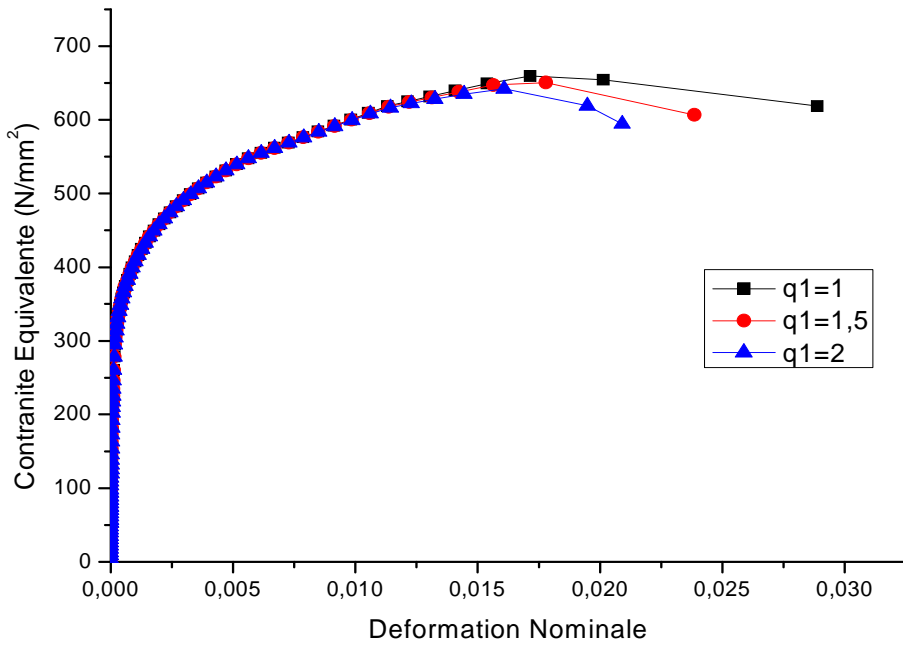


Figure III.29: Influence de  $q_1$

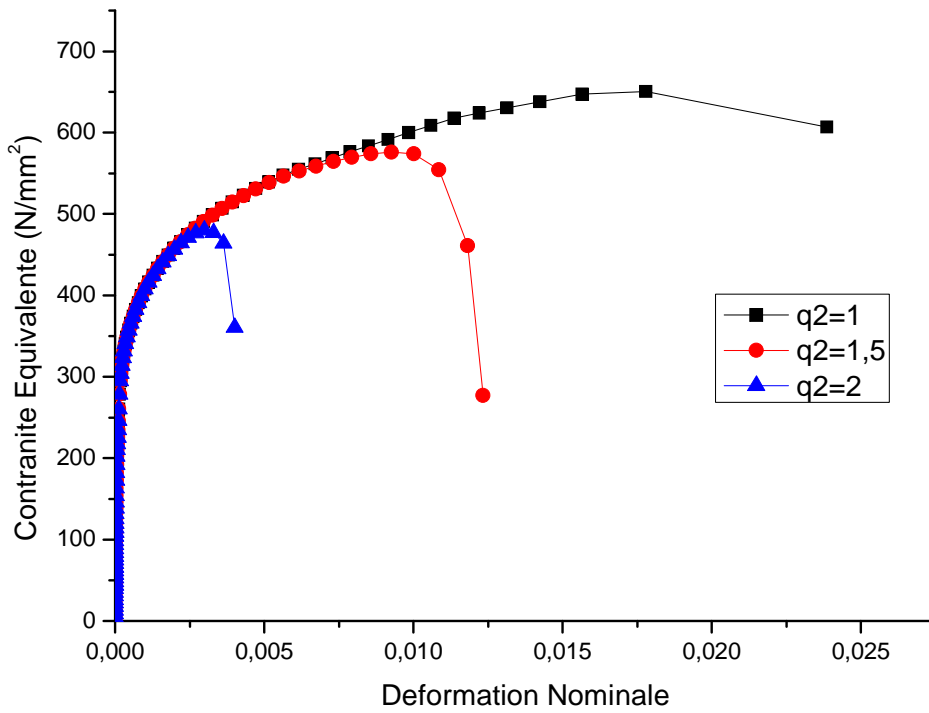


Figure III.30: Influence de  $q_2$



Les figures (III.29 et III.30) représentent l'effet de  $q_i$  en utilisant une éprouvette axisymétrique entaillée. La croissance de  $q_i$  augmente l'effet de la fraction volumique des cavités, ce qui entraîne des diminutions plus sévères de la résistance à la traction.

Des valeurs relativement importantes de  $q_i$  jusqu'à 2 est également incluses pour la comparaison, où l'influence de  $q_2$  est plus importante que l'effet de  $q_1$  dans la partie rupture particulièrement sur le point d'amorçage des cavités et la vitesse de la chute de la charge.

### III.17. Conclusion

Le choix d'une modélisation par éléments finis avec des éléments axisymétriques est motivé à la fois par la striction produite aux milieux des éprouvettes et la durée de calcul courte par rapport à une modélisation en 3 dimensions.

Le choix du maillage est justifié par la nature du matériau et ses propriétés les résultats obtenus, et la taille de l'élément doit être suffisamment grande par rapport aux hétérogénéités du matériau pour avoir une répartition homogène de ces défauts sur les éléments.

D'autre part la taille des éléments ne doit pas dépasser certaines dimensions qui faussent les résultats et donnent des mauvaises répartitions des champs des grandeurs mécaniques.

L'étude paramétrique a montré l'influence du maillage et des paramètres  $q_i$  et  $f_n$  sur les courbes Charge-réduction diamétrale et Contrainte équivalente-Déformation nominale. On a constaté que le raffinement du maillage a une influence très peu sensible sur la partie élastoplastique du matériau, par contre il influe d'une manière importante sur le point d'amorçage des cavités.

La variation du paramètre  $f_n$  n'a aucune influence sur la partie élastoplastique du matériau mais joue un rôle plus important dans la partie rupture notamment sur le point d'amorçage des cavités et la vitesse de la chute de la charge.

# CONCLUSION

## **CONCLUSION GENERALE**

Ce travail constitue une contribution à l'étude numérique de la déchirure ductile de l'acier A48-AP qui repose sur une grande base de données expérimentale. La déchirure ductile, analysée par les méthodes de l'approche globale ou de l'approche locale, intervient dans les études de nocivité des défauts des joints soudés.

Dans cette étude, nous avons vu que plusieurs paramètres ont une influence sur la valeur du paramètre  $J$ , et en particulier sur le critère  $J_{IC}$ . De plus, l'utilisation de critères globaux ne permet pas de rendre compte de l'influence complexe de la géométrie et du système de chargement, ce qui limite la validité de l'approche globale.

De ce point de vue, l'approche locale peut être une alternative intéressante. Elle se propose de décrire la rupture du matériau à l'aide de modèles micromécaniques. Dans le cadre de cette étude, le modèle de Rice-Tracey et le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN) utilisent l'approche locale de la mécanique de la rupture.

Le modèle découplé de Rice-Tracey, basé sur la croissance des cavités. Ce modèle est simple d'utilisation car il ne nécessite la détermination que d'un seul paramètre: le taux critique de croissance des cavités ( $R/R_0$ ). Nous avons vu qu'il était possible de simuler l'avancée de la fissure par la méthode de relâchement des nœuds. Cependant, dans une structure hétérogène ou, de manière générale, lorsque le trajet de la fissure n'est pas connu, ce modèle se limite à la prévision de l'amorçage de la fissure.

L'intégral  $J$ , qui est l'objet de notre étude, est utilisé comme un paramètre caractéristique de l'état de contrainte au voisinage de l'extrémité d'une fissure, dans les matériaux dont le comportement est non linéaire. L'intégral  $J$  peut être considéré à la fois comme un paramètre d'énergie et un paramètre d'intensité de contrainte.

L'étude énergétique d'une éprouvette fissurée, dont le comportement est non linéaire, s'effectue à l'aide du taux de restitution d'énergie non linéaire ou intégrale  $J$  nommé par Rice. Ce paramètre caractérise, de façon unique les champs des contraintes et de déformation au voisinage de l'extrémité d'une fissure dans un matériau non linéaire.

L'évolution d'une fissure dépend de plusieurs paramètres intrinsèques au matériau, tel que les propriétés géométriques et mécaniques de la structure ou extrinsèques comme l'étendue de cette fissure ou la nature des charges appliquées.

L'analyse numérique utilisant la méthode des éléments finis, a été réalisée à l'aide du logiciel ABAQUS. Cette étude effectuée sur l'éprouvette CT en vue d'une comparaison entre deux approches de la mécanique de la rupture : une approche globale décrite par l'intégrale J de Rice et une approche locale basée sur le modèle de la croissance des cavités de Rice tracey et le modèle de l'endommagement GTN. A l'issue de cette étude, nous avons essentiellement montré l'influence majeure des caractéristiques mécanique sur le comportement global (l'évolution des contraintes, de l'intégrale J,...) et l'évolution de la croissance des cavités.

La simulation numérique a mis en évidence la complexité de la caractérisation de la déchirure ductile dans le cas des joints soudés. Néanmoins, ce travail nous a permis de tirer plusieurs conclusions générales :

- Les caractéristiques mécaniques du métal de base ont un effet prépondérant sur le comportement global de ce type de structures (les évolutions de la charge, de l'intégrale J, du CTOD, des zones plastiques, ...).

- Le taux de croissance des cavités  $R/R_0$  est sensible à tout changement dans les champs des contraintes et des déformations au fond de la fissure. L'approche locale semble être une alternative valable pour l'étude de la déchirure ductile dans le cas des joints soudés. Cette approche nécessite une modélisation prenant en considération l'hétérogénéité de la structure : configuration trimétal, car celle-ci conduit à :

- la détermination de la distribution réelle des champs de contraintes et de déformations au fond de la fissure.

- la prédiction de la direction de propagation de la fissure (la propagation de la fissure correspond à la valeur maximale de  $R/R_0$ ).

Le modèle de GTN est donc très intéressant puisqu'il intègre le processus de rupture ductile dans sa totalité. Mais, les paramètres du modèle sont nombreux et certains d'entre eux sont difficiles à déterminer:  $q_1, q_2, q_3, f_0, f_c, f_n, \epsilon_n, S_n$  et  $f_F$ .

Les paramètres  $S_n$  et  $f_F$  caractérisent la croissance et la coalescence des cavités.

REFERENCES  
BIBLIOGRAPHIQUES

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **J.D. Eshelby**, Calculation of energy release rate, *Propects of Fracture Mechanics Sih, Van Elst, Broeck Ed Noordhoff*, pp. 69-84, 1974.
- [2] **G.P. Cheperanov**, Crack propagation in continuous media, *USSR 1. Appt Math. and Mech. Translation, Vol. 31*, pp. 504, 1967.
- [3] **J.R Rice**, A path independant integral and the approximate analysis of strain concentrations by notches and cracks, *1. App1. Mech.*, pp. 379-386, 1968.
- [4] **M. Naït Abdelaziz**, Contribution à l'étude de la déchirure des matériaux par approche globale et approche locale de la mécanique de la rupture, *Habilitation à Diriger des Recherches, Université des Sciences et Technologies de Lille, Mai 1997*.
- [5] **J.W. Hutchinson**, Plastic stress and strain fields at a crack tip, *J. Mech. Phys. Solids, Vol. 16*, pp. 337-347, 1968.
- [6] **J.W. Hutchinson**, Singular behavior al the end of a tensile crack in a hardening material; *J. Mech. Phys. Solids, Vol. 16*, pp. 13-31, 1968
- [7] **J.R Rice and G.F. Rosengren**, Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material, *1. Mech. Phys. Solids, Vol. 16*, pp. 1-12, 1968.
- [8] **N.J.I. Adams and H.G. Munro**, A single test method for evaluation of J integral as a fracture parameter, *Engineering Fracture Mechanics, Vol. 6*, pp. 119-132, 1974.
- [9] **T. Kanazawa, S. Machida, M. Onozuka et S. Kaneda**, Etude préliminaire du critère de rupture par l'intégrale J, *Soudage et Techniques connexes*, pp. 219-228, Juin 1997.
- [10] **J.A. Begley et J.D. Landes**, 'The J integral as a fracture criterion', *ASTM STP 514, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1972*, pp.1-20.
- [11] **K.H. Schwalbe and B. Neale**, A procedure for determining the fracture behaviour of materials - the unified fracture mechanics test method EFAII4 GTP 94, *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, Vol. 18, N°4, pp. 413-424, 1995.
- [12] **E. Smith**, The use (if etafactors to describe the J integral: the ASTM 1152 standard for the compact tension specimen, *Engineering Fracture Mechanics, Vol. 41, N°2*, pp. 241-246, 1992.
- [13] **J.D.G. Sumpter**, Simple Je estimation formulae for three-point bend specimens, *Fatigue Fract. Engng Mater. Struct. Vol. 15, N° 11*, pp. 1071-1080, 1992.
- [14] **ASTM**, Standard test method for  $J_{Ic}$ , a measure of fracture toughness *ASTA Standard, E813-89*, 1989.

- [15] **ESIS**, Procedure for determining the fracture behaviour of materials, ESIS P2-92, January 1992.
- [16] **L. Bauvineau, M. Bethmont, H. Burlet, A. Pineau**, 'Effect of test specimen geometry on ductile fracture toughness of a C-Mn steel', *Mechanisms and Mechanics of Damage and Failure - E.c.F. II*, ed. J Petit, EMAS, UK, Vol. 2, 1995, pp.805-810.
- [17] **D.A. Davis, M.G. Vassilaros et J.P. Gudas**, 'Specimen geometry and extended crack growth effect on J-R curve characteristic for HY-130 and ASTM A533B steels.', *Elastic Plastic Fracture*, ASTM STP 803, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Vol. 2, 1983, pp.582-610
- [18] **P.H. Davies**, 'An elastic-plastic fracture mechanics study of crack initiation in 316 stainless steel', *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 803, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Vol. 2, 1983, pp.611-631.
- [19] **J.A. Joyce, E.M. Hackett et C. Roe**, 'Effect of crack depth and mode of loading on the J-R curve behavior of a high-strength steel' *Constraint Effects in Fracture*, ASTM STP 1171, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993, pp.239-263
- [20] **S.J. John et C.E. Turner**, 'Geometry independant R-curves in a titanium alloy using a normalised axis for crack growth', *Fatigue and fracture of Engineering Materials and Structures*, Vol. 13, N°2, 1990, pp.95-107.
- [21] **J. Heerens, K.H. Schwalbe et C. Nix**, 'Influence of specimen size on J-,  $J_m$ - and 05- R curves for side-grooved compact-tension specimens', *Constraint Effects in Fracture*, ASTM STP 1171, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993, pp.429-472.
- [22] **E. Roos, U. Eisele et H. Silcher**, 'Effect of stress state on the ductile fracture behavior of large-scale specimens', *Constraint Effects in Fracture*, ASTM STP 1171, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993, pp.41-63.
- [23] **G.M. Wilkowski, C.W. Marschall et M.P. Landow**, 'Extrapolation of C(T) specimen J-R curves', *Fracture Mechanics*, ASTM STP 1074, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1990, pp.56-84.
- [24] **C.W. Marschall, V. Papaspyropoulos et M.P. Landow**, 'Evaluation of attempts to predict large-crack-growth J-R curves from small-specimen Nonlinear fracture mechanics', ASTM STP 995, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Vol. 2, 1989, pp.169-190.
- [25] **G.P. Gibson, S.G. Druce et C.E. Turner**, 'Effect of specimen size and geometry on ductile crack growth resistance in a C-Mn steel', *International Journal of Fracture*, Vol. 32, 1987, pp.219-240.
- [26] **D.E. McCabe et J.D. Landes**, 'JR-curve testing of large compact specimens', ASTM STP 803, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Vol. 2, 1983, pp.353-371.

- [27] **H.A. Ernst**, 'Material resistance and instability beyond J-controlled crack growth', Elastic-Plastic Fracture, ASTM STP 803, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, Vol. 1, 1983, pp.181-213.
- [28] **P. De Roo, B. Marandet, G. Phelippeau et G. Rousselier**, 'Effect of specimen dimensions on critical J-value at the onset of crack extension', Fracture Mechanics, ASTM STP 833, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1984, pp.606-621.
- [29] **H.G. Pisarski**, 'Influence of thickness on critical crack opening displacement (COD) and J values', International Journal of Fracture, Vol. 17, N°4, 1981, pp.427-440.
- [30] **M.R. Etemad et C.E. Turner**, 'An experimental investigation of slow stable crack growth using HY130 steel', Journal of Strain Analysis, Vol. 102, 1987, pp.251-270.
- [31] **M.G. Vassilaros, J.A. Joyce et J.P. Gudas**, 'Effect of specimen geometry on the J-R curve for ASTM A533B steel', Fracture Mechanics, ASTM STP 700, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1980, pp.251-270.
- [32] **J.R. Rice et D.M. Tracey**, 'On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields', Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, 1969, pp.201-217.
- [33] **U. Eisele, E. Roos, M. Seidenfuss et H. Silcher**, 'Determination of J-integral-based crack resistance curves and initiation values for the assessment of crack large-scale specimens', Fracture Mechanics, ASTM STP 1131, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1992, pp.37-59.
- [34] **C. Betegon, C. Rodriguez et F.J. Belzunce**, 'Crack size dependence of the ductile fracture behaviour of a high strength steel', Mechanisms and Mechanics of Damage and Failure E.c.F. II, ed. J Petit, EMAS, UK, Vol. 2, 1995, pp.831-836.
- [35] **A.S. Kim, J. Besson, et A. Pineau**, "Global and local approaches to fracture normal to interfaces," International Journal of Solids and Structures, vol. 36, Avr. 1999, pp. 1845-1864.
- [36] **M. Williams**, "On the stress distribution at the base of a stationary crack," Journal Applied Mechanics, vol. 24, 1957, pp. 109-114.
- [37] **L. Bauvineau**, "Approche locale de la rupture ductile: Application à un acier carbone-manganèse," Rapport de Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.
- [38] **P. Leever et J. Radon**, "Inherent stress biaxiality in various fracture specimen geometries," International Journal of Fracture, vol. 19, Jun. 1982, pp. 311-325.
- [39] **L. Sham**, "the determination of the elastic T - Term using higher order weight function," International Journal of Fracture, vol. 48, Mar. 1991, pp. 81-102.



- [40] **A. Kfour**, "Some evaluations of the T-term using Eshelby's method," *International Journal of Fracture*, vol. 30, Avr. 1986, pp. 301-315.
- [41] **T. Nakamura** et **D. Parks**, "Determination of elastic T-stress along 3D cracks fronts using an interaction integral," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 29, Aoû, 1992, pp. 1597-1611.
- [42] **J.W. Hutchinson**, "Singular behaviour at the end of a tensile crack in a hardening material," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 16, Jan. 1968, pp. 13-31.
- [43] **N. Odowd** et **C. Shih**, "Family of crack tip fields characterised by triaxiality parameter  $I$  &  $II$ ," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 40, Jul. 1992, pp. 939-963.
- [44] **J.c. Newman**, **M.A. James**, et **U. Zerbst**, "A review of the CTOA/CTOD fracture criterion," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 70, Sep. 2002, pp. 371-385.
- [45] **D. Dawickle**, **J. Newman**, et **C. Bigelow**, "Three-dimensional CTOA and constraint effects during stable tearing in a thin-sheet material," *ASTM STP*, vol. 1256, Avr. 1995, pp. 223-242.
- [46] **D. Dawickle** et **M. Sutton**, "CTOA and crack tunneling measurements in thin sheet 2024-T3 aluminum alloy," *Experimental Mechanics*, vol. 34, Déc. 1994, pp. 357-368.
- [47] **S. Mahmoud** et **K. Lease**, "The effect of specimen thickness on the experimental characterization of critical crack-tip-opening angle in 2024-T351 aluminum alloy," *Engineering Fracture Mechanics*, vol.70, Fév. 2003, pp. 443-456.
- [48] **D. Dawickle**, **M. Sutton**, **J. Newman**, et **C. Bigelow**, "Measurement and analysis of critical CTOA for an aluminum alloy sheet," *ASTM STP*, vol. 25, Aoû, 1999, pp. 358-379.
- [49] **A.S. Gullerud**, **RH. Dodds Jr.**, **RW. Hampton**, et **D.S. Dawicke**, "Three-dimensional modeling of ductile crack growth in thin sheet metals: computational aspects and validation," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 63, Jul. 1999, pp. 347-374.
- [50] **M. James** et **J. Newman**, "The effect of crack tunneling on crack growth: experiments and CTOA analyses," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 70, Fév. 2003, pp. 457-468.
- [51] **A. Gurson**, "Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: part 1. Yield criteria and flow rules for porous ductile media," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 99, Jan. 1977, pp. 2-15.
- [52] **A. Imad**, **J. Wilsius**, **M.N. Abdelaziz**, et **G. Mesmacque**, "Experiments and numerical approaches to ductile tearing in an 2024-T351 aluminium alloy," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 45, Nov. 2003, pp. 1849-1861.
- [53] **F. Mudry**, *Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés*, Compiègne: université de technologie de Compiègne, 1982.

- [54] **Y. Huang**, "Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields," Division of Applied Science Harvard University, 1989.
- [55] **BEREMIN, F. M.**, 1981, Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel, *Metal Trans. A.*, vol.12A, pp 723-731.
- [56] **MARINI, B. et al**, 1985, Experimental study of cavity growth in ductile rupture, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 22, N°6, pp 989-996.
- [58] **SHIY, W. et al**, 1992, The effect of stress state on the ductility and the critical extent of void growth in nodular cast iron, *Materials Science and Engineering*, vol. A 149, pp 192-202.
- [59] **SHICHUN, W. et al**, 1992, Microvoid growth in metals during plastic deformation, *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 35, pp 627-631.
- [60] **WILSUS, J.**, 1999, Etude expérimentale et numérique de la déchirure ductile basée sur des approches locales en mécanique de la rupture, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [61] **P.HORNET, C.ERIPRET**, 1991, Simulation numérique du comportement à rupture d'un joint soudé fissuré en acier inoxydable, Rapport interne, EDF.
- [62] **FRAMASOFT**, 1990, Mécanique de la rupture 2D-3D, Approche globale- Approche locale, Rapport CSS / L.NT/ 90.4009- Rév .A.
- [63] **E. Geney**, Etude expérimentale et modélisation par approche locale de la rupture ductile de trois aciers inoxydables austénitiques et d'un acier 16MND5, Thèse de doctorat, U.S.T.L., Septembre 1998.
- [64] **A. ALRASSIS**, Contribution à l'étude de la déchirure ductile à chaud dans les joints soudés et modélisation numérique en approche globale et en approche locale, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
- [65] **P. RAPHAEL**, Etude micromécanique et caractérisation expérimentale du comportement et de l'endommagement de l'acier de cuve 16MND5 à basses températures, Thèse de doctorat Mécaniques et matériaux, ENSAM, 2004.
- [66] **BILGER, N.**, 2003, Etude micromécanique de l'effet d'amas d'inclusions sur la transition fragile-ductile d'aciers nucléaires. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (LMS).
- [67] **M.F. Kanninen, E.F. Rybicki, R.B. Stonesifer, D. Broek, A.R. Rosenfield, .C.W. Marschall et G.T. Hahn**, 'Elastic-Plastic Fracture Mechanics for Two-Dimensional Stable Crack Growth and Instability Problems', *Elastic-Plastic Fracture*, ASTM STP 668, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1979, pp.121-150.

- [68] **Q.S. N'Guyen**, 'Méthodes énergétiques en mécanique de la rupture', *Journal de Mécanique*, Vol.19, N°2, 1980, pp.363-386.
- [69] **A.A. Griffith**, 'The phenomena of rupture and flow in solids', *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. A221, 1920, pp.163-198.
- [70] **J.R. Rice, W.J. Drugan et T-L. Sham**, 'Elastic-plastic analysis of growing cracks', *Fracture Mechanics, ASTM STP 700*, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1980, pp.189-221.
- [71] **C.E. Turner.**, 'A Re-Assessment of Ductile Tearing Resistance, Part I : The Geometry Dependence of J-R Curves in Fully Plastic bending. Part II : Energy Dissipation Rate and Associated R-Curves on Normalized Axes', *Fracture Behaviour and Design of Materials and Structures, ECF 8*, Ed. D. Firrao, Vol. 2, EMAS, Warley, UK, 1990, pp. 933-949, 951-968.
- [72] **O. Kolednik**, 'On the Physical Meaning of the J- $\Delta$ a-Curves', *Engineering Fracture Mechanics*, Vol.38, N°6, 1991, pp.403-412.
- [73] **C.E. Turner et O. Kolednik**, 'Application of Energy Dissipation Rate Arguments to Stable Crack Growth', *Fatigue and Fracture Engineering Materials and Structures*, Vol.17, N°10, 1994, pp.1109-1127.
- [74] **D. Memhard, W. Brocks et S. Fricke**, 'Characterization of Ductile Tearing Resistance by Energy Dissipation Rate', *Fatigue and Fracture Engineering Materials and Structures*, Vol.16, N°10, 1993, pp.1109-1124.
- [75] **T.J. Watson et M.I. Jolles**, 'Plastic Energy Dissipation as a Parameter to Characterize Crack Growth', *Fracture Mechanics : Seventeenth Volume, ASTM STP 905*, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1986, pp.542-555.
- [76] **D. Memhard, W. Brocks et S. Fricke**, 'Characterization of Ductile Tearing Resistance by Energy Dissipation Rate', *Structural Integrity : Experiments-Models-Applications, ECF 10*, Ed. D. Firrao, Vol. 1, EMAS, Warley, UK, 1994, pp.149-158.
- [77] **A.G. Atkins, Z. Chen et B. Cotterell**, 'The essential work of fracture and J<sub>R</sub> curves for the double cantilever beam specimen : an examination of elastoplastic crack propagation', *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. A 454, 1998, pp.815-833.
- [78] **A.A. Wells**, 'Unstable crack propagation in metals : cleavage and fast fracture', *Proceedings of the crack propagation symposium*, Vol. 1, papier N°84, 1961.
- [79] **J.E. Rice**, 'A path independent integral and the approximate analysis of strain concentrations by notches and cracks', *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 35, 1968, pp. 379-386.

- [80] **C.F. Shih**, 'Relationship between the J-integral and the Crack Opening Displacement for stationary and extending cracks', *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 29, pp. 305-326, 1981.
- [81] **J.N. Robinson et A.S. Tetelman**, 'Measurement of  $K_{Ic}$  on small specimens using critical crack tip opening displacement', *Fracture toughness and slow-stable cracking*, ASTM STP 559, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 139-158, 1974.
- [82] **J.C. Lautridou et A. Pineau**, 'Crack initiation and stable crack growth resistance in A508 steels in relation to inclusion distribution', *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 15, N°2, pp.55-71, 1981.
- [83] **D. Broek**, 'Correlation between stretched zone size and fracture toughness', *Engineering Fracture Mechanics*, Vol.6, pp. 173-181, 1974.
- [84] **J.N. Kass, J.A. Begley et H. Andrejasik**, 'Crack initiation and growth in plane strain, fully plastic zircaloy', *Journal of testing and evaluation*, JTEVA, vol. 2, N°4, pp. 304-316, 1974.
- [85] **A. Otsuka, T. Miyata, S. Nishimura et Y. Kashiwagi**, 'Crack initiation from a sharp notch and stretched zone', *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 7, pp. 419-428, 1975.
- [86] **A.J. Krasowsky et V.A. Vainshtok**, 'On a relationship between stretched zone parameters and fracture toughness of ductile structural steels', *International Journal of Fracture*, Vol. 17, N° 6, pp. 579-592, 1981.
- [87] **O. Kolednik et H.P. Stüwe**, 'A proposal for estimating the slope of the blunting line', *International Journal of Fracture*, Vol. 33, pp. R63-R66, 1987.
- [88] **Norme AFNOR NF A 03-183**, 'Mécanique de la Rupture : Détermination à partir de la courbe J- $\Delta a$  des valeurs conventionnelles  $J_0$  et  $dJ/da$ , caractéristiques de la résistance à la déchirure ductile', Juin 1987.
- [89] **O. Kolednik et H.P. Stüwe**, 'An extensive analysis of a  $J_{Ic}$ -test', *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 24, N°2, pp.277-290, 1986.
- [90] **K.F. Amouzouvi et M.N. Bassim**, 'Determination of fracture toughness from stretched zone width measurement in predeformed AISI type 4340 steel', *Materials Science and Engineering*, Vol. 55, pp. 257-262, 1982.
- [91] **K.W. Carlson et J.A. Williams**, 'A more basic approach to the analysis of multiplespecimen R-curves for determination of  $J_c$ ', *Fracture Mechanics*, ASTM STP 743, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp.503-524, 1981.

- [92] **U. Eisele et E. Roos**, 'Evaluation of different fracture-mechanical J-integral initiation values with regard to their usability in the safety assessment of components', Nuclear Engineering and Design, Vol.130, 1990, pp.237-247.
- [93] **E. Roos, U. Eisele et H. Silcher**, 'Effect of stress state on the ductile fracture behavior of large-scale specimens', Constraint Effects in Fracture, ASTM STP 1171, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993, pp.41-63.
- [94] **Q.S. N'Guyen**, 'Méthodes énergétiques en mécanique de la rupture', Journal de Mécanique, Vol.19, N°2, 1980, pp.363-386.
- [95] **C.E. Turner.**, 'A Re-Assessment of Ductile Tearing Resistance, Part I : The Geometry Dependence of J-R Curves in Fully Plastic bending. Part II : Energy Dissipation Rate and Associated R-Curves on Normalized Axes', Fracture Behaviour and Design of Materials and Structures, ECF 8 , Ed. D. Firrao, Vol. 2, EMAS, Warley, UK, 1990, pp. 933-949, 951-968.
- [96] **S. Marie**, 'Approche Energétique de la Déchirure Ductile', These doctorat, Ecole nationale superieure de la mecanique et d'aérotechnique,1998.
- [97] **J.R. Rice et D.M. Tracey**, 'On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields', Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, 1969, pp.201-217.
- [98] **A.U. de Konig**, 'A contribution to the analysis of quasi-static crack growth', Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Fracture, Vol. 3A, pp. 25-31, 1978.
- [99] **W.Y. Yan, G.X. Shan, O. Kolednik, et F.D. Fisher**, 'A numerical simulation of the crack growth in a smooth CT specimen', to be published in Third International Conference on Fracture & Strength of Solids, Hongkong, 1997.
- [100] **J.R. Rice**, 'An examination of the fracture mechanics energy balance from the point of view of continuum mechanics', ICF 1, Sendai, Japan, Vol. 1, 1966, pp. 309-337.
- [101] **B. BOUCHOUICHA**, Contribution à l'étude de la déchirure ductile et de la propagation des fissures en fatigue dans les joints soudés, Thèse de doctorat, Université djillali liabes-sba, 2007.
- [102] **A. ALRASSIS**, Contribution à l'étude de la déchirure ductile à chaud dans les joints soudés et modélisation numérique en approche globale et en approche locale, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
- [103] **J.R. Rice et D.M. Tracey**, On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, 1969, pp.201-217.

- [104] **ASTM**, Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials, Determination of Fracture Toughness, E399-90, 1990.
- [105] **J.E. Rice**, 'A path independent integral and the approximate analysis of strain concentrations by notches and cracks', Journal of Applied Mechanics, Vol. 35, 1968, pp. 379-386.
- [106] **T. Jagadeep**, Computational Study of Crack Propagation in an INCONEL 718 Compact-Tension Specimen, MEG 795 Project-II, Department of Mechanical Engineering University of Nevada, Las Vegas.
- [107] **ASTM**, Standard test method for  $J_{Ic}$ , a measure of fracture toughness ASTM Standard, E813-89, 1989.
- [108] **J. WILSUS**, Etude expérimentale et numérique de la déchirure ductile basée sur des approches locales en mécanique de la rupture, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1999.
- [109] **S. Marie**, Approche Energétique de la Déchirure Ductile, Thèse doctorat, Ecole nationale supérieure de la mécanique et d'aérotechnique, 1998.
- [110] **F. Bellache**, Etude de la rupture ductile des matériaux (modèle GTN), mémoire de magister, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [111] **O. ANSART, F. AVRILLAS, E. KREMER, I. NIANG, K. ZANNIR**, Apprentissage du crash sur Abaqus, Projet scolaire, Université du Maine, 2004/2005.
- [112] Document, Gurson Model for Ductile Fracture, p82-108