



**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès**

**Faculté de Technologie**  
**Département de Génie Mécanique**  
**Laboratoire des Matériaux et Systèmes Réactifs**

**THESE**

**Présentée pour l'obtention du Diplôme de Doctorat 3ème cycle**

**Par:**

**CHERIEF Mohammed Nadhir Djamel Eddine**

**Spécialité : Génie Mécanique**

**Option : mécanique et conception des systèmes**

**Intitulé de la thèse**

**ETUDE DU COMPORTEMENT ET DE LA  
RESISTANCE A L'IMPACT DU POLYETHYLENE A  
HAUTE DENSITE (PEHD).**

**Composition de jury :**

Mr. MAZARI Mohamed	Professeur	Président	Univ. Sidi Bel Abbès
Mr. BENGUEDIAB Mohamed	Professeur	Directeur de thèse	Univ. Sidi Bel Abbès
Mr. NAIT-ABDELAZIZ Moussa	Professeur	Co-Directeur de thèse	Polytech'Lille (France)
Mr. BOUCHOUICHA Benattou	Professeur	Examineur	Univ. Sidi Bel Abbès
Mr. BOURAOUI Chokri	Professeur	Examineur	ENI Sousse (Tunisie)
Mr. DJEBLI Abdelkader	MCA	Examineur	Univ. Mascara

**ANNEE UNIVERSITAIRE 2017-2018**

# Remerciements

*Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire de Matériaux et des systèmes réactifs (Université Djilali Liabes de Sidi Bel Abbes).*

*Un grand merci à mon directeur de thèse, le professeur Mohamed BENGUEDIAB, qui m'a beaucoup appris, à travers ses expériences, le principe de fonctionnement du monde de la recherche et de l'enseignement supérieur.*

*Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse le professeur Moussa NAIT-ABDE-LAZIZ de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire de recherche durant l'année universitaire 2016/2017 et pour sa gentillesse et son soutien lors de mon arrivée.*

*Professeur Fahmi ZAIRI, je le remercie et je retiendrai sa grande disponibilité surtout pendant les moments de doute et de grandes difficultés et pour tout le temps passé à discuter, à réfléchir et à m'instruire.*

*Je voudrais vivement remercier Jean-Michel GLOAGUEN pour le soutien apporté surtout pendant la phase expérimentale de mon travail et pour ses remarques pertinentes.*

*Je tiens à remercier sincèrement les membres de mon jury qui m'ont fait l'honneur d'avoir accepté de juger ce travail. Merci donc à Monsieur Mohamed MAZARI de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, Messieurs BOUCHOUICHA Benattou, BOURAOUI Chokri, DJEBLI Abdelkader d'avoir examiné mon travail.*

*Je remercie tous mes collègues du Laboratoire de Matériaux et des systèmes réactifs, plus particulièrement : Abdelmadjid, Mossaab, Mustapha, Mohammed, Abdelwaheb, Zine El Abidine. Je souhaite également faire part de ma reconnaissance aux doctorants du Laboratoire Mécanique de Lille, notamment Hamza LAMNII, Christian KAMDEM, Amile DEROUICHE pour leur accueil chaleureux et leur aide.*

*Merci Ismahane pour ton aide.*

*Je remercie le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique d'avoir financé mon stage de finalisation de thèse pendant 9 mois.*

*J'exprime ma profonde gratitude au Vice Rectorat des Relations Extérieures de l'université Djilali Liabes de Sidi Bel Abbes et au consulat général d'Algérie à Lille pour m'avoir facilité les procédures administratives.*

*Enfin, je remercie toute ma famille pour avoir toujours été présent à mes côtés durant toutes ces années, plus particulièrement ma mère pour son très précieux soutien et encouragement.*



## Sommaire

<b>Liste des figures .....</b>	<b>VI</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>VIII</b>
<b>I Chapitre I.....</b>	<b>1</b>
I.1 Introduction .....	2
I.2 Petit historique industriel .....	3
I.3 Généralité sur les polymères .....	4
I.3.1 Définition .....	4
I.4 Classification des polymères .....	6
I.4.1 Classification suivant l'origine.....	6
I.4.2 Classification en fonction de l'architecture.....	6
I.4.3 Classification suivant les propriétés .....	6
I.5 Les polymères semi-cristallins .....	7
I.5.1 Morphologie et microstructure et des polymères semi-cristallins .....	7
I.5.2 Morphologie et microstructure du PE .....	9
I.5.3 Micro mécanismes de déformation et d'endommagement .....	11
I.5.3.a La phase amorphe.....	11
I.5.3.b La phase cristalline.....	12
I.5.3.c Les sphérolites :.....	13
I.5.4 Micromécanismes d'endommagement.....	15
I.6 Réponse mécanique en grandes déformations .....	16
I.6.1 Loi de comportement .....	16
I.7 Modélisation du comportement mécanique prenant en compte l'endommagement.....	20
I.7.1 Endommagement par cavitation.....	20
I.7.2 Les mécanismes microscopiques d'endommagement .....	21
I.7.2.a Germination des cavités .....	21
I.7.2.b Croissance des cavités .....	22
I.7.2.c Coalescence des cavités .....	22
I.7.3 Couplage endommagement/comportement.....	23
I.7.4 Présentation de quelques modèles micromécaniques d'endommagement ...	24
I.7.4.a Modèles sans couplage.....	24
I.7.4.b Modèles avec couplage .....	25
I.8 Mécanique de la rupture .....	27
I.8.1 Généralités.....	27
I.8.2 Transition ductile-fragile du PE .....	27
I.8.3 Mécanique linéaire élastique de la rupture.....	28

I.8.3.a	Champ de contraintes en bout de fissure.....	28
I.8.3.b	Approche énergétique de la rupture .....	30
I.8.3.c	Évaluation du taux de relâchement de l'énergie de déformation élastique ....	32
	I.8.4 Modèles d'analyse de la rupture .....	33
I.8.4.a	Rupture fragile (Modèle de Tuner et Williams).....	33
I.8.4.b	Rupture semi-ductile (Modèle de Vu-Khanh et De Charentenay).....	34
I.8.4.c	Concept de l'intégrale J :.....	36
I.8.4.a	Modèle de Mai .....	36
I.8.4.b	Modèle de Vu-Khanh .....	38
<b>II</b>	<b>Chapitre II...</b> .....	<b>41</b>
II.1	Introduction .....	42
II.2	Matériaux et méthodes expérimentales : .....	44
II.2.1	Caractéristiques du matériau .....	44
II.2.2	Géométries de l'éprouvette .....	44
II.2.3	Analyse et méthodologie.....	45
II.3	Résultats et discussions .....	46
II.4	Conclusion.....	56
<b>III</b>	<b>Chapitre III.....</b> .....	<b>57</b>
III.1	Introduction .....	58
III.2	Modélisation du comportement et l'endommagement par la cellule unitaire ..	59
III.3	Modélisation du comportement et l'endommagement par le modèle GTN.....	64
III.4	Résultats .....	66
III.5	CONCLUSIONS.....	73
<b>IV</b>	<b>Chapitre IV.....</b> .....	<b>75</b>
IV.1	Introduction .....	76
IV.2	Approche expérimentale : .....	77
IV.3	Protocole expérimental.....	77
IV.4	Méthodes de dépouillement des résultats.....	78
IV.5	Les résultats expérimentaux :.....	80
IV.5.1	Effet de la vitesse de déformation : .....	80
IV.5.2	Effet de la température : .....	83
IV.6	Modélisation :.....	85
IV.6.1	Formulation du modèle : .....	85
IV.6.2	Cinématique du modèle :.....	85
IV.6.3	Equations Constitutives :.....	88
IV.6.3.a	Resistance Intermoléculaire: .....	88
IV.6.3.b	Résistance Network :.....	90

IV.6.4 Confrontation des résultats du model simulés et résultats expérimentaux	92
IV.7 Mémoire de forme .....	95
IV.8 Conclusion.....	98
<b>Conclusions et perspectives .....</b>	<b>99</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>103</b>

## Liste des figures

Figure I-1 Schématisation de la structure des polymères (amorphe) à différentes échelles : (a) constitution d'un segment de chaîne, (b) macromolécule, (c) enchevêtrements macromoléculaires, (d) structure macroscopique homogène et isotrope. ....	4
Figure I-2 Schématisation de l'organisation en lamelles cristallines des polymères semi-cristallins. ....	5
Figure I-3 arrangement des chaînes : a) micelles frangées, b) et c) repliements successifs serrés et désordonnés .....	7
Figure I-4 Représentation multi-échelle de la morphologie microstructurale des polymères semi-cristallins. A) chaîne macromoléculaire, b et c) couches de phase cristalline-phase amorphe, d) sphérolites. ....	8
Figure I-5 Evolution des morphologies cristallines a) sphérolites sphériques, b) sphérolites aplatis en forme d'ellipsoïde, c) disques en forme de gerbes, d et e) cylindrites. ....	9
Figure I-6 Processus d'obtention du PE.....	9
Figure I-7 Structure des différents PE : (a) PEHD, (b) PEBD et (c) PEBDL .....	10
Figure I-8 a) Maille élémentaire du PE, b) configuration du PE.....	10
Figure I-9 Mécanismes de déformation de la phase amorphe dans les polymères semi cristallins.....	12
Figure I-10 Mécanismes de déformation d'une structure semi-cristalline (a) état non déformé, (b) extension des molécules de liaison et basculement des chaînes à l'intérieur des lamelles, (c) fragmentation des lamelles en blocs plus petits, (d) alignement des blocs selon la direction d'étirage. ....	13
Figure I-11 Glissement parallèle (a) et perpendiculaire (b) aux chaînes macromoléculaires [15].....	13
Figure I-12 Réponse d'un sphérolite à des sollicitations de traction uniaxiales :(a) équatoriales, (b) et(d)diagonales, (c) polaires des sphérolites .....	14
Figure I-13 Micromécanismes de création de microcavités dans un polymère semi-cristallin.....	16
Figure I-14 Schéma de formation de craquelures dans le polyéthylène, et observation des défauts microstructuraux par MEB dans le PEHD .....	17
Figure I-15 Comparaison des propriétés mécaniques du PE par rapport à une sélection de polymères : (a) réponse contrainte-déformation et (b) rapport limite d'élasticité/module d'Young.....	18
Figure I-16 Influence de la température sur la loi de comportement du PEHD déformé en traction : (a) résultats de Hobeika et (b) résultats de Hillmansen .....	19
Figure I-17 Influence de la vitesse de déformation (à la température ambiante) sur la loi de comportement du PEHD déformé en traction : (a) résultats de Hobeika et (b) résultats de Hillmansen .....	19
Figure I-18 Germination de l'inclusion par : a) rupture ; b) décohésion inclusion/matrice.....	21
Figure I-19 (a) Cavitation localisée dans la phase amorphe d'une lamelle cristalline : (1) Phase cristalline, (2') Phase amorphe libre, (2'') Phase amorphe confinée. (b) Cavités observées dans le PEHD .....	21
Figure I-20 Croissance des cavités.....	22
Figure I-21 Coalescence des cavités .....	23
Figure I-22 Réponse schématique d'une éprouvette à un essai de traction uniaxiale .....	23
Figure I-23 Evolution de la fraction volumique de cavités d'après le modèle GTN.....	26
Figure I-24 Courbe de durée de vie du PE.....	28
Figure I-25 Champ de contraintes au voisinage d'une fissure.....	29
Figure I-26 Distribution de la contrainte maximale au bout de la fissure et la forme correspondante de la zone plastique. ....	29
Figure I-27 Force fictive G sur le front de la fissure.....	31
Figure I-28 Allure de la charge appliquée en fonction du déplacement pour un comportement linéaire élastique .....	32
Figure I-29 Schéma d'une surface de rupture présentant une rupture complètement fragile après le stade de propagation stable ( ) de la fissure.....	34
Figure I-30 Représentation de l'ensemble du processus de rupture des polymères ductiles .....	37
Figure I-31 Zones du processus de rupture, (a) pour un polymère fragile et (b) pour un polymère ductile .....	37
Figure II-1 Géométrie de l'éprouvette SENB .....	44
Figure II-2 Schéma illustrant le mouton pendulaire Charpy. ....	45
Figure II-3 Mesure de l'énergie à partir d'une courbe charge – déplacement .....	47
Figure II-4 Variation de l'énergie en fonction de la longueur de fissure [8].....	47
Figure II-5 Observations de la surface de rupture de l'éprouvette SENB : (a) photographie macro de la pointe de fissure et (b) zooms sur différentes zones [8].....	48
Figure II-6 Photographie macro du faciès de rupture d'une éprouvette SENB impactée [8].....	49
Figure II-7 Variation de l'énergie pour la propagation instable (fragile) [8] .....	50

Figure II-8 Faciès de rupture d'une éprouvette SENB impactée. ....	50
Figure II-9 Variation de l'énergie pour la propagation stable (ductile) [8].....	51
Figure II-10 le facteur géométrique en fonction du rapport $a/W$ .....	52
Figure II-11 Variation de l'énergie par unité de surface en fonction du rapport $a/W$ .....	53
Figure II-12 Variation de l'énergie par unité de surface en fonction du rapport $a/W$ .....	54
Figure III-1 Modélisation micromécanique à partir de cellules unitaires et approximation 2D.....	59
Figure III-2 Chargement de la cellule unitaire.....	60
Figure III-3 Maillages utilisés pour la cellule unitaire.....	66
Figure III-4 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 1\%$ .....	67
Figure III-5 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 5\%$ .....	67
Figure III-6 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 10\%$ .....	68
Figure III-7 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 1\%$ .....	69
Figure III-8 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 5\%$ .....	69
Figure III-9 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour $f_0 = 10\%$ .....	70
Figure III-10 Contrainte équivalente critique en fonction de la triaxialité.....	71
Figure III-11 Déformation équivalente critique en fonction de la triaxialité.....	71
Figure III-12 Fraction volumique critique en fonction de la triaxialité.....	72
Figure IV-1 Dispositif de l'essai de compression uniaxiale avec le four.....	78
Figure IV-2 Schéma du cycle thermomécanique.....	78
Figure IV-3 (a) avant un essai, (b) après un essai de compression uniaxiale.....	79
Figure IV-4 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 25°C... 80	80
Figure IV-5 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 60°C... 80	80
Figure IV-6 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 90°C... 81	81
Figure IV-7 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 120°C. 81	81
Figure IV-8 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 160°C. 82	82
Figure IV-9 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ 83	83
Figure IV-10 Courbe contrainte vraie-déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 83	83
Figure IV-11 Courbe contrainte vraie-déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 84	84
Figure IV-12 Représentation rhéologique du modèle.....	85
Figure IV-13 Décomposition multiplicative de la déformation thermomécanique.....	85
Figure IV-14 Comparaison des courbes contrainte vraie-déformation vraie expérimentales et simulées pour une vitesse de déformation de $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)... 93	93
Figure IV-15 Comparaison des courbes contrainte vraie - déformation vraie expérimentales et simulées pour une vitesse de déformation de $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)... 93	93
Figure IV-16 Comparaison des courbes contrainte vraie - déformation vraie expérimentales et simulées pour une vitesse de déformation de $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)... 94	94
Figure IV-17 Comparaison des courbes contrainte vraie - déformation vraie expérimentales et simulées pour une température de 160°C. Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)..... 94	94
Figure IV-18 fluage à contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)..... 96	96
Figure IV-19 fluage à contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)..... 96	96
Figure IV-20 fluage à contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)..... 97	97



## Introduction

Dans les dernières décennies, l'utilisation des matériaux polymères augmente d'une manière significative, spécialement les pipes de distribution des fluides sous pression. Par conséquence, ce matériau plastique requiert l'utilisation d'une nouvelle méthodologie d'analyse afin d'évaluer la résistance de ce type de matériau aux différents chargements. C'est pourquoi l'étude du comportement de ces matériaux suscite actuellement un grand intérêt dans le monde de la recherche. Le comportement mécanique des polymères est influencé essentiellement par deux paramètres qui sont le temps et la température. En effet, à cause de leur structure en longues chaînes moléculaires, ils sont fortement viscoélastiques. Les mouvements moléculaires sont influencés par la température. Selon la vitesse de déformation et la température, un polymère peut avoir un comportement de type fragile ou de type ductile. Les basses températures et les grandes vitesses de déformation élèvent la contrainte du seuil d'écoulement, induisant ainsi un comportement de type fragile. A l'inverse, les températures élevées et les faibles vitesses de déformation conduisent à un comportement de type ductile. Le PEHD présente une faible résistance à la rupture et il est moins rigide comparé aux matériaux ferreux, ces deux caractéristiques sont partiellement compensés par son faible poids. Tous les aspects des chaînes macromoléculaires par exemple ; masses molaires moyennes, le contenu en monomère, les ramifications, sont des caractéristiques importantes qui influent profondément sur les propriétés mécaniques et rhéologiques des polymères en particulier. Les polymères semi cristallins sont hétérogènes et compressibles à l'état solide. Donc, l'effet de la microstructure sur les propriétés mécaniques est lié aux paramètres de perturbations, à savoir les craquelures et les fissures, tandis que dans l'état caoutchoutique, les homopolymères sont incompréhensibles et homogènes. D'autre part, les deux types de chargement ; statique et dynamique, sont capables de provoquer une rupture fragile entraînant la propagation d'une manière instable, soit jusqu'à atteindre une longueur de fissure critique pour une rupture fragile, ou jusqu'à ce que la contrainte sur la section nette est suffisamment élevée pour une rupture ductile.

De ce fait, ce manuscrit est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre est axé sur une bibliographie des matériaux polymères afin de les présenter et de les classer selon leur microstructure et leur mise en œuvre. Ce chapitre est complété par une partie consacrée aux modes et mécanismes de rupture des polymères ainsi que l'étude de la mécanique de la rupture et son application aux thermoplastiques.

Dans le second chapitre, le comportement à la rupture d'un polyéthylène à haute densité de matériaux (PEHD) a été étudiée expérimentalement par des essais d'impact sur des éprouvettes entaillées (SENB) et analytiquement en utilisant les critères énergétique de rupture.

En outre, un examen des principaux critères de rupture est donné afin de caractériser la ténacité de ce polymère dans les deux cas (statique et dynamique). Enfin, pour une meilleure compréhension des mécanismes de rupture et d'endommagement, des observations microscopiques à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) ont été faites sur les faciès des éprouvettes rompues.

Le troisième chapitre présente une étude sur les effets de la porosité initiale et la triaxialité des contraintes sur la croissance et la coalescence des vides. Deux approches sont utilisées pour modéliser le volume représentatif de matériau : la première approche, la méthode de la cellule unitaire avec un vide sphérique au centre (modèle de cellule poreux) et la seconde méthode étant l'approche de la cellule unitaire contenant la même fraction de vide de volume et obéissant à la relation constitutive de Gurson-Tvergaard-Needelman (modèle GTN).

Le quatrième chapitre concerne les résultats expérimentaux obtenus pour des essais de compression en charge-décharge. Un modèle a été développé pour décrire le comportement de la partie amorphe. La simulation de la réponse en grande déformation à partir de ce modèle est comparée aux essais expérimentaux. Ces comparaisons permettent de nous rendre compte des améliorations à apporter à ce modèle et des directions à suivre pour constituer un nouveau modèle. Cette partie a été réalisée au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML) dans le cadre du programme national exceptionnel au titre de l'année universitaire 2016-2017 sous la direction de Moussa Nait-Abdelaziz et Fahmi Zairi avec un financement du ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique.



# Chapitre I

## Eléments bibliographique

## **I.1 Introduction**

Dans ce chapitre, nous présenterons un certain nombre de généralités sur les matériaux polymères ainsi que leurs caractéristiques physico-chimiques et mécaniques.

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous intéressons aux polymères semi-cristallins, une description morphologique de la microstructure de ces polymères ainsi que de leur comportement mécanique est effectuée et en particulier le polyéthylène (PE). Les divers mécanismes et processus de déformation et d'endommagement des polymères semi-cristallins sont détaillés et particulièrement le comportement du polyéthylène à haute densité (PEHD) en grande déformation sous sollicitations mécaniques. Les modes et mécanismes de rupture des polymères sont traités en utilisant les concepts de la mécanique de la rupture et son application aux thermoplastiques.

## I.2 Petit historique industriel

Les débuts de la production industrielle de pièces en matière plastique remontent au milieu du XIX<sup>ème</sup> siècle avec la fabrication d'articles de mode à base de cellulose et de caséine. Jusqu'au milieu des années 1920, d'importantes découvertes ont contribué au développement des matières plastiques. Avec l'invention de la première résine synthétique, la bakélite (résine phénolique qui durcit sous les effets de la pression et de la chaleur). Baekeland posa la première « pierre » dans le domaine de la production en grande série de pièce en matière thermodurcissables.

A cette époque, ces matières étaient essentiellement connues pour leurs intérêts en électrotechnique. Un développement remarquable surtout pour le thermoplastique, a été observé à partir de 1926 avec les travaux du chimiste allemand Staudinger. Celui-ci mit en évidence, lors de ses investigations, que les matières plastiques sont effectivement formées de longues chaînes moléculaires, appelées macromolécules. Ce concept constitue encore aujourd'hui la base scientifique de l'étude systématique des matières plastiques. Une nouvelle impulsion importante pour le développement des matières plastique survient à partir du milieu des années 1950 avec la conversion d'une matière première, le carbone, en dérivés pétrochimiques. On obtient, à partir des sous-produits, des fractions légères, dont l'éthylène. Les principaux thermoplastiques dérivés sont : Le polypropylène (PP), le polyéthylène (PE), le polystyrène (PS) et le polychlorure de vinyle (PVC) [1].

### I.3 Généralité sur les polymères

#### I.3.1 Définition

On appelle « polymère » une composition des ensembles de macromolécules de même nature chimique. Chaque macromolécule est composé de plusieurs unités de répétition identique appelée « monomères » et liées entre elle par des liaisons primaires.

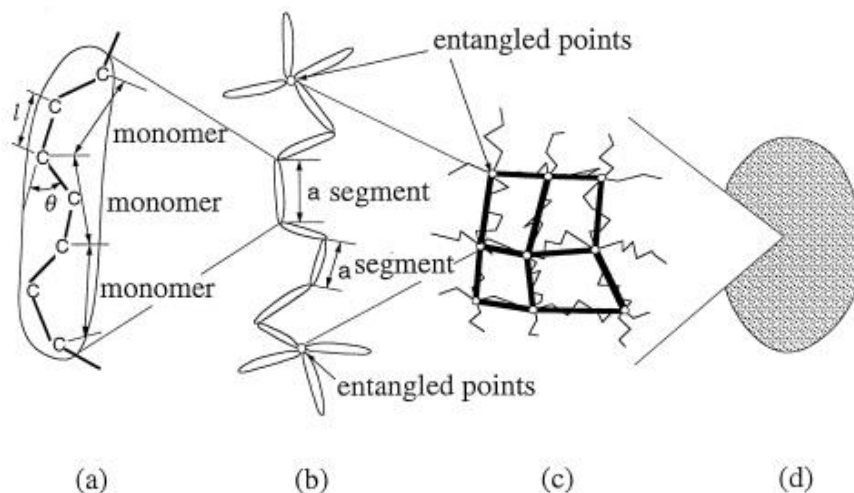


Figure I-1 Schématisation de la structure des polymères (amorphe) à différentes échelles : (a) constitution d'un segment de chaîne, (b) macromolécule, (c) enchevêtrements macromoléculaires, (d) structure macroscopique homogène et isotrope [2].

La polymérisation est la réaction chimique qui permet de passer de monomère au polymère. On parle d'homopolymère si le polymère est composé d'un même type de répétition, s'il existe plusieurs natures de monomère, il s'agit donc de copolymères. Les physiciens définissent le monomère qui contient une seule liaison capable de faire une rotation comme étant un segment élémentaire caractérisé par l'angle entre les deux segments élémentaires voisins et la longueur. (Figure I-1) [2].

La structure macromoléculaire est représentée par la disposition des atomes et des liaisons, la composition chimique de l'élément de répétition, l'ordre d'enchaînement. En général, les polymères sont formés à partir des neuf éléments chimiques suivants : l'hydrogène, le carbone, l'azote, le phosphore, le fluor, l'oxygène, le silicium, le chlore et le soufre [3]. On distingue les macromolécules ; mono, bi et tridimensionnelles selon les directions des enchaînements covalents. Les dimensions des macromolécules sont liées au nombre de liaisons établies avec leurs voisines. Le Tableau I-1 présente des exemples d'architecture de macromolécule et la structure chimique d'un monomère correspondant [3].

On dit que le polymère est amorphe si l'arrangement des chaînes macromoléculaires est entièrement désordonné. Lorsque les chaînes macromoléculaires sont partiellement ordonnées, le polymère est alors dit semi-cristallin car les polymères ne sont jamais entièrement cristallisés.

Aussi, dans un semi-cristallin, il existe une matière amorphe et une matière cristallisée [4]. Durant la cristallisation, les chaîne macromoléculaires régulières se replient et s'organisent pour former des lamelles (Figure I-2).

Désignation	Architecture des macromolécules	Exemple	Mère ou unité constitutive
Macromolécule linéaire		Polyéthylène haute densité (HDPE)	$\left( \begin{array}{cc} \text{H} & \text{H} \\   &   \\ -\text{C} & -\text{C}- \\   &   \\ \text{H} & \text{H} \end{array} \right)_n$
Homopolymère branché		Polyéthylène basse densité (LDPE)	$\left( \begin{array}{cc} \text{H} & \text{H} \\   &   \\ -\text{C} & -\text{C}- \\   &   \\ \text{H} & \text{H} \end{array} \right)_n$
Homopolymère à branches courtes		Polyéthylène linéaire de basse densité (LDPE)	$\left( \begin{array}{cc} \text{H} & \text{H} \\   &   \\ -\text{C} & -\text{C}- \\   &   \\ \text{H} & \text{H} \end{array} \right)_n$
Polymère en étoile à quatre branches		Styrène-butadiène bloc copolymère	$\left[ \text{CH}_2 - \text{CH} = \text{CH} - \text{CH}_2 - \text{CH}(\text{C}_6\text{H}_5) - \text{CH}_2 - \text{CH} \right]_n$
Polymère réticulé		Caoutchouc vulcanisé, caoutchouc naturel	$\begin{array}{c} \text{CH}_2 \\   \\ -\text{CH}_2 - \text{C} = \text{CH} - \text{CH}_2 - \end{array}$

Tableau I-1 Exemple d'architecture des macromolécules

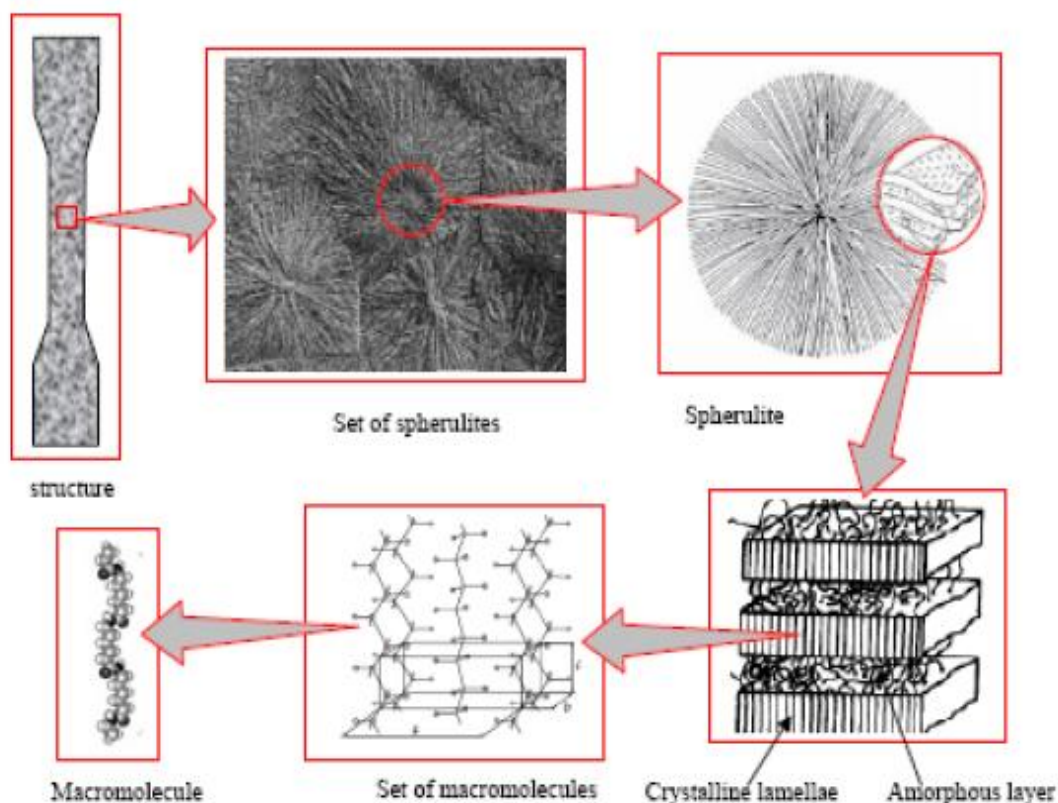


Figure I-2 Schématisation de l'organisation en lamelles cristallines des polymères semi-cristallins [4].



Généralement, la transition vitreuse est une propriété physique dépend de la présence des mouvements des chaînes moléculaires au niveau de la zone amorphe. Afin d'avoir une structure ordonnée, un polymère optimise sa stabilité thermodynamique en se cristallisant à des températures inférieures à la température de fusion  $T_f$ . Lorsque la vitesse de refroidissement est trop rapide, le polymère conserve son état caoutchoutique en dessous de  $T_f$  jusqu'à une certaine température  $T_g$ , appelé température de transition vitreuse.  $T_g$  est la température à partir de laquelle la mobilité des chaînes moléculaires n'est plus suffisante pour maintenir le système dans un état amorphe [5].

#### **I.4 Classification des polymères**

La classification des polymères peut se faire en adoptant un point de vue physique ou chimique. Ils peuvent donc être classés suivant des critères tels que : L'origine ; L'architecture ; Les propriétés du matériau [5].

##### **I.4.1 Classification suivant l'origine**

Les polymères peuvent être d'origine naturelle, artificielle ou synthétique [6]. Les polymères naturels : ils sont très nombreux et existent en état dans la nature. On les divise généralement suivant leur provenance végétale, animale ou minérale :

- Les polymères artificiels : leur constituant de base est d'origine naturelle mais ils résultent d'une transformation chimique des fonctions portées par les unités monomères :
- Les polymères synthétiques : ils sont constitués de molécules monomères qui n'existent pas dans la nature. Cependant, les structures réalisées par synthèse sont souvent proches de celles des polymères naturels.

##### **I.4.2 Classification en fonction de l'architecture**

Si cette classification est adoptée, trois types de composés peuvent alors être distingués.

- Linéaires ou monodimensionnels : l'enchaînement est dans une seule direction de l'espace.
- Bidimensionnels : les molécules linéaires peuvent être transformées en molécules 3-D par pontage.

##### **I.4.3 Classification suivant les propriétés**

Les propriétés physico-chimiques d'un polymère sont en relation directe avec sa structure. Il existe trois grandes types de polymères : Polymères thermodurcissables ; Polymères thermostables ; Élastomères.

- **Polymères thermoplastiques** : les thermoplastiques ont une structure linéaire ou ramifiée dont la cohésion est assurée grâce à des liaisons dipolaires ou des liaisons secondaires. Lorsque l'agitation thermique augmente, toutes les liaisons secondaires sont rompues facilement et le module d'élasticité et la viscosité diminuent sous l'effet de la température. La particularité des thermoplastiques est d'avoir la possibilité de subir une histoire thermomécanique (possibilité de changer la forme plusieurs fois). Les thermoplastiques peuvent être semi-cristallins ou totalement amorphes.
- **Polymères thermodurcissables** : ils sont amorphes et composés d'un réseau tridimensionnel de macromolécules solidaires par des liaisons covalentes induites par des pontages de brins de chaînes. La transformation de ces polymères est irréversible car ils ne peuvent revenir à leur état initial.
- **Les élastomères** : Les élastomères sont aussi amorphes, ils se caractérisent par leurs grands allongements réversibles. Cette grande capacité est due à la souplesse des chaînes et à la grande longueur des segments moléculaires entre deux nœuds de réticulation [7].

### I.5 Les polymères semi-cristallins

Les polymères semi-cristallins ont une ténacité très élevée qui répond à des conditions d'utilisation demandées comme l'impact ; fatigue ; fluage[8]. Parmi ces polymères, le polyéthylène à haute densité (PEHD) qui a fait l'objet de plusieurs travaux. En effet, il est considéré comme un polymère modèle pour l'étude du comportement mécanique des polymères semi-cristallins. Pour développer une loi de comportement fiable, il est nécessaire de comprendre les phénomènes microstructuraux. Dans cette partie, on s'intéressera alors à citer et à rappeler l'influence de la microstructure sur le comportement mécanique, on s'attachera particulièrement aux processus d'endommagement aux grandes déformations.

#### I.5.1 Morphologie et microstructure et des polymères semi-cristallins

Il est important de définir la microstructure et la morphologie de ces polymères afin de comprendre leur comportement mécanique. Ce type de polymères se cristallise par l'empilement réguliers des chaînes macromoléculaires les unes à côté des autres. Ces macromolécules ne

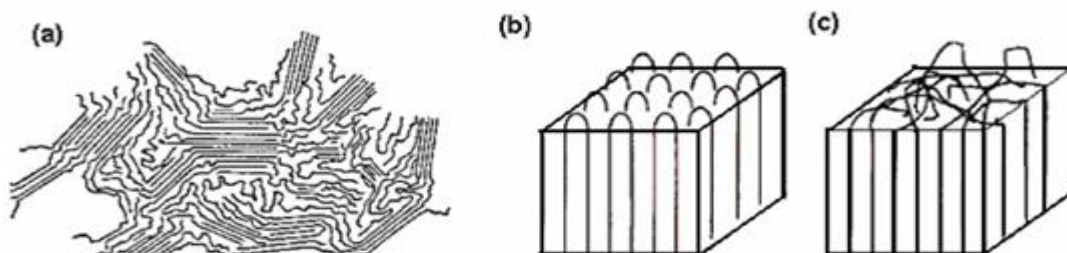


Figure I-3 arrangement des chaînes : a) micelles frangées, b) et c) repliements successifs serrés et désordonnés [9]

peuvent être entièrement régulières, donc il existe une phases amorphe et une autre cristalline [9]. Cette microstructure a été décrite suivant un modèle appelé « micelles à frange » [9], [10],[11] . D'après ce modèle, les zones cristallines sont représentées par des blocs ordonnés où les chaînes sont alignées (Figure I-3.a).

Tenant compte du repliement des chaînes macromoléculaires, il existe deux configurations extrêmes : le repliement ordonné (Figure I-3.b) et le repliement désordonné (Figure I-3.c). une même chaîne peut donc participer à la fois à la phase cristalline et à la phase amorphe dans le cas du repliement désordonné, contrairement au repliement ordonné où la chaîne participe seulement à la phase cristalline [12]. Selon Haudin et Bowden [13], [14], on peut écrire trois niveaux selon l'échelle d'observation :

Le premier niveau varie entre 0.1 à 1.0 nm où les interactions entre les segments de chaînes voisins contrôlent le comportement de la zone amorphe. Les défauts favorisent le glissement des chaînes et provoquent des augmentations de distances inter-chaînes à l'intérieur d'une cristallite.

Dans le deuxième niveau, on peut trouver des brins des chaînes seuls dans la partie amorphe et aussi des parties de chaînes appartenant à deux cristaux voisins. Ces chaînes liées déterminent la continuité du matériau (Figure I-4. b et c).

La formation de sphérolites correspond au troisième niveau (Figure I-4.d). La phase amorphe relie les lamelles cristallines dans un sphérolite. Ce dernier croître pour former une structure polygonale. La taille de ces sphérolites peut varier du micromètre au millimètre selon le processus thermique et le type de polymère [15].

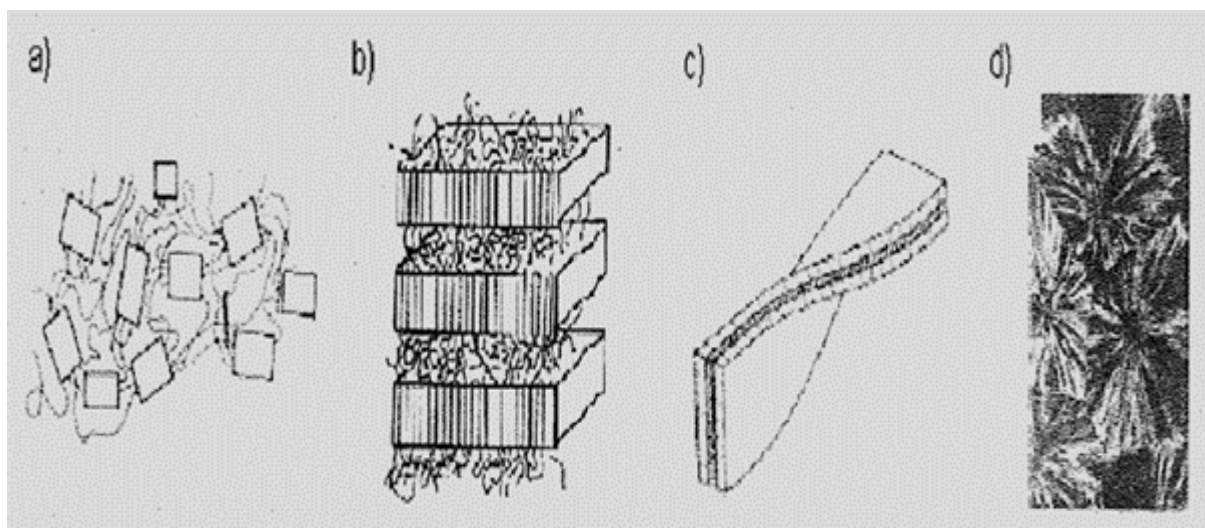


Figure I-4 Représentation multi-échelle de la morphologie microstructurale des polymères semi-cristallins. A) chaîne macromoléculaire, b et c) couches de phase cristalline-phase amorphe, d) sphérolites[15].

La morphologie cristalline est fortement influencée par les procédés de mise en forme des polymères (injection, moulage, extrusion...). On peut observer les morphologies suivantes : a) des sphérolites sphériques, b) des sphérolites aplatis en forme d'ellipsoïde, c) des disques en forme de gerbes, d) et e) des cylindrites. (Figure I-5) [13].

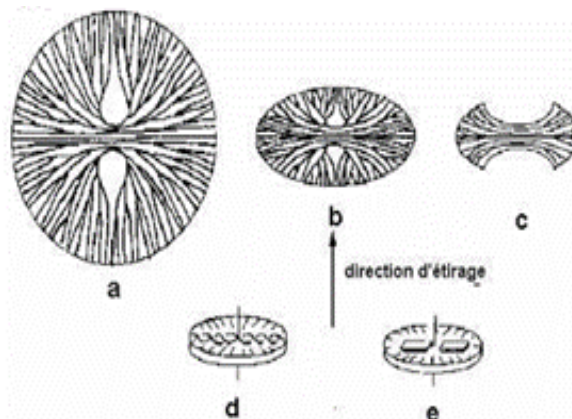


Figure I-5 Evolution des morphologies cristallines a) sphérolites sphériques, b) sphérolites aplatis en forme d'ellipsoïde, c) disques en forme de gerbes, d et e) cylindrites [13].

L'organisation des lamelles cristallines et la taille des sphérolites varient en fonction de l'histoire thermique [16], [17]. On peut obtenir une microstructure à sphérolites à des très petites tailles dans la zone de refroidissement rapide avec un faible taux de cristallinité. De la même manière le taux de cristallinité diminue quand il s'agit d'une trempe depuis l'état fondu [21]. Contrairement pour un refroidissement lent, la microstructure contient des sphérolites plus gros et le taux de cristallinité devient plus élevé [16], [18].

### I.5.2 Morphologie et microstructure du PE

Le PE est un polymères thermoplastique obtenu par polymérisation de l'éthylène ( $C_2H_4$ ) menant à des macromolécules composées de la répétition d'un monomère ( $C_2H_2-C_2H_2$ ) [19] (Figure I-6).

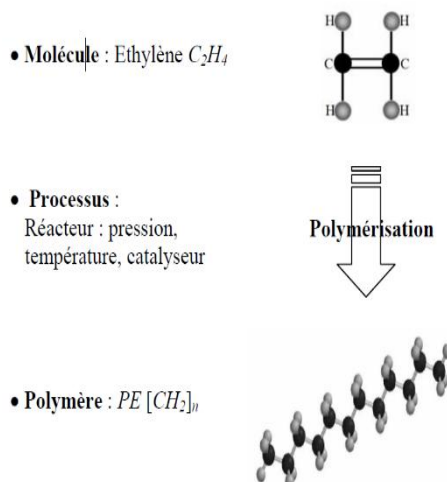


Figure I-6 Processus d'obtention du PE [19]

Il existe trois formes de PE suivant les procédés de synthèse utilisés :

- Le PEHD (Figure I-7.a), polyéthylène haute densité. il est synthétisé par le procédé Ziegler sous une faible pression. Il se présente sous la forme d'une chaîne macromoléculaire linéaire régulière. Sa masse volumique varie entre 0.935 et 0.970 g/cm<sup>3</sup>.
- Le PEBD (Figure I-7.b), polyéthylène basse densité. Il est synthétisé par une polymérisation radicalaire sous forte pression. il présente un nombre élevé de ramifications importantes (de l'ordre de 601‰ carbone) qui réduisent masse volumique (de 0.915 et 0.935 g/cm<sup>3</sup>).
- Le PEBDL (Figure I-7.c), polyéthylène basse densité linéaire, obtenu sous forte pression par copolymérisation par catalyse Ziegler.

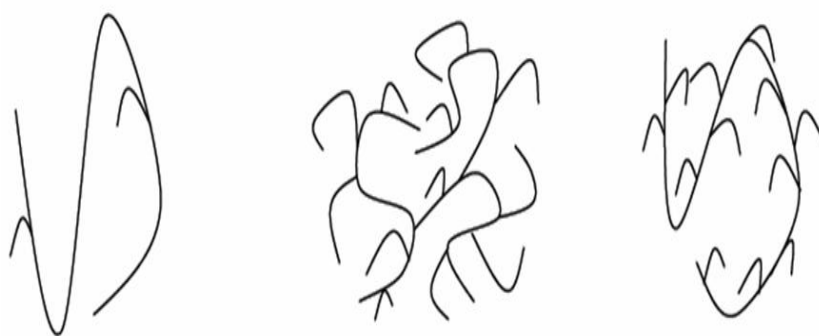


Figure I-7 Structure des différents PE : (a) PEHD, (b) PEBD et (c) PEBDL

La cristallinité et l'architecture macromoléculaire sont les facteurs les plus importants qui contrôlent les propriétés rhéologiques du polymère à l'état caoutchoutique. Ils ont une influence sur les propriétés mécaniques et le processus de mise en forme [19].

Le PEHD, de motif (CH<sub>2</sub>-CH<sub>2</sub>) possède une configuration en ZIGZAG (Figure I-8.b). La phase cristalline est de structure orthorhombique de paramètres a=0.741 nm, b=0.494 nm, c=0.255 nm (Figure I-8.a) [13].

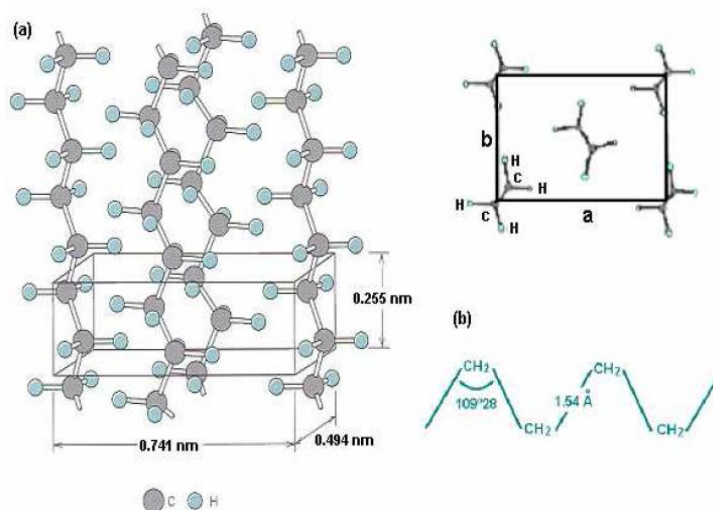


Figure I-8 a) Maille élémentaire du PE, b) configuration du PE [13].

### I.5.3 Micro mécanismes de déformation et d'endommagement

Pour analyser le comportement et les propriétés mécaniques du polymère, il est nécessaire de connaître les mécanismes de déformation et d'endommagement.

Les polymères semi-cristallins ont une morphologie qui induit des mécanismes de déformations particuliers.

Les mécanismes de déformation des polymères semi-cristallins sont liés à la présence des deux phases, cristalline et amorphe. A température ambiante, la phase amorphe peut être à l'état caoutchoutique, comme c'est le cas pour le PEHD et le polypropylène ou à l'état vitreux, comme pour les polyamides et les polyéthylènes téréphtalates. On peut noter que les caractéristiques de la phase amorphe contenue dans le semi-cristallin est un peu différentes du polymère amorphe massif, en particulier à la température de transition vitreuse [20]. Dans ce type de polymères, la phase amorphe est située entre les phases cristallines. la phase cristalline se déforme par un glissement cristallographique[21].

#### I.5.3.a La phase amorphe

La phase amorphe du polyéthylène à haute densité est caoutchoutique. Par l'intermédiaire de molécules liantes, le rôle de cette phase se réduit à la transition des contraintes d'une cristallite à l'autre. Ces chaînes liens, confèrent à l'état amorphe une certaine résistance. En outre les macromolécules qui constituent la phase amorphe sont à l'origine de la création d'une force de retour vers l'état initiale (non déformé) [14]. Plusieurs auteurs [13], [22], [23] ont utilisé un modèle de composition à deux phases pour illustrer le déplacement des chaînes macromoléculaires dans les zones amorphes inter-lamellaires qui s'applique aux polymères semi-cristallin. Ce modèle est met en évidence les deux types de mécanismes de déformation que sont :

**Le glissement inter-lamellaire :** la phase amorphe est cisailée car les cristaux lamellaires se glissent parallèlement les uns aux autres sous l'effet des contraintes appliquées (Figure I-9.b).

**La séparation inter-lamellaire :** les chaînes amorphes sont étirées ou compressées (Figure I-9.c) lorsque les contraintes de traction ou de compression sont perpendiculaire à la surface des lamelles.

On peut avoir les deux mécanismes de déformation si les lamelles cristallines sont torsadées [13].

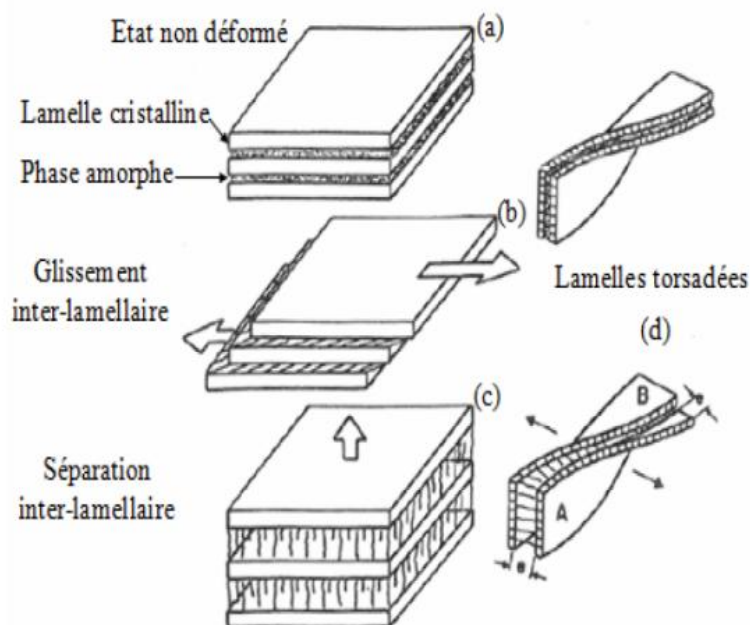


Figure I-9 Mécanismes de déformation de la phase amorphe dans les polymères semi cristallins [13]

Si le polyéthylène à haute densité est sollicité en petites déformations, le mécanisme prédominant est donc le glissement inter-lamellaire [24]–[26]. À cause de la faible épaisseur de la phase amorphe, la contrainte nécessaire à l’activation de ce mécanisme de séparation doit être très élevée. En traction, ce phénomène peut créer des cavités inter-lamellaires [26]–[28].

### I.5.3.b La phase cristalline

Les régions cristallines ont une grande résistance par rapport aux, dans le processus de déformation, les régions amorphes vont intervenir ultérieurement. Un cristal polymère peut se déformer comme pour un cristal métallique en faisant intervenir des mécanismes cristallographiques tels que le maclage, le glissement ou la transformation martensitique [13], [14], [24]. On observe un comportement bien caractéristique des polymères pour des fortes déformations : les cristaux lamellaires se fragmentent en petits bloc cristallins, reliés à la phase amorphe par les macromolécules étirées. On remarque qu’il n’y a pas de relation d’orientation entre la nouvelle structure fibrillaire et la structure d’origine [29], [30] (Figure I-10) [31], [32]. Le glissement, qui est le mécanisme de déformation plastique le plus fréquent pour le polyéthylène à haute densité, se produit lorsque la scission dans le plan de glissement atteint une valeur critique [14], [29] régie par les liaisons de van der Waals entre les chaînes macromoléculaires [24] [33].



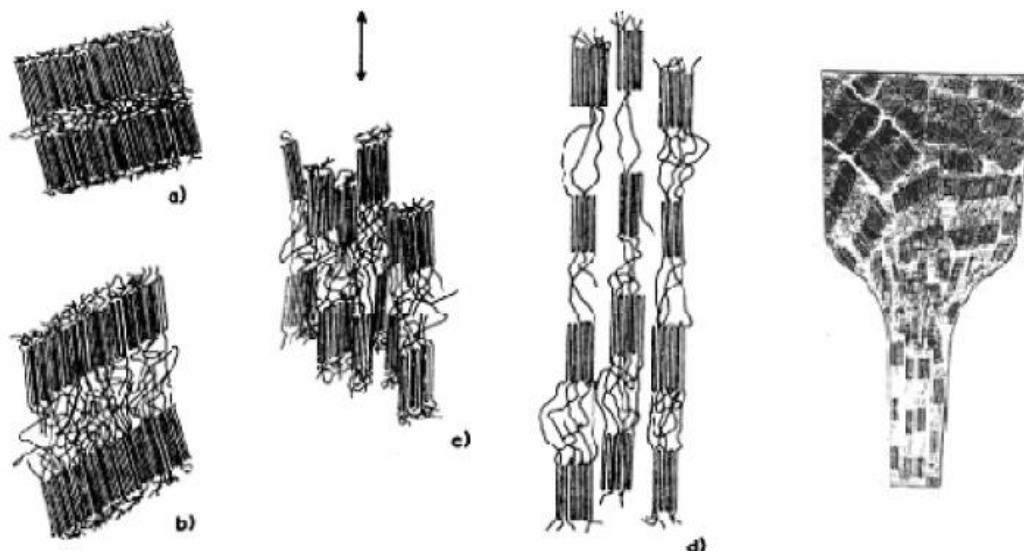


Figure I-10 Mécanismes de déformation d'une structure semi-cristalline (a) état non déformé, (b) extension des molécules de liaison et basculement des chaînes à l'intérieur des lamelles, (c) fragmentation des lamelles en blocs plus petits, (d) alignement des blocs selon la direction d'étirage [30].

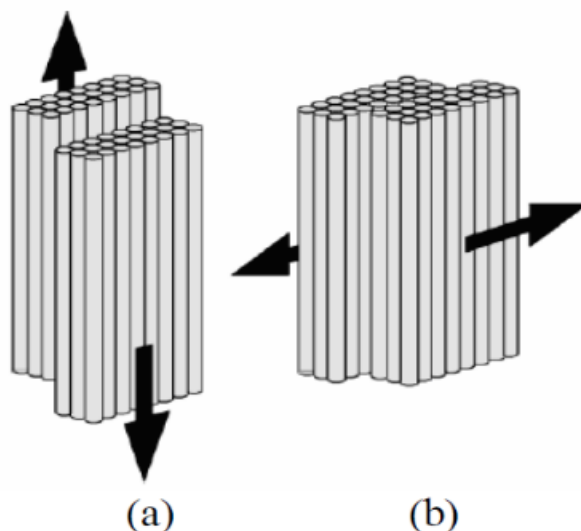


Figure I-11 Glissement parallèle (a) et perpendiculaire (b) aux chaînes macromoléculaires [15]

On peut distinguer deux types de glissement : un glissement dans la direction des chaînes et un glissement perpendiculaire aux chaînes (Figure I-11).

### I.5.3.c Les sphérolites :

En raison de l'organisation spatiale des lamelles cristallines qui constituent les sphérolites, les déformations à cet échelle suivent des chemins complexes. Ainsi, les lamelles cristallines et les zones amorphes s'y déforment en traction, en compression, en flexion ou en cisaillement selon l'orientation dans le sphérolite par rapport l'axe de sollicitation [18], [32], [34], [35].



Il existe deux niveaux de déformation et trois zones sont habituellement considérées en traction uniaxiale (Figure I-12).

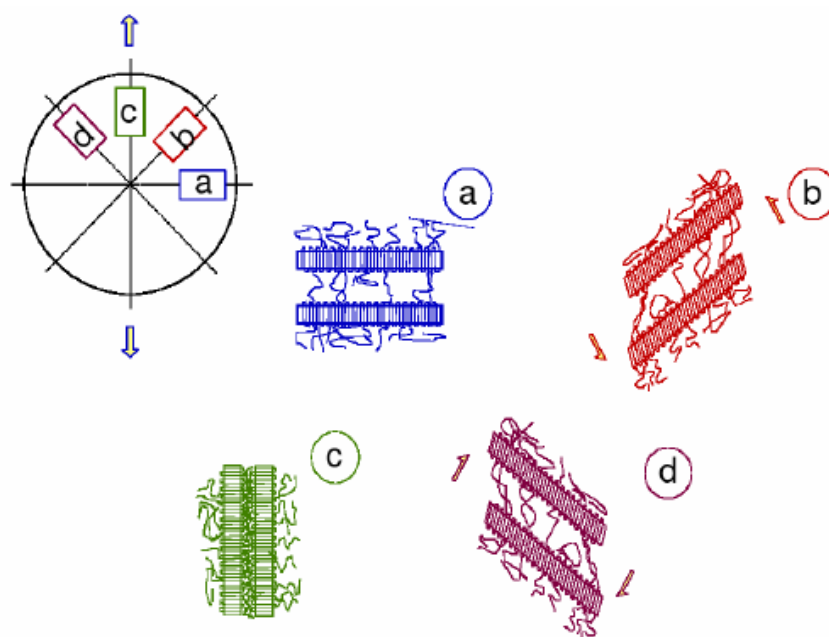


Figure I-12 Réponse d'un sphérolite à des sollicitations de traction uniaxiale : (a) équatoriales, (b) et (d) diagonales, (c) polaires des sphérolites

Les régions amorphes inter-sphérolites sont sollicitées préférentiellement dans les premiers stades, favorisant une déformation réversible et homogène. Progressivement, suite à la localisation de la déformation dans certaines régions et la variation de l'orientation des lamelles cristallines autour de l'axe de sollicitation, la déformation devient non-uniforme. Cette localisation conduit au processus de cavitation [23], [30]–[32].

Selon les micrographies observées par Haudin [13], Aboulfaraj [34], Dommelen [36], l'initiation de déformation prend le centre du sphérolite, ensuite elle se propage vers les zones périphériques. Les lamelles étant perpendiculaires à la direction de traction (figure 12.a), le mécanisme le plus susceptible est la séparation inter-lamellaire. Ce mécanisme de déformation provoque une dilatation importante des molécules de liaisons dans la partie amorphe qui conduit à la fragmentation des lamelles en petits blocs et à la formation de cavités. Les lamelles sont soumises à la fois à une séparation inter-lamellaire et à un glissement dans les zones diagonales (Figure I-12.b et Figure I-12.d). Le sphérolite perd sa forme sphérique initiale pour prendre une forme ellipsoïdale. Les zones polaires ayant une grande résistance à la déformation à cause de l'orientation parallèle des lamelles par rapport à l'axe de sollicitation (Figure I-12.c) qui introduit à la fois le cisaillement et la séparation inter-lamellaires. Par rapport aux autres zones, l'apparition de la déformation est retardée. À cause de la compression latérale due à la déformation des zones diagonales, elle provient de la fragmentation des lamelles cristallines.

Pour la déformation du polymère à l'échelle macroscopique, un développement et une propagation de la striction peuvent observer dans une éprouvette de polymère semi-cristallin solliciter en traction. Peterlin [29] a réussi dans son modèle de faire une liaison entre l'aspect microscopique à l'aspect macroscopique. La morphologie devient fibrillaire par fragmentation des cristaux au moment de la striction. Les petits blocs s'alignent le long de l'axe de l'éprouvette après la striction.

#### **I.5.4 Micromécanismes d'endommagement**

A cause de l'hétérogénéité de la structure des polymères semi-cristallins, l'étude de l'endommagement est devenue complexe. L'endommagement joue un rôle primordial sur le comportement mécanique des polymères.

D'après la littérature, l'endommagement est la création de surfaces de décohésion au sein de la structure des polymères. Cette définition englobe plusieurs mécanismes d'endommagement : endommagement par cavitation, craquelures, décohésion aux interfaces, etc. l'endommagement est dû principalement à la création des microvides dans la structure suivi par un changement de volume. Généralement, les micromécanismes mentionnés précédemment sont liés à la fragmentation et à l'orientation des lamelles cristallines [33]. Ce phénomène commence lors du passage d'une structure sphérolitique à fibrillaire. Les processus de cavitation du polyéthylène dépendent fortement de sa morphologie [30]. Dans les polymères semi-cristallins, deux types de cavitation peuvent intervenir :

(i) Le premier correspond à des cavités créées au moment de la cristallisation.

On obtient donc un polymère avec une porosité initiale.

(ii) Le second peut se former lors de la sollicitation.

En effet, lors de la sollicitation mécanique du polymère, des cavités liées à l'existence de défauts de structure prennent naissance au niveau de la phase amorphe constituant des zones de concentration de contraintes. L'existence de défauts est un paramètre très important dans le mécanisme de cavitation. D'après Castagnet et al. [23], Pawlak [30], Butler et Donald [31] et Pawlak et Galeski, [37], le blanchiment du polymère près de la limite élastique est un signe de cavitation pour le PEHD. La présence d'une cavité conduit à l'apparition d'un autre vide dans son voisinage. Les cristallites changent ses orientations progressivement (Figure I-13.a).

Par l'augmentation des contraintes appliquées, les cavités croissent et les lamelles cristallines se fragmenter en blocs de petites tailles. Des microvides sont alors apparus (Figure I-13.b). Enfin, on peut observer un alignement des blocs cristallins et une formation de fibrilles dans la direction de la sollicitation (Figure I-13.c) [38].

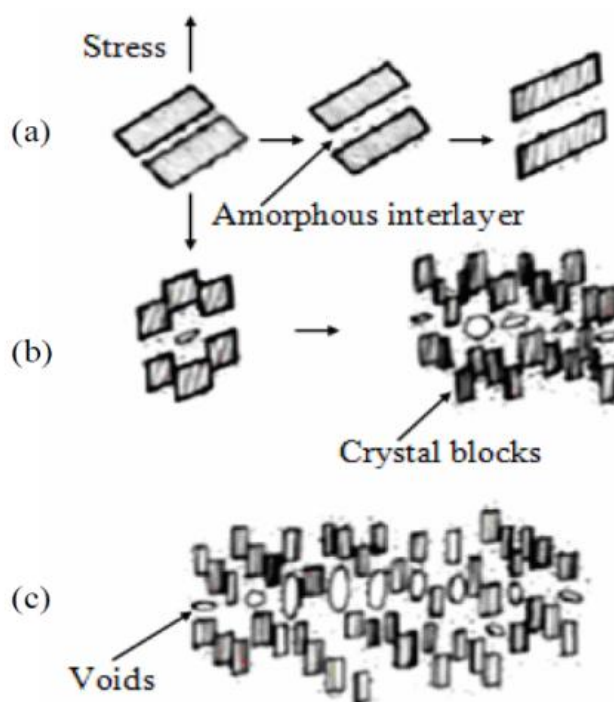


Figure I-13 Micromécanismes de création de microcavités dans un polymère semi-cristallin [38]

À l'aide du MEB, ADDIEGO a examiné les processus de cavitation du PEHD sous une traction uniaxiale à température ambiante. La morphologie sphérolitique à l'état initiale est illustrée sur la Figure I-14 [39]. Pour les petite déformation,  $\varepsilon_1=0.05$ , des microvides apparaissent dans les régions périphériques des sphérolites [30], [31]. À partir de  $\varepsilon_1=0.7$ , des phénomènes de rupture intersphérolitiques ont constatés. Ce type de rupture suit le contour des sphérolites [31], et représente un début de modification de la morphologie. Généralement, cette morphologie sphérolitique a disparu à partir de  $\varepsilon_1=0.93$ , sauf quelque régions polaires des sphérolites qui restent encore présentes. Enfin, cette analyse met en évidence une structure microfibrillaire pour une déformation de  $\varepsilon_1=1.3$  qui contient des cavités parallèles à la direction de traction. Des observations récentes effectuées par RENAUT [40] montrent que la cavitation commence dès les premiers stades de la déformation, puis se développe de façon anisotrope.

## I.6 Réponse mécanique en grandes déformations

### I.6.1 Loi de comportement

Les polymères présentent une diversité des propriétés mécaniques : fragiles à basse température, ils deviennent viscoélastiques, puis plastiques, ou encore caoutchoutiques, et enfin visqueux quand la température augmente. La relaxation caractéristique d'un polymère traduit l'activation des différents mécanismes moléculaires suivant la température. Entre  $-20^\circ\text{C}$  et  $+200^\circ\text{C}$ , de tels polymères, peuvent passer par tous les états cités précédemment [41]. Pendant la déformation des polymères semi-cristallins, une variation remarquable des propriétés



mécaniques à cause d'une modification microstructurale au cours de cette déformation. à température ambiante, la phase amorphe du PEHD présente un comportement caoutchoutique, car le processus de nucléation et de propagation des dislocations est activé thermiquement [42], [43].

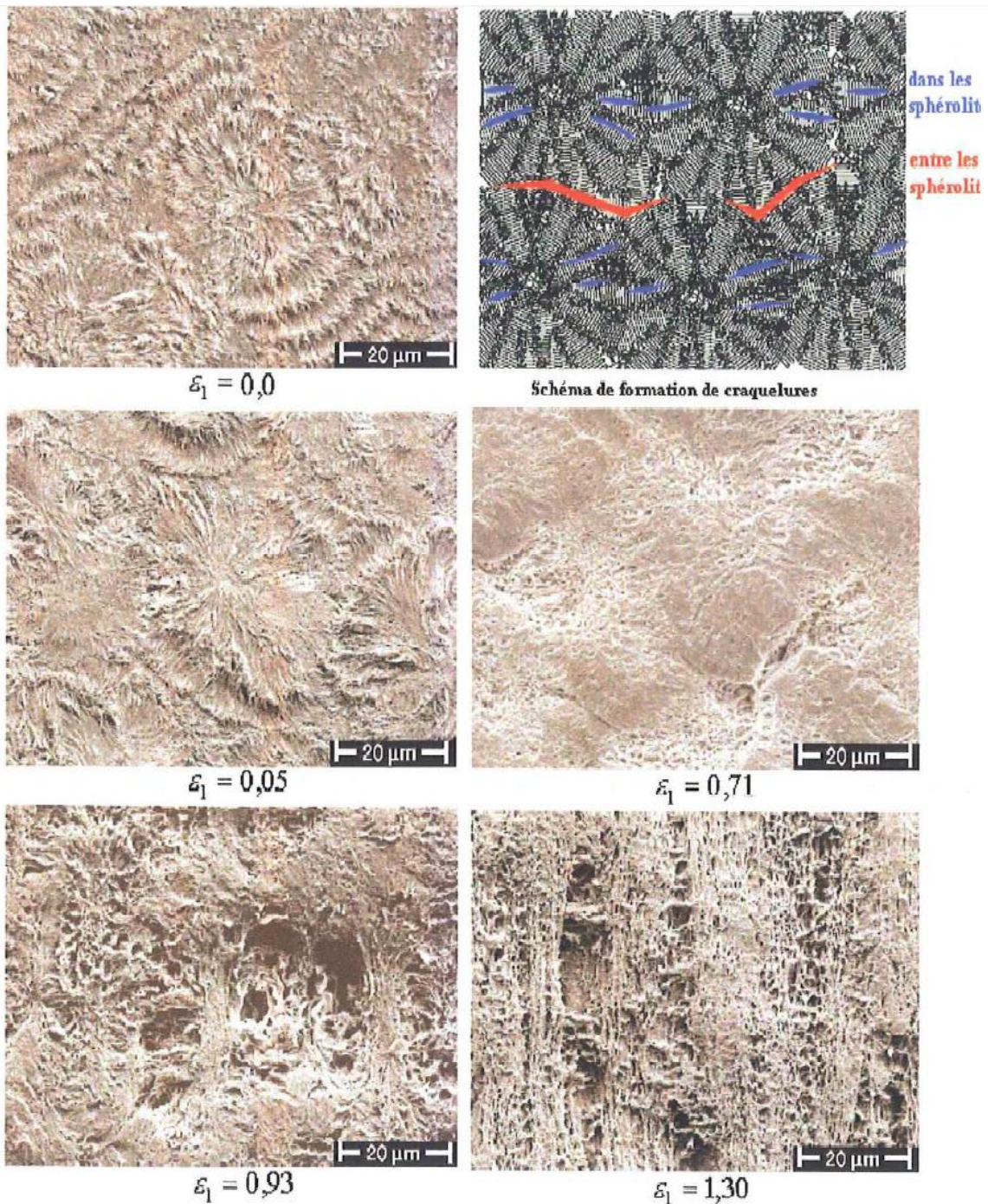


Figure I-14 Schéma de formation de craquelures dans le polyéthylène, et observation des défauts microstructuraux par MEB dans le PEHD [39]

Par comparaison avec d'autres polymères (Figure I-15), on peut considérer que le PEHD comme un des polymères qui possède une ductilité plus importante à température ambiante. Son taux de cristallinité est plus élevé. La limite d'élasticité et le module d'Young ont des valeurs les plus faibles par rapport aux autres polymères semi-cristallins [44]. Mettons en évidence l'existence des différents domaines de comportement en soumettant le polymère à un essai de traction uniaxiale [45], [46]. Ces domaines sont caractérisés par la perte de linéarité du comportement ainsi par la recouvrance.

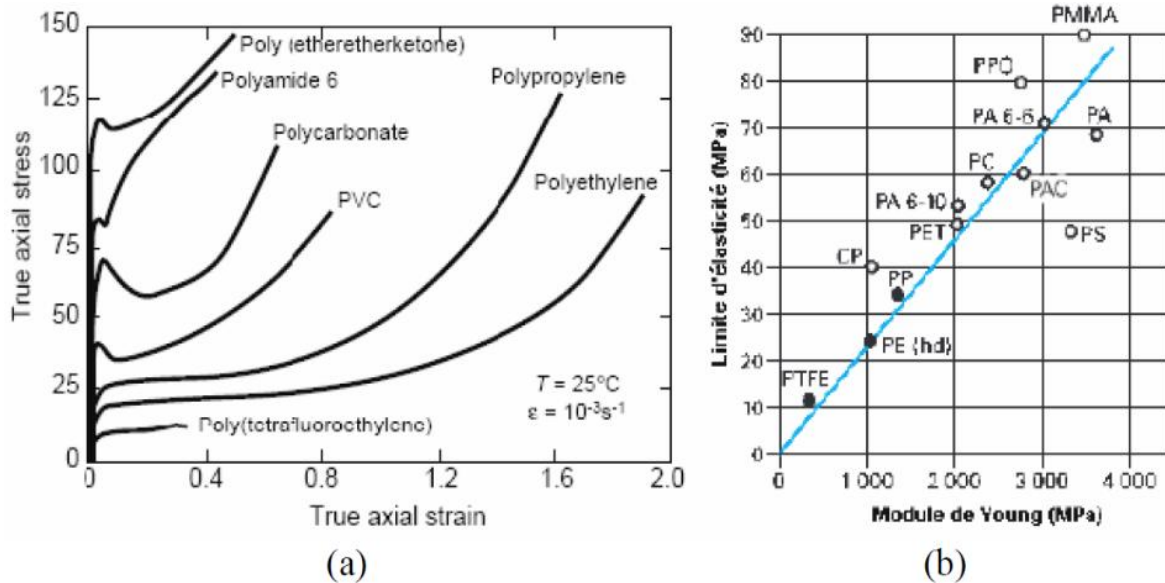


Figure I-15 Comparaison des propriétés mécaniques du PE par rapport à une sélection de polymères : (a) réponse contrainte-déformation et (b) rapport limite d'élasticité/module d'Young

La recouvrance de la déformation à contrainte nulle est totale dans le domaine viscoélastique (5% de déformation). Au-delà de ce niveau, la déformation n'est plus recouvrable. Une composante irréversible apparaît, que l'on peut qualifier de viscoplastique [11]. Ce comportement des polymères est lié au fait que les macromolécules ne réagissent pas toujours instantanément à l'application d'une contrainte. Les différentes chaînes moléculaires constitutives tentent de répartir les sollicitations imposées en se réarrangeant physiquement jusqu'à adopter un équilibre dans la configuration structurale. Le comportement mécanique du PEHD est très sensible à la vitesse de déformation et la température (Figure I-16, Figure I-17).

Plusieurs études ont été faites pour caractériser cette sensibilité [18], [44]–[46], [47], Les courbes de la Figure I-16 et la Figure I-17 montrent que lorsque la température augmente , ou lorsque la vitesse de déformation diminue, la limite d'élasticité diminue.

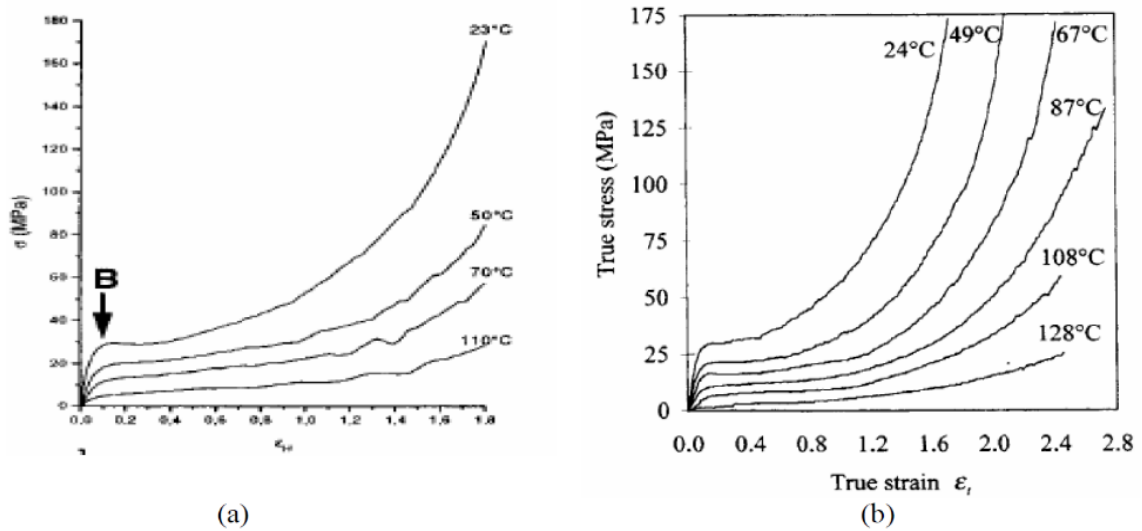


Figure I-17 Influence de la température sur la loi de comportement du PEHD déformé en traction : (a) résultats de Hobeika et (b) résultats de Hillmansen [18], [44]–[46], [47]

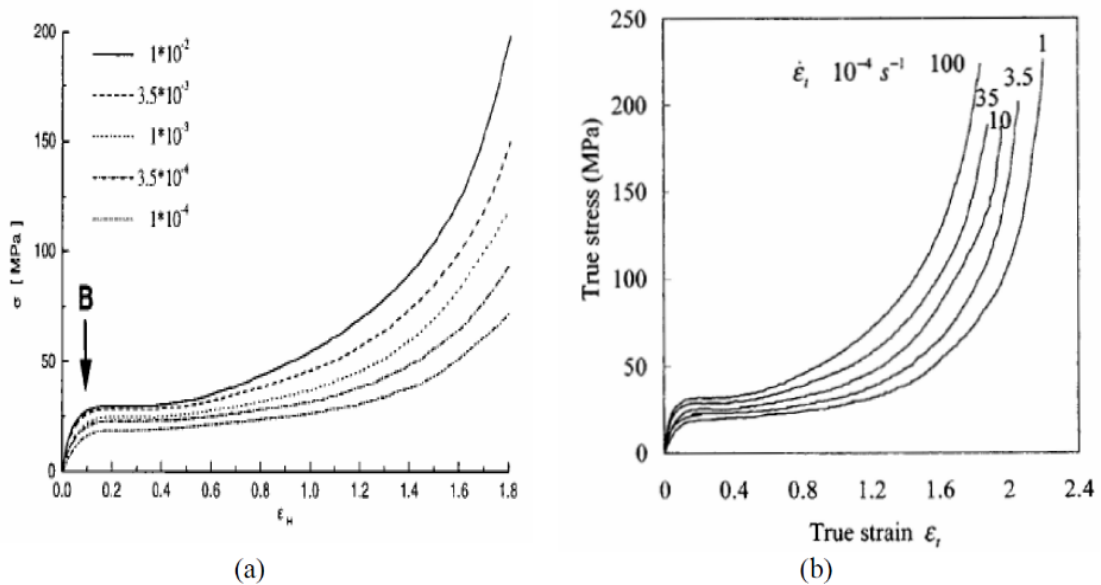


Figure I-16 Influence de la vitesse de déformation (à la température ambiante) sur la loi de comportement du PEHD déformé en traction : (a) résultats de Hobeika et (b) résultats de Hillmansen [18], [44]–[46], [47]



## **I.7 Modélisation du comportement mécanique prenant en compte l'endommagement**

L'endommagement est les processus de dégradation progressive des propriétés mécaniques et physiques d'un matériau soumis à une sollicitation cyclique ou monotone qui conduisent à la rupture. Cette évolution irréversible se traduit par l'apparition de défauts microscopiques (microcavités, microfissures, décohésions...etc.) se développant à la surface ou en volume, puis se propageant et coalesçant pour conduire à la rupture.

Les processus d'endommagement qui conduisent à la rupture du polymère sont décomposés en trois étapes. La première correspond à la nucléation des défauts (germination). Il s'agit donc d'un stade de création de micro-défauts dans les zones à fortes concentrations de contraintes (triaxialité) dans la matrice. Ensuite, une phase de croissance des cavités apparaît. Le stade final correspond à la coalescence de ces cavités. De nombreux modèles ont été proposés pour décrire l'évolution de l'endommagement et ses effets sur le comportement mécanique. On peut classer ces diverses formulations en deux types de modèles ; les modèles phénoménologiques et les modèles micromécaniques (couplés ou non couplés).

### **I.7.1 Endommagement par cavitation**

Le phénomène de cavitation a été observé pour la première fois dans les années trente par (Busse, 1938[48]; Yertzley, 1939[49]) au centre de fines éprouvettes disques en élastomères sollicitées en traction uniaxiale. Depuis, plusieurs auteurs se sont intéressés à ce phénomène tant du point de vue expérimental que théorique. Ils ont montré que les cavités apparaissent et croissent sous l'action d'une forte triaxialité des contraintes, plus particulièrement, sous un chargement purement hydrostatique élevé. L'analyse expérimentale de ce phénomène complexe nécessite un équipement de pointe permettant de détecter avec précision la nucléation des cavités et de suivre leurs évolutions en cours du chargement. Par ailleurs, son analyse théorique demande des outils de calcul puissants pour s'affranchir des difficultés des développements analytiques fastidieux.

La cavitation est un micro mécanisme d'endommagement souvent observé lors de la déformation de polymères semi-cristallins comme le polyéthylène [50], [51] et le PVDF [52]. La cavitation est également un phénomène rencontré dans le cas des polymères renforcés par une seconde phase et qui apparaît soit en cœur de particules soit à l'interface matrice-particule.

## I.7.2 Les mécanismes microscopiques d'endommagement

### I.7.2.a Germination des cavités

La première phase de la rupture ductile correspond à la formation des cavités soit par décohesion de l'interface matrice-particule soit par rupture de la particule (Figure I-18) [53]. Dans un même matériau, cette phase dépend de la nature, de la forme et de la taille des inclusions. En effet, les inclusions de plus grande taille semblent être les plus activées au niveau d'amorçage de cavités [54].

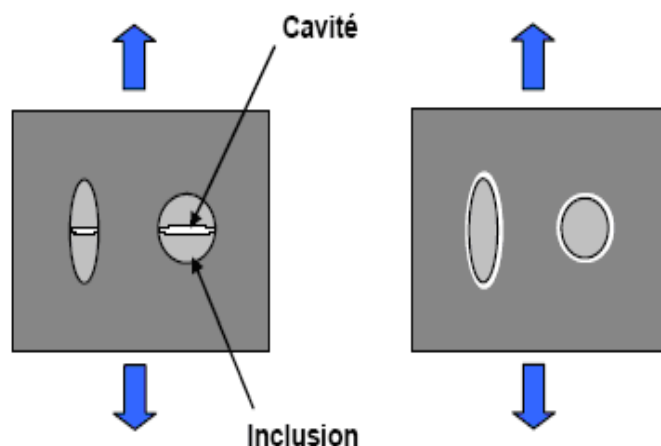


Figure I-18 Germination de l'inclusion par : a) rupture ; b) décohesion inclusion/matrice [53].

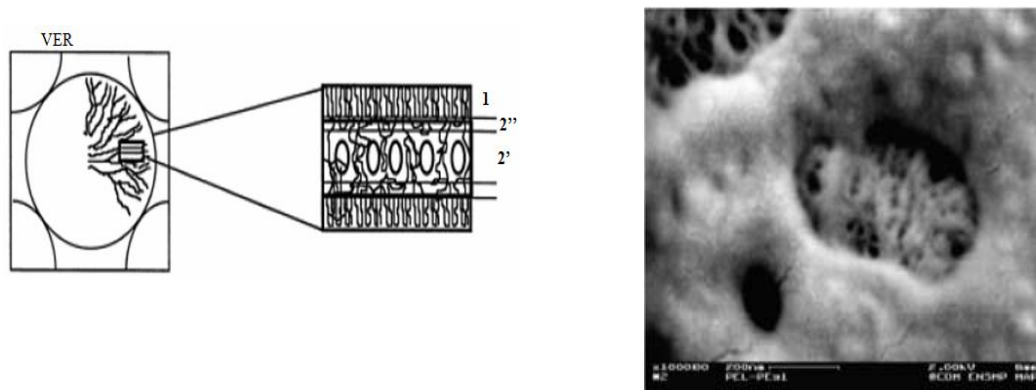


Figure I-19 (a) Cavitation localisée dans la phase amorphe d'une lamelle cristalline : (1) Phase cristalline, (2') Phase amorphe libre, (2'') Phase amorphe confinée. (b) Cavités observées dans le PEHD [55]

La germination de cavités due à la scission des chaînes, dans les polymères semi-cristallins, s'effectue généralement à travers la phase amorphe. L'échantillon étant soumis à une traction, la cavitation débute dans les couches amorphes entre les lamelles cristallines perpendiculaires à l'axe des contraintes (Figure I-19) [55] ; il s'agit de la germination.



### I.7.2.b Croissance des cavités

Le mécanisme de croissance est certainement celui qui a le plus été étudié expérimentalement dans le passé et pour lequel de nombreux modèles ont été développés pour le décrire. Durant ce mécanisme, les microcavités voient leur taille croître, notamment sous l'effet de la tension hydrostatique qui est un facteur prédominant.

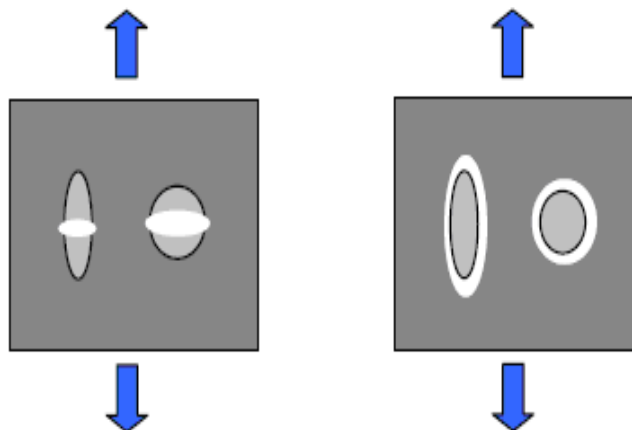


Figure I-20 Croissance des cavités [53]

Celles-ci peuvent se développer sous forme de cavités sphériques, ellipsoïdales ou de fissures. Si la décohésion entre la matrice et une inclusion est totale (Figure I-20-b), alors celle-ci ne joue plus un rôle prépondérant. Dans le cas contraire (Figure I-20-a), il faut en tenir compte. Durant cette phase de croissance, on observe un adoucissement du comportement mécanique du matériau.

### I.7.2.c Coalescence des cavités

Lorsque le taux de porosités atteint une valeur critique de l'ordre de 10% à 15%, il se produit alors un phénomène d'interaction entre les différentes cavités. Effectivement, dès lors que la distance séparant deux cavités est suffisamment faible, celles-ci tendent à se réunir de façon assez brutale (Figure I-21). Un deuxième phénomène, mettant en jeu la striction des ligaments entre cavités existantes, peut également se produire.

La prédominance de l'un de ces deux phénomènes est fortement liée à l'existence et la répartition de particules de seconde phase. La fin du stade de coalescence correspond à l'amorçage d'une fissure macroscopique qui conduira de manière irréversible à la rupture du matériau.

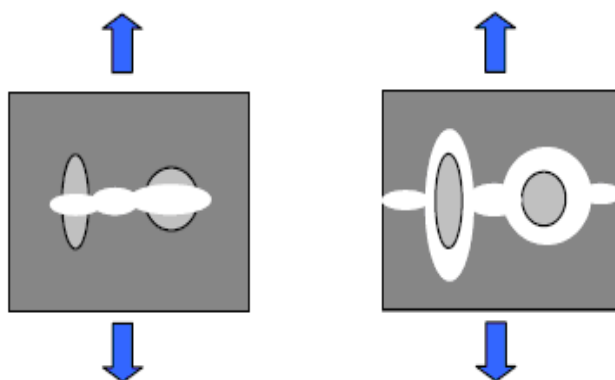


Figure I-21 Coalescence des cavités [53]

### I.7.3 Couplage endommagement/comportement

Lorsque le polymère subit une déformation plastique, ces propriétés mécaniques sont alors altérées par la création d'endommagement.

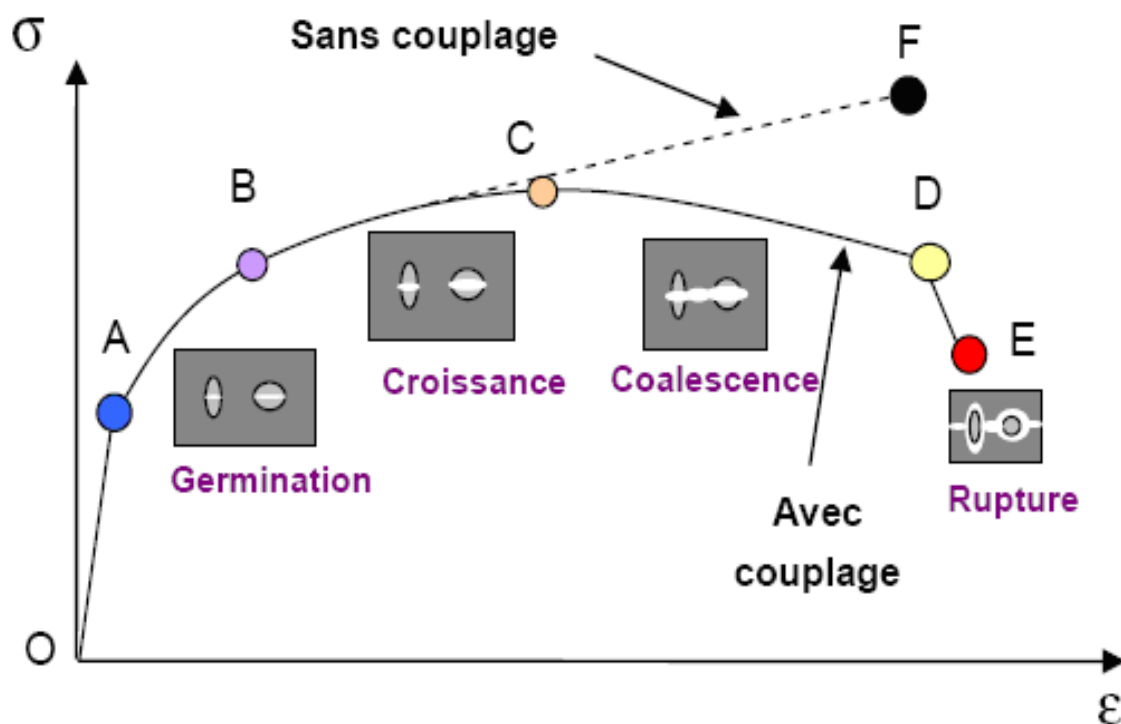


Figure I-22 Réponse schématique d'une éprouvette à un essai de traction uniaxiale [56]

On peut illustrer le couplage entre l'endommagement et la plasticité simplement en prenant par exemple le cas d'une éprouvette subissant un essai de traction uniaxiale. La réponse mécanique obtenue sur la courbe Contrainte/Déformation est représentée sur la Figure I-22 [56].

Dans un premier stade, il n'y a d'endommagement et la déformation appliquée à l'éprouvette est linéaire et élastique ( $OA$ ) suivie par les trois mécanismes physiques définis précédemment et conduisant à la rupture ductile :

- La phase de germination des cavités ( $AB$ ).
- La croissance des cavités qui entraîne un adoucissement du polymère ( $BC$ ).
- La phase de coalescence entre les cavités ( $CD$ ).

A la fin, les fissures se propagent et provoquent la rupture de l'éprouvette (point  $E$ ).

Sans couplage entre la plasticité et l'endommagement du polymère, la réponse mécanique serait le trajet  $OABF$ , ce qui n'est pas vrai dans la réalité. C'est pourquoi il faut prendre en compte le couplage lorsque le polymère subit de grandes déformations [53].

#### **I.7.4 Présentation de quelques modèles micromécaniques d'endommagement**

De nombreuses études ont été faites pour modéliser l'endommagement. Les premières solutions concernant la prise en compte d'une porosité initiale dans les matériaux métalliques avec les travaux de McClintock [57] ou Rice et Tracey [58].

Ensuite, Gurson [59], [60] propose un nouveau modèle qui présente des cavités sphériques dans une matrice rigide parfaitement plastique dans les matériaux métalliques.

En effet, les polymères ont et pour avoir un taux initial de porosités supérieur à celui existant dans les métaux. D'autres obstacles concernent la sphéricité des cavités ou encore l'isotropie des déformations. Il existe une différence entre les matériaux métalliques et polymères ; les polymères subissent des déformations importantes un adoucissement après l'écoulement avant le phénomène de renforcement quand ce renforcement intervient immédiatement avec l'écoulement pour les métaux [14].

Les modèles micromécaniques sont basés sur l'étude des processus d'endommagement (nucléation, croissance et coalescence des vides) pour décrire les mécanismes d'endommagement, intervenant la morphologie des cavités (cylindriques, sphériques, ellipsoïdales...).

Le premier type, non couplé, consiste à décrire l'évolution des cavités sans tenir compte des effets sur le comportement global du matériau. La rupture du matériau est décrite par une valeur critique d'un paramètre d'endommagement. Contrairement aux modèles couplés qui s'appuient sur le couplage de la loi de comportement mécanique et l'endommagement par le biais d'un potentiel plastique faisant intervenir la fraction volumique de microvides.

##### **I.7.4.a Modèles sans couplage**

McClintock [57] et de Rice et Tracey [58] ont traité d'abord le problème de la croissance des cavités par variation de rayon d'une cavité, contenue dans une matrice parfaitement plastique,

et sollicitée sous chargement macroscopique axisymétrique. Les résultats obtenus ont permis d'établir une relation entre l'endommagement et la déformation plastique cumulée localement et ont relié la vitesse d'évolution du rayon des cavités à la contrainte macroscopique. Rice et Tracey [58], ont obtenu une loi de croissance du rayon de cavité (sphérique) en tenant compte la triaxialité des contraintes :

$$\frac{dR}{R_0} = 0.283 \exp\left(\frac{3\sigma_m}{2\sigma_{ep}}\right) d\varepsilon_{ep}^{pl} \quad (\text{I.1})$$

$\sigma_m$  la contrainte hydrostatique,  $\sigma_{ep}$  désigne la contrainte équivalente et l'incrément de déformation plastique équivalente de Von Mises  $\sigma_{ep}^{pl}$ . Dans ce modèle, l'interaction entre l'effet de durcissement et les microcavités (les processus de coalescence) sont négligés, et la rupture du matériau est donc supposée survenir quand le rayon de cavité atteint une valeur critique. Ces modèles ont été étendus aux matériaux viscoplastiques dans le but d'établir des critères de plasticité des matériaux isotropes et anisotropes contenant des microvides [62] [63].

#### I.7.4.b Modèles avec couplage

Ces modèles sont développés à partir de l'approche de Gurson qui décrit la croissance des cavités sphériques dans un matériau rigide parfaitement plastique obéissant au critère de Von Mises. Le critère de plasticité et le potentiel plastique sont écrits en fonction de la contrainte macroscopique et de la fraction volumique. L'évolution de la fraction volumique détermine la croissance des vides présentés dans la matrice. Le potentiel plastique de Gurson est défini par :

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

Où  $\Sigma_{eq} = \sqrt{3/2 S:S} = J_2$ ,  $\Sigma$  est la contrainte équivalente,  $\Sigma_m = \text{tr } \Sigma / 3 = J_1 / 3$  est la contrainte moyenne et  $\sigma_y$  est la contrainte d'écoulement de la matrice. La fraction volumique  $f$  des cavités est définie par le rapport :

$$f = \frac{V_{cavités}}{V} \quad (\text{I.3})$$

Où  $V_{cavités}$  désigne le volume de cavités et  $V$  le volume total actuel. On retrouve le modèle classique de plasticité de Von Mises pour un matériau sain à fraction volumique de cavités nulle. Ce modèle GTN (Gurson-Tvergaard-Needleman), a été consolidé par les deux derniers chercheurs (Tvergaard et Needleman), pour prendre en compte l'écroissage, l'interaction entre les cavités et leur coalescence (Dans ce cas, la contrainte d'écoulement de la matrice  $\sigma_y$  dans l'équation (I.2) est simplement remplacée par la contrainte équivalente  $\sigma_{eq}$ ).

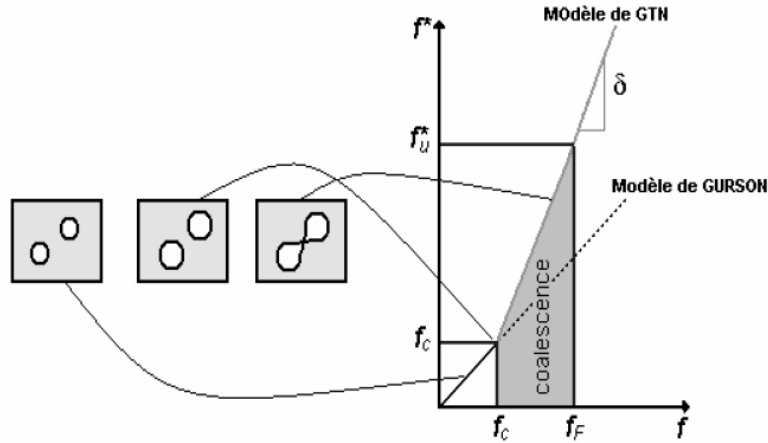


Figure I-23 Evolution de la fraction volumique de cavités d'après le modèle GTN.

L'accélération de la croissance des cavités pendant le stade de coalescence peut se traduire par l'interaction entre les cavités. La fraction volumique de microvides  $f$ , apparaissant dans l'équation (I.2), est remplacée par une fraction volumique effective de vide  $f^*$  décrivant l'apparition de la coalescence au-delà d'une valeur critique  $f_c$ . Si les microvides sont sphériques, la porosité est plus endommageant en grandes déformations (Figure I-23). Suites à ces améliorations, le critère de plasticité *GTN* s'écrit :

$$\Phi \Sigma, \sigma_y, f = \left( \frac{\Sigma_{eq}}{\sigma_y} \right)^2 + 2q_1 f^* \cosh \left( \frac{3}{2} q_2 \frac{\Sigma_m}{\sigma_y} \right) - 1 - q_3 f^{*2} = 0 \quad (I.4)$$

Avec

$$f^* = \begin{cases} f & f \leq f_c \\ f_c + \delta(f - f_c) & f \geq f_c \end{cases} \quad (I.5)$$

Avec  $\delta = \frac{f_U^* - f_c}{f_F - f_c}$  ; où  $f_U^*$  est la porosité effective à rupture  $f_U^* = 1/q_1$  ,  $f_F$  la porosité à rupture,  $q_1$ ,  $q_2$  et  $q_3$  les paramètres empiriques pour corriger le model.

## I.8 Mécanique de la rupture

L'étude du comportement des matériaux au voisinage des singularités de forme, qu'elles résultent d'un défaut, d'une fissure ou tout simplement d'une discontinuité de forme, utilise la mécanique de la rupture. La mécanique de la rupture est un outil fondamental au niveau de la conception et du contrôle. Elle est utilisée dans les bureaux d'études, soit à la conception pour estimer la durée de vie d'une structure, soit en service, lorsqu'on détecte un défaut, pour calculer la durée de vie de la structure (nocivité des défauts). En effet, comprendre le comportement des fissures dans les structures soumises à des chargements complexes est souvent une question vitale.

En mécanique de la rupture, on distingue deux grandes méthodes pour analyser la durée de vie d'une structure pour un matériau donné : soit l'approche globale qui utilise des grandeurs globales mesurables comme l'énergie nécessaire à l'amorçage, ou l'approche locale qui utilise des codes de calcul avec lesquels on peut accéder à des variables locales.

### I.8.1 Généralités

Le type de rupture des polymères semi-cristallins dépend de la physico-chimie (poids de la chaîne macromoléculaire, composition, degré d'imperfection, des conditions de chargement incluant l'histoire thermomécanique), il peut intervenir de façon fragile, ductile ou mixte. Dans le domaine vitreux, à faible température, les polymères ont un comportement fragile. Aucun processus de déformation ne peut accommoder les singularités de contrainte en fond de fissures. Au-delà de la température de transition vitreuse  $T_g$ , une déformation viscoplastique autorise localement la formation des craquelures. Au cours de l'augmentation de la déformation, les fibrilles s'allongent et s'affinent jusqu'à la rupture. Généralement, les polymères rompent par cisaillement ou craquelage. Ces deux mécanismes conduisent à des résultats différents, le cisaillement aboutissant généralement à une rupture ductile et le craquelage étant associé à une rupture fragile.

### I.8.2 Transition ductile-fragile du PE

Le polyéthylène présente deux modes de rupture au voisinage de la température ambiante: sous faible contrainte on observe une rupture fragile pour des temps beaucoup plus longs, alors que dans le domaine des contraintes fortes la rupture est ductile pour des temps courts [61], [62]. La relation entre le temps de rupture et la contrainte est représentée sur la Figure I-24.

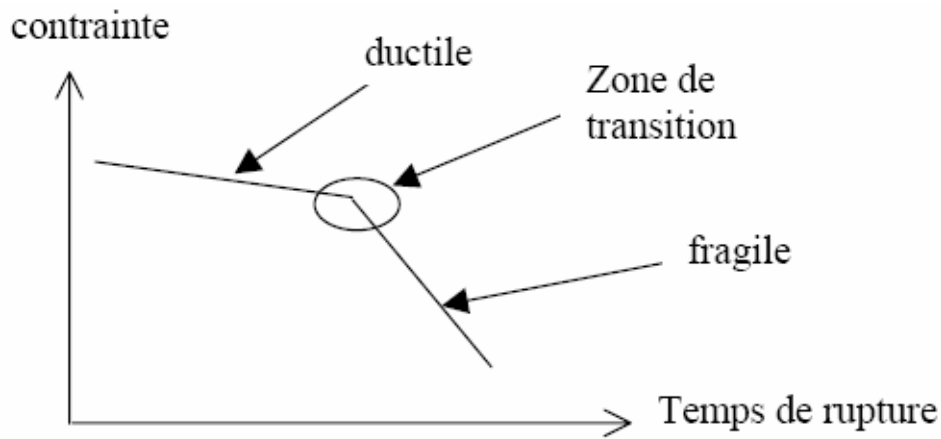


Figure I-24 Courbe de durée de vie du PE

Dans la région fragile, la rupture est associée à une propagation de fissure provenant d'un défaut du matériau. Dans la région ductile, la rupture est associée à un écoulement plastique. Les deux types de rupture ont lieu en même temps mais à forte contrainte. Le taux d'avancement de fissure est le mécanisme prédominant à faible contrainte.

### I.8.3 Mécanique linéaire élastique de la rupture

La théorie de la mécanique linéaire élastique de la rupture (MLER), développée initialement par Griffith en 1920 pour les verres, est appliquée avec succès aux polymères fragiles comme le polystyrène (PS) ou le poly méthacrylate de méthyle (PMMA). Les travaux de Griffith expliquent pourquoi la résistance théorique d'un matériau est différente de sa résistance réelle.

#### I.8.3.a Champ de contraintes en bout de fissure

Dans une plaque chargée bi axialement sous une contrainte  $\sigma$  et contenant une fissure centrale de longueur  $2a$ . La distribution des contraintes (Figure I-25) pour un état de déformation plane en un point situé à une distance  $r$  du bout de fissure et à un angle  $\theta$  par rapport à l'axe  $x$  est donnée par l'expression suivante [63].

$$\begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{Bmatrix} = \frac{\sigma\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \begin{Bmatrix} 1 + \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ \cos^2 \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{Bmatrix} \quad (\text{I.6})$$

D'après l'équation ci-dessus, les contraintes  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$ , sont infiniment grandes quand  $r$  tend vers 0 (au bout de la fissure). Mais comme le montre la Figure I-26 pour les matériaux ductiles qui présentent un certain degré de plasticité, l'écoulement au voisinage de la fissure restreint à une

valeur de contrainte maximale :  $\sigma_{\max} = \alpha\sigma_{ys}$  Avec  $\alpha = 3$  pour un état de déformations planes,  $\alpha = 1$  en état de contraintes planes et  $\sigma_{ys}$  est la contrainte d'écoulement du matériau.

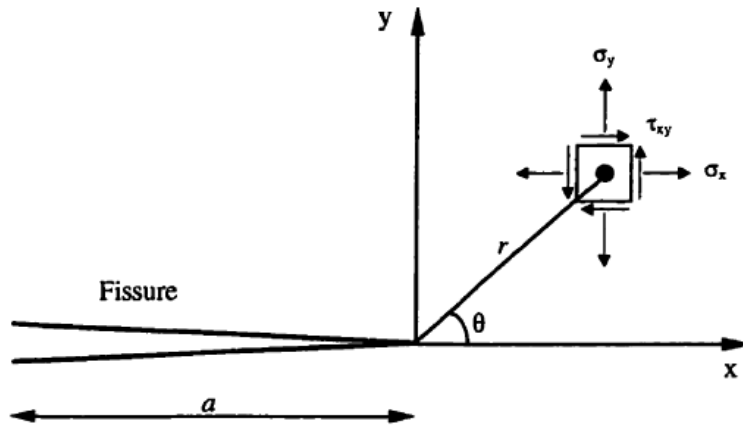


Figure I-25 Champ de contraintes au voisinage d'une fissure

Les contraintes  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  dépendent de la position géométrique  $f \theta / \sqrt{2\pi r}$  et du terme  $K_I = \sigma\sqrt{\pi a}$ .  $K_I$  est appelé facteur d'intensité de contrainte, en mode I. Ce mode résulte d'une contrainte normale perpendiculaire au plan de la fissure et qui impose aux surfaces de la fissure de se déplacer perpendiculairement l'une à l'autre. La valeur critique de ce facteur est la ténacité et représente la capacité du matériau à résister à la propagation brutale d'une fissure.

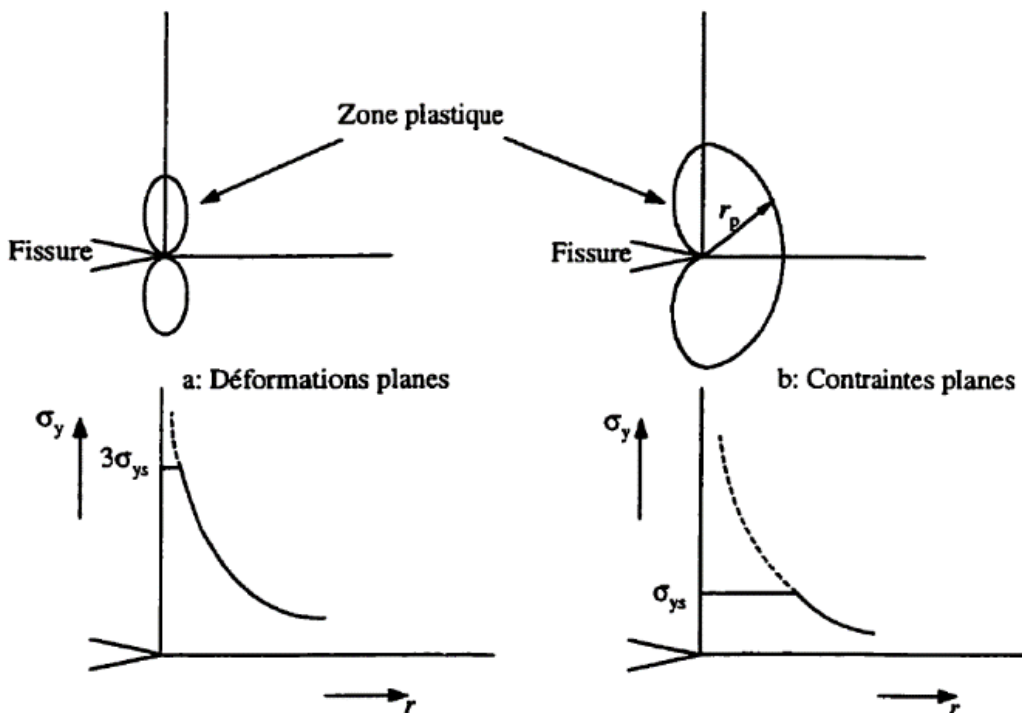


Figure I-26 Distribution de la contrainte maximale au bout de la fissure et la forme correspondante de la zone plastique.



Lorsque la plasticité se développe au bout de la fissure, la profondeur de la fissure est remplacée par une profondeur effective  $a_{eff} = a + r_p$ . L'expression du facteur d'intensité de contrainte devient alors :

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi (a + r_p)} \quad (I.7)$$

$r_p$  Étant le rayon de la zone plastique.

Pour un état de contraintes planes, on suppose que l'écoulement du matériau survient selon le critère de Von Mises,  $r_p$  est donné par :

$$r_p = \frac{1}{6\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (I.8)$$

Dugdale [64] affirme que la zone plastique est de forme elliptique en état de contraintes planes, et sa longueur est :

$$r_p = \frac{\pi}{8} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ys}} \right)^2 \quad (I.9)$$

Ce modèle semble mieux expliquer le comportement des polymères [65].

Généralement, le facteur d'intensité de contrainte prend la forme :

$$K = \sigma \sqrt{\alpha Y} \quad (I.10)$$

Y dépend de la géométrie de l'éprouvette.

### I.8.3.b Approche énergétique de la rupture

Si on considère un échantillon soumis à une variation d'énergie  $\delta U_1$ . La conservation de l'énergie nous permet d'écrire :

$$\delta U_1 = \delta U_2 + \delta U_3 + \delta U_4 \quad (I.11)$$

Ou

$$U_1 = U_2 + U_3 + U_4 \quad (I.12)$$

$U_1$  Est l'énergie fournie à l'échantillon,

$U_2$  L'énergie dissipée,

$U_3$  L'énergie emmagasinée,

$U_4$  L'énergie cinétique.

Si une augmentation  $\delta A$  de la surface de rupture est observée, l'équation revient à :

$$\frac{\delta U_1}{\delta A} = \frac{\delta U_2}{\delta A} + \frac{\delta U_3}{\delta A} + \frac{\delta U_4}{\delta A} \quad (\text{I.13})$$

$\delta U_2/\delta A$  indique l'énergie dissipée pour la propagation de la fissure : c'est la résistance inhérente du matériau à permettre la propagation de la fissure  $R_i$  :

$$R_i = \frac{\delta U_2}{\delta A} \quad (\text{I.14})$$

Cette résistance à la propagation des fissures est associée à la nécessité de libérer de l'énergie afin de créer deux nouvelles surfaces qui sont les lèvres de la fissure.

On définit aussi une force fictive  $G$ , qui est le taux de relâchement de l'énergie de déformation élastique et qui s'oppose à cette résistance inhérente (Figure I-27).

On peut réécrire l'équation (I.13) sous la forme :

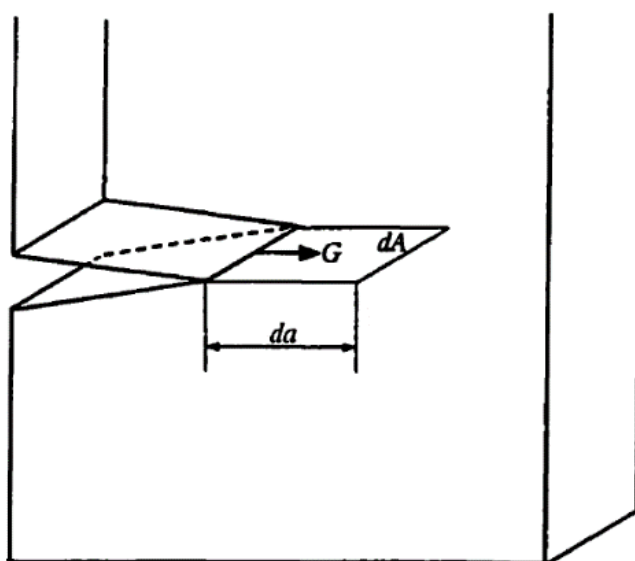


Figure I-27 Force fictive  $G$  sur le front de la fissure

$$G = \frac{dU_1}{dA} - \frac{dU_3}{dA} = R_i + \frac{dU_4}{dA} \quad (\text{I.15})$$

Pour qu'une propagation instable de la fissure s'établisse, il faut que :

$$G - R_i \geq 0 \quad (\text{I.16})$$

L'instabilité survient donc lorsque

$$G_c = R_{ic} \quad (\text{I.17})$$

### I.8.3.c Évaluation du taux de relâchement de l'énergie de déformation élastique

Si on applique une charge  $P$  à un échantillon d'épaisseur  $B$  qui contient une fissure de longueur  $a$ , celle-ci se déplace de  $u$  (Figure I-28). L'énergie nécessaire pour une variation de déplacement  $du$  de la surface de rupture est définie par :

$$\frac{dU_1}{dA} = P \frac{du}{dA} \quad (\text{I.18})$$

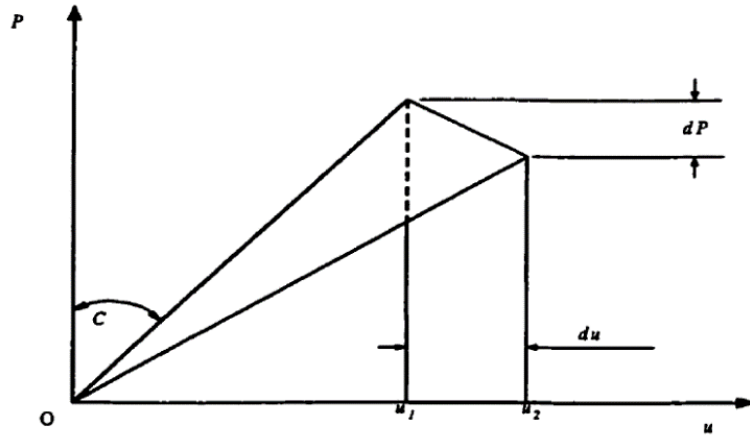


Figure I-28 Allure de la charge appliquée en fonction du déplacement pour un comportement linéaire élastique

L'énergie potentielle fournie par le chargement  $P$  pour un comportement parfaitement linéaire élastique est donnée par :

$$U_3 = \int_0^u P du = \frac{1}{2} Pu \quad (\text{I.19})$$

On peut alors écrire :

$$\frac{dU_3}{dA} = \frac{1}{2} \left( P \frac{du}{dA} + u \frac{dP}{dA} \right) \quad (\text{I.20})$$

Donc,

$$G = \frac{1}{2} \left( P \frac{du}{dA} - u \frac{dP}{dA} \right) \quad (\text{I.21})$$

La compliance du matériau est donnée par  $C = u/P$

$$\frac{du}{dA} = P \frac{dC}{dA} + C \frac{dP}{dA} \quad (\text{I.22})$$

Ces équations permettent finalement d'aboutir à :

$$G = \frac{P^2}{2B} \frac{dC}{da} = \frac{u^2}{2BC^2} \frac{dC}{da} = \frac{U_3}{BC} \frac{dC}{da} \quad (\text{I.23})$$

À la rupture, on a un taux critique d'énergie de déformation élastique restituée  $G_c$ , correspondant à la charge critique  $P_c$ .  $G_c$  est relié au facteur d'intensité de contrainte critique  $K_c$  par la relation suivante :

$$G_c = \frac{K_c^2}{E'} \quad (\text{I.24})$$

$E' = E$  en état de contraintes planes et  $E' = E / (1 - \nu^2)$  en état de déformations planes.

$E$  est le module de Young et  $\nu$  le coefficient de Poisson.

#### I.8.4 Modèles d'analyse de la rupture

##### I.8.4.a Rupture fragile (Modèle de Tuner et Williams)

Le rapport  $U/A$  (rapport de l'énergie de rupture par unité la surface) est utilisé comme mesure approche de la ténacité, dépend de la géométrie de l'échantillon, Tuner et Williams [66]–[68] ont établi à partir de la MLER une relation permettant de déterminer une caractéristique énergétique intrinsèque du matériau. Ils utilisent au départ les équations (I.23) et (I.24). Pour toute géométries, il existe un rapport entre la contrainte maximale  $\sigma$  et la charge  $P$ , égal à  $\alpha/BD$ . Dans le cas de la flexion trois points le facteur  $\alpha = 3S/2D$  ( $S$  est la distance entre les appuis et  $D$  la largeur de l'échantillon). Le taux critique d'énergie de déformation élastique restituée est écrit sous la forme suivante :

$$G_c = \frac{1}{E'} Y^2 \frac{\alpha^2}{B^2 D^2} P^2 a \quad (\text{I.25})$$

Par combinaison de cette équation avec l'équation (I.23), on obtient :

$$\frac{dC}{d a/D} = \frac{2\alpha^2}{E' B} Y^2 \left( \frac{a}{D} \right) \quad (\text{I.26})$$

$dC/d a/D$  peut être déterminé soit expérimentalement, soit de façon théorique et on en déduit  $Y^2$ .

En utilisant ensuite la valeur de  $P$  à la rupture,  $K_c$  est calculé de l'équation (I.24) et en tenant compte des équations (1.25) et (1.29), alors :

$$U = U_3 = G_c \cdot BD\Phi \quad (\text{I.27})$$

avec :

$$\Phi = \frac{C}{dC/d a/D} \quad (\text{I.28})$$

La courbe de l'énergie de rupture mesurée  $U$  en fonction de  $BD\Phi$ , pour des échantillons dont la profondeur d'entaille  $a$  varié, est une droite ayant pour pente  $G_c$ , si  $\Phi$  est calculé pour différentes valeurs de  $a/D$ . D'après l'expression de  $\Phi$ , ce paramètre peut être déterminé expérimentalement en mesurant la compliance  $C$  pour différentes valeurs du  $a/D$ . L'autre façon de procéder est d'exprimer la compliance en fonction des paramètres géométriques de l'échantillon en intégrant l'équation (I.26) :

$$C = C_0 + \frac{2\alpha^2}{EB} \cdot \int_0^{a/D} \left(\frac{a}{D}\right) Y^2 d\left(\frac{a}{D}\right) \quad (\text{I.29})$$

Où  $C_0 = \beta/EB$  est la compliance pour  $a/D = 0$ .  $\beta$  est une autre constante géométrique. Le paramètre  $\Phi$  devient alors :

$$\Phi = \frac{\int Y^2 \frac{a/D}{Y^2} d\left(\frac{a}{D}\right)}{a/D} + \frac{\beta}{2\alpha^2} \frac{1}{Y^2} \frac{1}{a/D} \quad (\text{I.30})$$

On peut noter que pour les essais de flexion trois points,

$$C_0 = \frac{S^3}{4EBD^3} \quad (\text{I.31})$$

Ce qui donne,

$$\beta = \frac{S^3}{4D^3} \quad (\text{I.32})$$

#### I.8.4.b Rupture semi-ductile (Modèle de Vu-Khanh et De Charentenay)

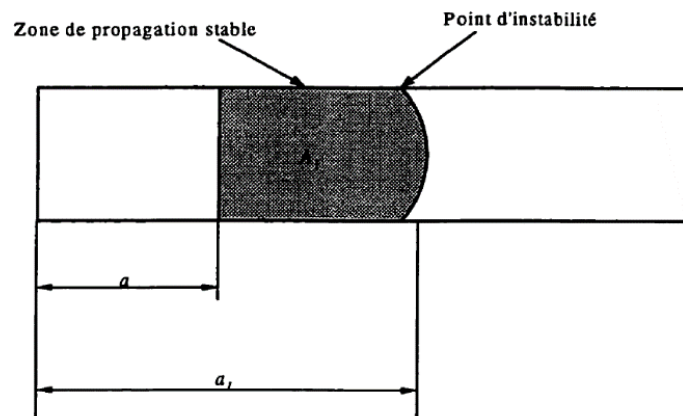


Figure I-29 Schéma d'une surface de rupture présentant une rupture complètement fragile après le stade de propagation stable de la fissure

Dans la rupture semi-ductile coexistent les phases de propagation stable et instable (Figure I-29) ci-dessous. Une zone  $A_1$  de la surface où la propagation est stable et une autre zone après le point d'instabilité où la propagation est brutale.

Williams [69] suggère de modéliser le mécanisme de rupture d'éprouvette qui présente une petite zone de blanchiment en introduisant le concept de profondeur effective de l'entaille  $a_{eff} = a + r_p$ . On peut alors déterminer  $G_C$  pour les ruptures semi-ductiles. Vu-Khanh [70] avait noté que le modèle considérant une profondeur d'entaille effective donne une grande dispersion car il ne prend pas en compte le mode complexe de rupture des matériaux semi-ductiles. Durant

la propagation, il suppose que la variation de  $G_C$  stable est linéaire et que la valeur moyenne est  $G_{st}$ , donc l'énergie absorbée  $U_{st}$  durant ce stade peut être déterminée par :

$$U_{st\ i} = G_{st\ i} A_i \quad (I.33)$$

$A_i$  est la surface correspondant à la  $i^{\text{ème}}$  zone de propagation stable de la fissure.

Si la variation de  $G_c$  avec l'augmentation de la fissure n'est pas linéaire,  $G_{st}$  est donnée par :

$$\begin{aligned} G_{st\ i} &= 1/A_i \int_0^{A_i} G_c A \, dA \\ &= \frac{1}{a_i - a_{i-1}} \int_{a_{i-1}}^{a_i} G_c A \, .dA \end{aligned} \quad (I.34)$$

La longueur de la fissure passe de  $a_1$  à  $a_2$  durant le stade de propagation instable, et l'énergie dissipée est :

$$\begin{aligned} U_{inst} &= BD \int_{a_1/D}^{a_2/D} Gd \, a/D \\ &= \int_{a_1/D}^{a_2/D} \frac{1}{2} \Delta_3^2 \frac{u^2}{C^2} dC \\ &= \frac{1}{2} \frac{u^2}{C \, a_1/D} - \frac{1}{2} \frac{u^2}{C \, a_2/D} \end{aligned} \quad (I.35)$$

Ensuite, il introduit donc le taux d'énergie de rupture à l'instabilité  $G_{inst}$ , supposé être une constante du matériau et  $U_{inst}$ , est réécrite comme fonction de  $G_{inst}$ :

$$U_{inst} = G_{inst} BD\Phi_1 - G_{inst} BD\Phi_1 \frac{C \, a_1/D}{C \, a_2/D} \quad (I.36)$$

$\Phi_1$  est le facteur de calibration qui correspond à la longueur de fissure  $a_1$ .

Pour un mode combiné de rupture, il considère que l'énergie totale absorbée  $U$  est la somme des énergies absorbées durant les différents phases de propagation de la fissure.

$$U = G_{st\ 1} A_1 + G_{inst(1)} BD\phi_1 - BD\phi_1 \frac{C \, a_1/D}{C \, a_2/D} + G_{st\ 2} A_2 + \dots \quad (I.37)$$

(L'indice (1) représente la première phase stable/instable).

Lors d'un essai de choc,  $U$  peut être remplacé par l'énergie lue sur le pendule après la rupture si l'énergie perdue par le marteau est égale l'énergie absorbée par l'échantillon. L'énergie cinétique associée aux propagations instables de la fissure n'a pas été prise en compte dans l'équation précédente. Pendant la propagation instable, l'énergie restituée est plus grande que l'énergie nécessaire pour créer deux surfaces. L'excès d'énergie est transformé en énergie cinétique et au point où la propagation instable devrait cesser, elle constitue la quantité d'énergie requise pour

reinitier la croissance de la fissure. Donc l'énergie supplémentaire fournie par le marteau à la fin de la propagation instable est plus faible que l'énergie nécessaire pour rompre une éprouvette ayant une longueur de fissure équivalente  $a_2$ , à cause de l'énergie cinétique. Pour une première approximation, on peut négliger l'énergie additionnelle fournie par le pendule après l'instabilité initiale. Cette hypothèse a été vérifiée par un essai de choc, donc la courbe charge/déflexion enregistré a montré que l'énergie additionnelle fournie par le pendule est très faible en comparaison avec l'énergie emmagasinée dans l'éprouvette jusqu'à la première instabilité de la fissure. Le processus de rupture survient comme s'il y avait seulement une zone de propagation stable  $A_i$  après laquelle les mécanismes de rupture sont entièrement fragiles. Pour une mode de rupture combiné, l'équilibre d'énergie (équation I.37) est réduit à :

$$U = G_{st}A_1 + G_{inst}BD\Phi_1 \quad (\text{I.38})$$

Cette équation montre que la courbe  $U/A_1$  en fonction de  $BD\Phi_1/A_1$  est une droite dont la pente est  $G_{inst}$ , et l'ordonnée à l'origine  $G_{st}$ .

#### **I.8.4.c Concept de l'intégrale J :**

Le concept de l'intégrale  $J$  a été développé par Rice pour les matériaux élastiques non linéaires. Il représente la variation de l'énergie potentielle quand une fissure de longueur  $a$  avancé de  $da$ .  $J$  caractérise de la même façon que  $G$  dans le domaine élastique. Quand la déformation plastique au bout de la fissure est importante, la valeur de  $G$  est différente de celle de  $J$ . L'intégrale  $J$  a donné de bons résultats avec certains polymères ductiles. Il est donc impossible d'évaluer la résistance au choc en appliquant la méthode de l'intégrale  $J$ . Aussi, les conditions sur les dimensions de l'échantillon qui garantissent l'obtention de l'intégrale  $J$  en déformations planes rendent très difficile l'application de la méthode à la caractérisation des films minces des polymères.

#### **I.8.4.a Modèle de Mai**

Le concept de travail essentiel de rupture est proposé par Broberg et développé par Mai et Cotterell, comme alternative à l'analyse par l'intégrale  $J$ . Ils ont appliqué cette méthode à quelques matériaux ductiles. Le processus de rupture et la déformation plastique qui s'en suit se développe dans deux régions appelées zone de processus interne et zone plastique externe si une fissure est présentée dans un matériau ductile. Pendant la propagation de la fissure, la grande partie du travail de rupture est dissipé dans la zone plastique n'est pas directement reliée au processus de rupture. Donc, seul le travail dépensé dans la zone de rupture est considéré comme étant une constante du matériau. Ainsi, le travail de rupture total  $U$ , doit être divisé en deux

parties : le travail essentiel de rupture ( $U_e$ ) et le travail non essentiel de rupture ( $U_p$ ) (Figure I-30)

Le travail essentiel de rupture est l'énergie dissipée dans la zone du processus de rupture, alors que le travail non essentiel de rupture est l'énergie dissipée dans la zone plastique. Le travail total de rupture est alors donné par :

$$U = U_e + U_p \quad (I.39)$$

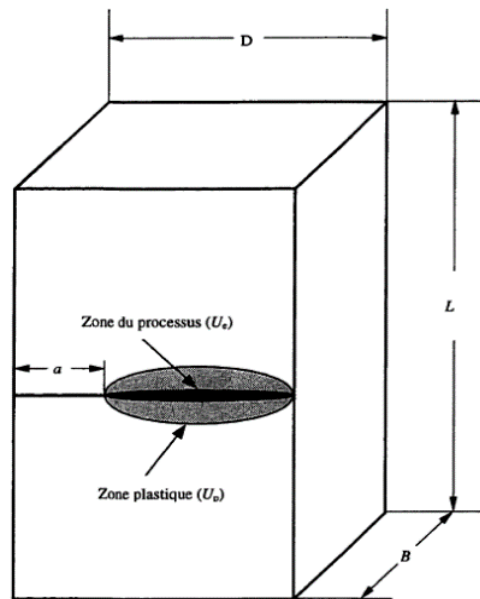


Figure I-30 Représentation de l'ensemble du processus de rupture des polymères ductiles

Physiquement,  $U_e$  est le travail nécessaire pour créer deux nouvelles surfaces de rupture. Il est dissipé dans le processus de rupture. Pour la rupture fragile,  $U_e$  est utilisée pour étirer et casser les fibres dans la zone de craquelures en tête de fissure comme on peut le voir sur la Figure I-31.a. Pour la rupture ductile,  $U_e$  est dissipée pour développer la zone en tête de fissure et ensuite, rompre les molécules juxtaposées (Figure I-31.b).

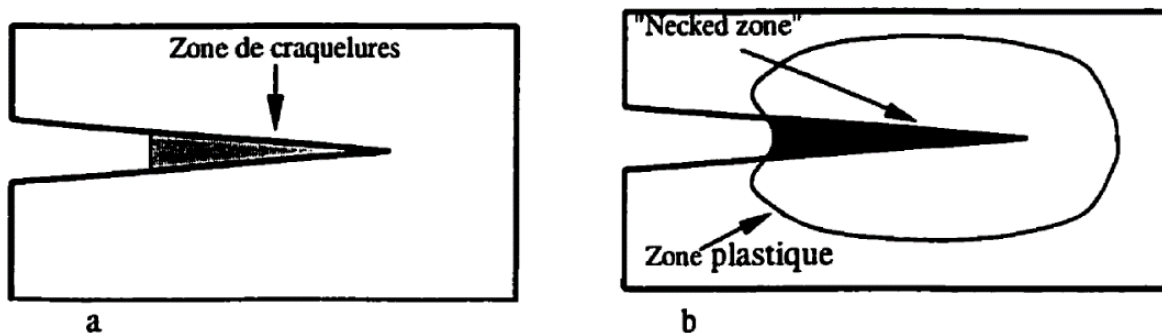


Figure I-31 Zones du processus de rupture, (a) pour un polymère fragile et (b) pour un polymère ductile



$U_e$  est une énergie de surface et pour une épaisseur donnée. Elle Est proportionnelle au ligament  $l$  ( $l=D-a$ ). Contrairement,  $U_p$  est une énergie de volume proportionnelle à  $l^2$ . Le travail de rupture total est donc réécrit sous la forme suivante :

$$U = u_e Bl + u_p \chi Bl^2 \quad (\text{I.40})$$

Le travail essentiel total spécifique,  $u_f$ , est donnée par :

$$u_f = \frac{U}{Bl} = u_e + \chi u_p l \quad (\text{I.41})$$

$u_e$  et  $u_p$ , sont respectivement le travail essentiel spécifique de rupture et le travail plastique spécifique.  $\chi$  est le facteur de forme de la zone plastique. Les chercheurs considèrent que  $u_e$  est une constante du matériau,  $u_p$  et  $\chi$  sont indépendants de  $l$ , donc la courbe  $u_f$  en fonction de  $l$  est une droite. On extrapole cette droite à  $l = 0$  et on détermine  $u_e$ , l'ordonnée à l'origine et la pente de la droite correspond à  $\chi u_p$ . Étant donné que  $\chi$  change avec la géométrie de l'éprouvette et la longueur initiale de la fissure. S'il existe des similitudes géométriques pour tous les ligaments, on peut obtenir seulement une droite entre  $l$  et  $u_f$ . Puisque la contrainte plastique augmente quand la longueur du Ligament diminue, la condition d'état de déformations planes doit être approchée lorsque la longueur du ligament est petite.

#### I.8.4.b Modèle de Vu-Khanh

Durant la période de propagation de la fissure, Vu-Khanh [71], [72] a proposé un modèle pour déterminer les paramètres de rupture de polymères ductiles et qui prend en compte l'énergie dissipée dans la déformation plastique. Deux paramètres sont utilisés : l'énergie de rupture à l'initiation et l'équivalent d'un module de déchirement représentant la variation de l'énergie de rupture en tant que la fissure se développe. Il a mesuré la ténacité à la rupture d'un nylon66 (PA66 par la méthode de l'intégrale  $J$  de la mécanique non linéaire et il a trouvé que l'énergie de rupture à l'initiation déterminée par son modèle donne de bons résultats avec celle de la méthode de l'intégrale  $J$ . Cette méthode proposée est fondée sur l'hypothèse que l'énergie de rupture  $G_R$  varie avec l'extension de la fissure, donc l'énergie dissipé dans la surface de rupture est donnée par :

$$U = \int_A G_R A \, dA \quad (\text{I.42})$$

$U$  n'est plus une fonction linéaire de  $A$  car  $G_R$  est une fonction de  $A$  et la courbe de  $U$  en fonction de  $A$  ne peut permettre de déterminer l'énergie de rupture. L'augmentation de l'énergie de rupture avec l'extension de la fissure est caractérisée par l'intégrale de contour  $J$ . à partir d'essais effectués sur différents types d'échantillons, Gibson [73] a montré que le module de déchirement s'écrivant :

$$T = \frac{E}{\sigma_{ys}^2} \frac{dJ}{da} \quad (I.43)$$

$T$  est indépendant de la géométrie de l'échantillon. Ce module soit défini seulement pour de très petites valeurs d'extension de la fissure. L'idée a été étendue au cas de la rupture stable sous choc. Si on considère un module de déchirement équivalent  $T_a$ , comme constante du matériau qui représente le taux d'accroissement de  $G_R$  quand  $A$  varie, L'énergie de rupture peut être exprimée comme suit :

$$G_R = G_i + T_a A \quad (I.44)$$

$G_i$  est l'énergie de rupture à l'initiation de la fissuration.

En supposant que l'énergie absorbée par l'échantillon est celle dissipée dans la surface de rupture, l'énergie absorbée devient :

$$U = G_i A + \frac{1}{2} T_a A^2 \quad (I.45)$$

L'extrapolation de la droite de l'énergie par unité de surface en fonction de  $A$ , à  $A=0$  donne la valeur de  $G_i$ , donc la pente de la courbe conduit à  $T_a$ .

L'équation (I.45) et celle proposée par Mai (équation I.40) sont similaires. Mai [74] affirme que l'énergie de rupture  $P$  à l'initiation de la fissure des polymères ductiles est plutôt le travail de rupture essentiel. De plus, il pense que le paramètre  $T_a$  qui représente la variation de l'énergie de rupture durant la propagation stable de la fissure doit être associé au travail dissipé dans la zone plastique. Notant que dans les formulations des méthodes,  $G_i$  reflète seulement l'énergie d'initiation, alors que  $u_e$ , le travail essentiel de rupture, est une constante du matériau et ne varie pas avec l'extension de la fissure. Donc,  $u_e$  serait indépendant du taux de chargement. Le concept du travail essentiel de rupture affirme que la pente de la courbe  $U/lB$  en fonction de  $l$  soit toujours positive. Puisque le deuxième terme de l'équation (I.41) est toujours positif. La pente de la courbe doit être nulle dans le cas où aucune zone plastique ne se développe. Vu-Khanh [72] Présente des résultats de mesures effectuées à différents vitesses de chargement et a

---

différentes températures pour plusieurs polymères, en utilisant des éprouvettes de flexion trois points.  $U/lB$  démunie avec l'augmentation de  $l$ .

# Chapitre II

## Etude expérimentale et analytique du comportement à l'impact

## II.1 Introduction

Les propriétés mécaniques des polymères sont déterminées à partir de la nature et de la structure de base des chaînes macromoléculaires. Les mécanismes de déformation de ces matériaux peuvent être très différents suivant la température et les conditions de sollicitation [75]. Par leur structure en chaînes macromoléculaires, ils manifestent un comportement viscoélastique. A basse température ou à grande vitesse de sollicitation, les polymères présentent généralement un comportement de type fragile. Par contre, aux températures élevées ou aux faibles vitesses de sollicitation, leur comportement est plutôt de type ductile.

La rupture fragile se produit sans déformation appréciable du matériau. Elle est la conséquence de la croissance et de la rupture de craquelures bien localisées. Par contre, la rupture ductile est due à une extension de bandes de glissement conduisant à la striction. Elle laisse apparaître des étirements importants qui sont le résultat de l'instabilité de très grandes déformations locales engendrées au voisinage des hétérogénéités. Dans une rupture semi ductile, il y a simultanément une multiplication de craquelures et une extension de glissement avant la rupture finale. L'étirement est peu important.

L'une des propriétés recherchées dans l'usage des matières plastiques est la résistance au choc. En comparant deux polymères de mêmes caractéristiques mécaniques, le plus ductile résiste mieux à l'impact. L'interprétation des essais de choc par la mécanique de la rupture peut fournir des paramètres représentatifs du matériau. Les essais de choc sont basés soit sur des méthodes énergétiques, soit sur des enregistrements charge-déplacement à l'aide d'appareils instrumentés. Plusieurs chercheurs ont mené des essais de choc sur les matériaux composites [76]–[86] contrairement aux matériaux polymères où peu de travaux existent.

Selon Williams et Khanh les polymères peuvent se casser de manière très distincte sous l'impact.

Plusieurs modes de rupture ont été identifiés en fonction de la quantité de déformation plastique à la pointe de la fissure et de la stabilité de la propagation des fissures. Pour chaque mode, une analyse appropriée doit être utilisée pour déterminer l'énergie d'impact du matériau.

Dans ce chapitre, Le comportement à la rupture d'un polyéthylène à haute densité (PEHD) a été étudié expérimentalement par des essais d'impact sur des éprouvettes entaillées (SENB) et analytiquement en utilisant les critères énergétiques de rupture.

En outre, un examen des principaux critères de rupture est donné afin de caractériser le comportement en rupture de ce polymère dans les deux cas (statique et dynamique).

Enfin, pour une meilleure compréhension des mécanismes de rupture et d'endommagement, une approche expérimentale basée sur des observations microscopiques (SEM) a été utilisée en examinant les faciès de rupture des éprouvettes rompues.

## II.2 Matériaux et méthodes expérimentales :

### II.2.1 Caractéristiques du matériau

Le PEHD utilisé pour notre étude a été fourni par une entreprise de tuyauterie. Les propriétés physiques sont : la densité est de  $0.9 \text{ (g/cm}^3\text{)}$ , débit massique =  $1.2 \text{ (g/10 min)}$ , Masse moléculaire =  $310000$ , La température de transition vitreuse =  $-110 \text{ (}^\circ\text{C)}$ , le point de fusion =  $180 \text{ (}^\circ\text{C)}$  et le taux de cristallinité  $\approx 66\%$ . La déformation vraie à la rupture est environ  $250\%$ . Le module de Young obtenu est égal à  $850\text{MPa}$ . La limite élastique  $\sigma_y$  est égale à  $25\text{MPa}$  [8].

### II.2.2 Géométries de l'éprouvette

Afin d'examiner la sensibilité des différentes approches de la mécanique de la rupture et d'examiner leur pertinence en ce qui concerne les matériaux à grande déformation tels que le PEHD, la configuration de l'éprouvette SENB (sous flexion trois points et essai Charpy) a été pris en considération pour l'évaluation de la ténacité.

La géométrie de l'échantillon est présentée dans la Figure II-1. Son épaisseur a été choisie selon l'ASTM-D 5045-99 (2007). Les différentes longueurs de fissure ( $a$ ) ont été étudiées. Les longueurs normalisées de fissure ( $a/W$ ) varient entre  $0,35$  et  $0,6$ . Pour la flexion trois points, les essais de rupture ont été réalisés à température ambiante sous une vitesse de déplacement constante  $W/10 \text{ mm/min}$  en fonction de la largeur de l'éprouvette en tant qu'une condition d'essai de base. Les essais d'impact sont réalisés à travers des essais Charpy normalisés.

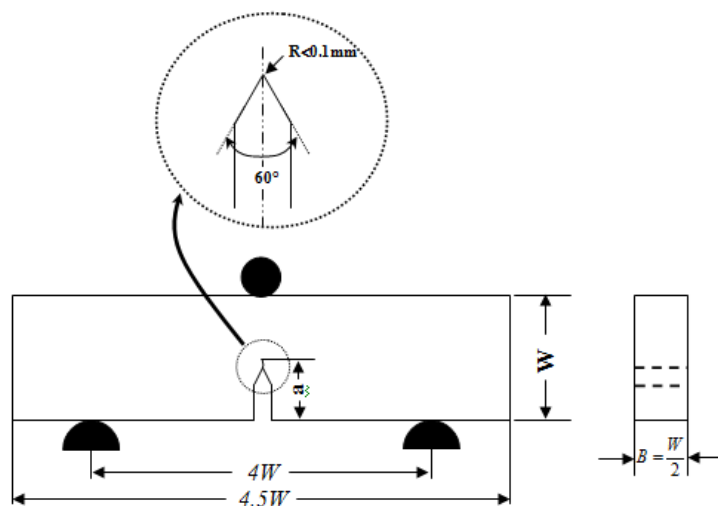


Figure II-1 Géométrie de l'éprouvette SENB.

### II.2.3 Analyse et méthodologie

**Cas statique** : Les essais de rupture ont été menés à un rapport de vitesse  $W/10$ . Afin de mettre en évidence les premiers éléments caractéristiques du mode de rupture du PEHD et vérifier la faisabilité de la méthode d'essai employée pour caractériser la ténacité, nous commencerons par présenter les évolutions des courbes charge-déplacement obtenues à partir des essais réalisés sur les éprouvettes SENB pour différents rapport  $(a/W)$ , Des évolutions analogues de la charge en fonction du déplacement pour tous les rapports considérés  $a/W$  sont mises en évidence.

**Cas dynamique** : L'essai de résilience a pour objet de déterminer la résistance au choc des matériaux. Malgré sa très grande ductilité, le PEHD est évidemment comme nous l'avons vu sensible aux effets d'entaille et susceptible d'être fragile à de grandes vitesses de déformation. Des essais de choc ont été réalisés sur un mouton pendule (Figure II-2) permettant d'évaluer l'énergie absorbée lors du processus de rupture. Après plusieurs séries d'essais, un marteau de 5 Joule a été retenu pour rester dans le domaine de validité de la méthode. En effet, l'énergie totale mesurée doit demeurer entre 10 et 60% de la capacité maximale du pendule. Les essais ont été réalisés au laboratoire de mécanique de Lille sur un pendule Ceast 9050 (Impactor II) ayant une vitesse au moment de l'impact d'environ 4 m/s.

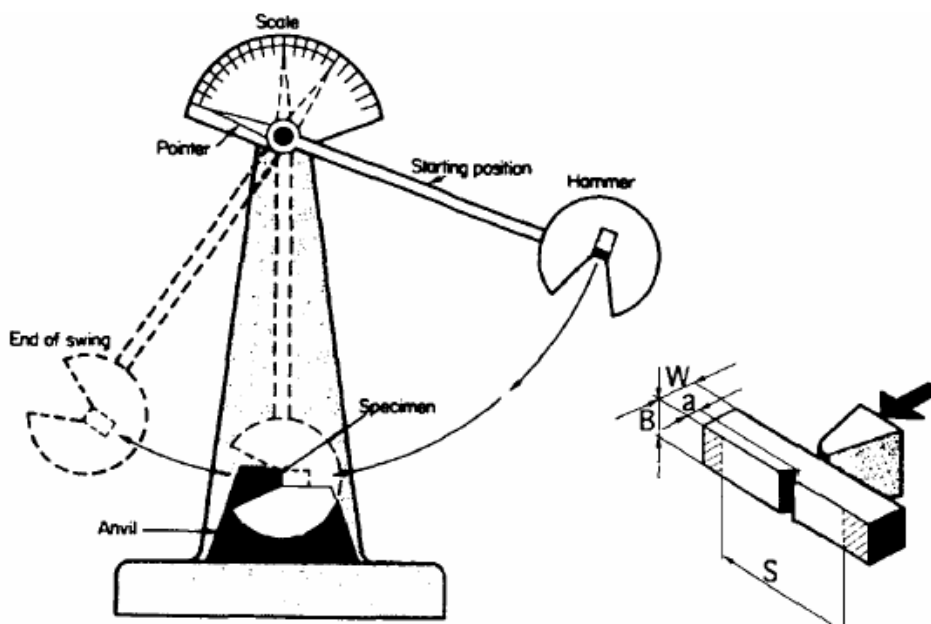


Figure II-2 Schéma illustrant le mouton pendulaire Charpy.

La rupture peut se produire de deux façons ; instable (rupture fragile), stable (rupture ductile) [87].



La rupture fragile se produit lorsque l'énergie de déformation stockée dans l'échantillon à la pointe de la fissure est beaucoup plus grande que l'énergie dissipée pour la création des deux surfaces de rupture. Dans ce cas, la fissure se développe d'une manière instable. La partie restante est transformée en énergie cinétique. L'échantillon a généralement tendance à se casser complètement en deux moitiés et s'envoler après la rupture. En revanche, pour de nombreux polymères, à l'œil nu, la surface apparaît rugueuse et souvent montre un effet de ramification [88]. Pour ce type de mécanique de la rupture, Williams et al [89] ont proposé un modèle basé sur mécanique linéaire élastique de la rupture (MLER) afin de déterminer de l'énergie de rupture par impact. L'énergie absorbée par l'échantillon ( $U$ ), peut être liée à la ténacité du matériau ( $G_c$ ). L'expression du taux d'énergie de déformation critique ou l'énergie de rupture est donnée par :

$$U = G_c B W \Phi \quad (\text{II.1})$$

Où  $B$  est l'épaisseur de l'éprouvette,  $W$  est sa largeur, et  $\Phi$  est une fonction géométrique qui peut être évalué pour toute la géométrie en considérant le facteur de calibrage approprié établi pour les échantillons pré-fissurée.

Pour le comportement de rupture ductile, une autre approche qui tient compte de l'ouverture de la fissure et de l'énergie de propagation de la fissure dans le matériau a été proposé par Khanh [72], en supposant que l'énergie de rupture du polymère avec un comportement ductile varie linéairement avec l'ouverture de la fissure est donnée par :

$$G_r = G_i + T_a A \quad (\text{II.2})$$

$$U/A = G_i + 1/2 T_a A \quad (\text{II.3})$$

Avec  $G_r$  est l'énergie de rupture réelle,  $G_i$  est l'énergie de rupture à l'initiation de la fissure,  $T_a$  représente le taux de changement de  $G_r$  avec l'ouverture de la fissure et  $A$  est la surface de rupture.

### II.3 Résultats et discussions

Les courbes charge-déplacement associées aux essais réalisés sur les éprouvettes SENB pour différentes longueurs de fissure ( $a/W$ ) ont été obtenue. L'augmentation de la longueur de fissure initiale conduit à une diminution de la charge maximale. Les courbes ont été corrigées par l'élimination de la compression et l'effet de la pénétration du pin. L'une des courbes corrigées est représentée sur la Figure II-3. En général, les résultats obtenus présentent trois niveaux de comportement ; un comportement linéaire initial suivi par un comportement

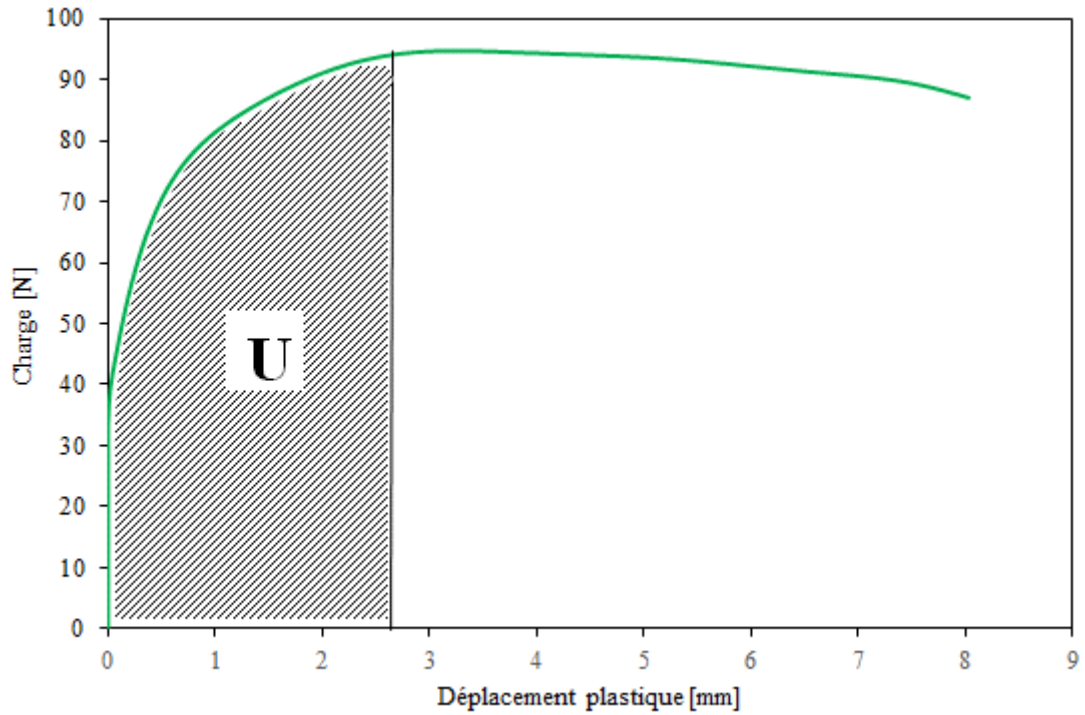


Figure II-4 Mesure de l'énergie à partir d'une courbe charge – déplacement

plastique non linéaire. La ténacité se mesure généralement à partir de l'évaluation du taux d'énergie de déformation par unité d'épaisseur pour un déplacement ou une charge critique. L'énergie de rupture n'est rien que l'aire sous la courbe charge-déplacement (Figure II-3). La Figure II-4 présente la variation de l'énergie rapportée à l'épaisseur de l'éprouvette ( $U/B$ ) par

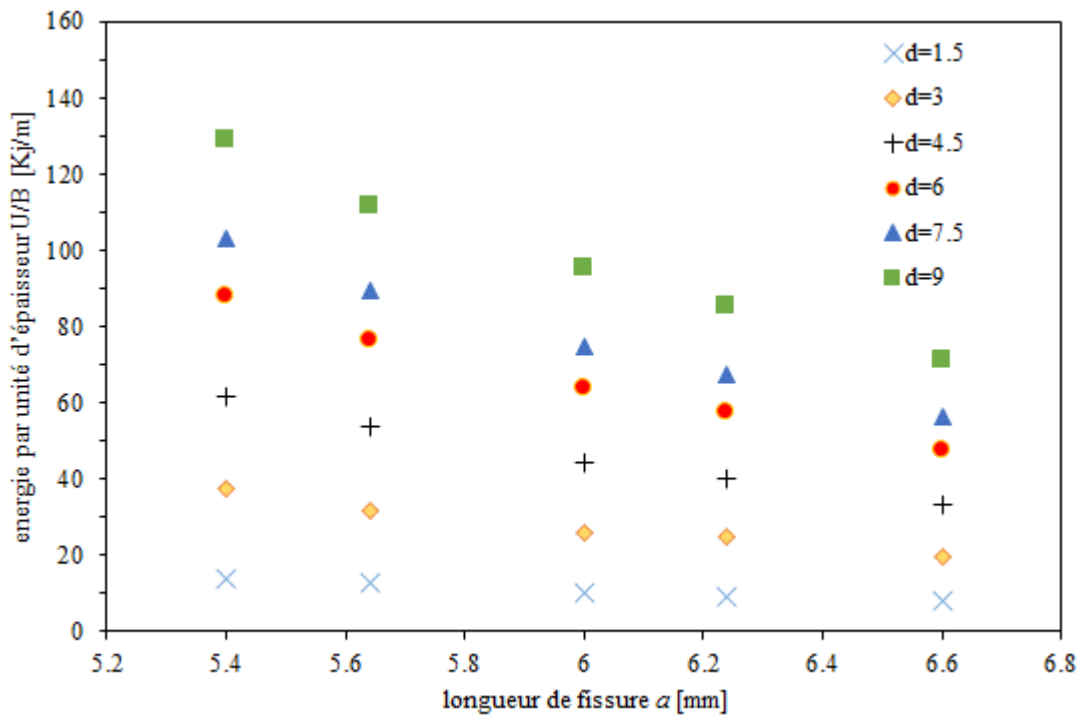


Figure II-3 Variation de l'énergie en fonction de la longueur de fissure [8]

rapport à la longueur de la fissure. Il est clair qu'au déplacement constant, l'évolution de l'énergie peut être estimée linéaire en première approximation. Afin de comprendre le concept de comportement et d'identifier les processus d'endommagement du PEHD, la zone située près de la fissure a été observée à l'aide d'un microscope électronique à balayage par émission de champ (FESEM Hitachi-S4700). Sur la Figure II-5, la surface de fracture de l'échantillon de SENB est illustrée.

Pour résumer, l'endommagement du PEHD est caractérisé par une cavitation importante qui se crée dans une zone fortement déformée. Cette cavitation s'accompagne de l'étirement de la matière qui peut ensuite initier des microfissures. L'anisotropie de la déformation fait que des

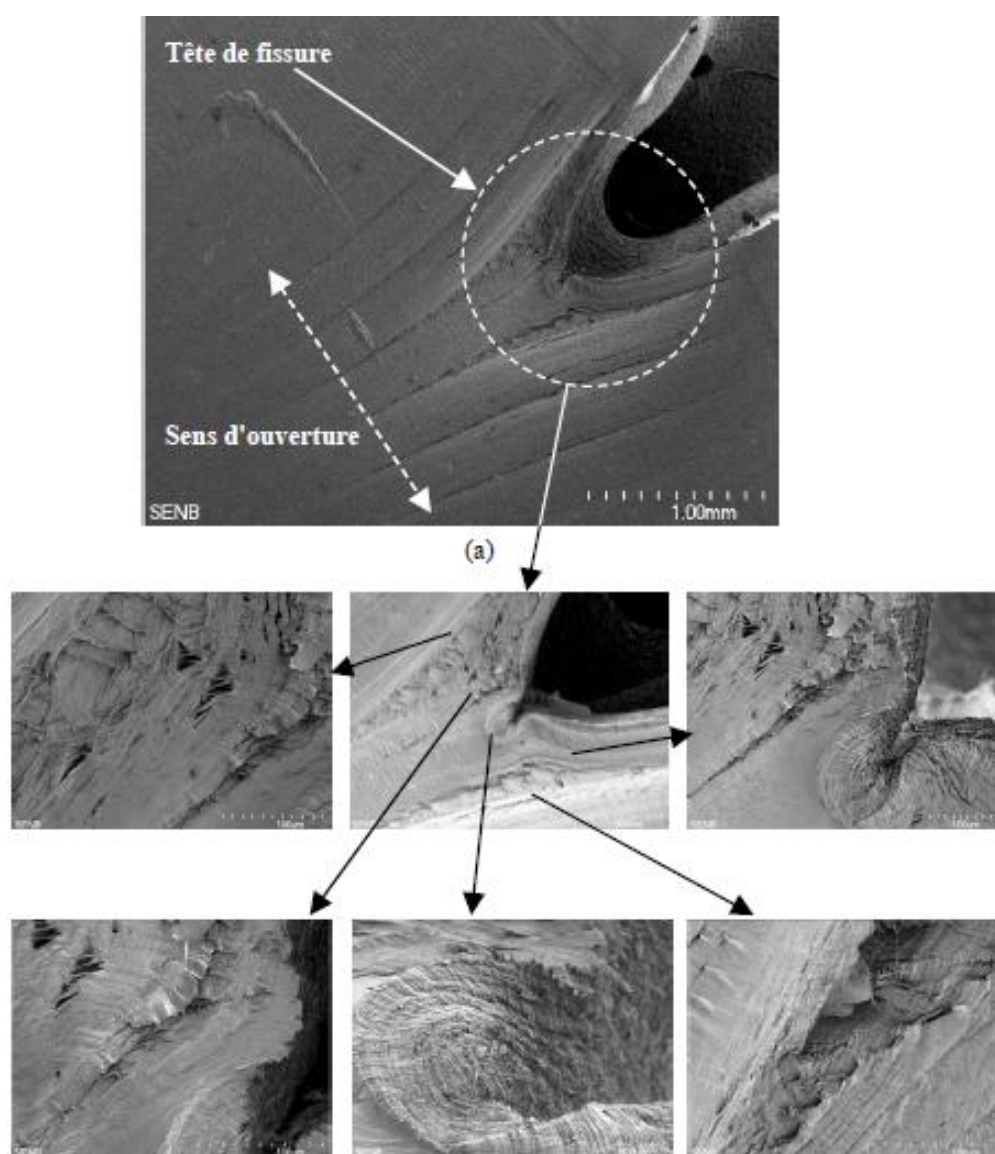


Figure II-5 Observations de la surface de rupture de l'éprouvette SENB : (a) photographie macro de la pointe de fissure et (b) zooms sur différentes zones [8]

cavités plus ou moins orientées peuvent se former ou croître. Tous ces endommagements induisent un fort émoussement en front de fissure et génèrent un matériau poreux. Plusieurs études viennent corroborer cette affirmation.

Dans un essai de choc flexion trois points, le faciès de rupture des PEHD étudiés présente une phase de propagation stable suivie d'une zone de transition puis d'une phase de propagation instable et de lèvres ductiles comme on peut le constater sur la Figure II-6 et plus détaillé sur la Figure II-7.

- Dans la phase stable, on peut remarquer que l'avancée de la fissure est importante au centre et qu'il n'y a pas de progression sur les bords. La zone stable a de ce fait une forme arrondie et présente un faciès en forme d'îlot.
- la zone de transition, en forme d'arc de cercle, ne s'étend que sur une très petite distance.
- la phase instable, observée à un fort grossissement. Cette phase présente les caractéristiques d'une rupture fragile.

On peut remarquer que les lèvres ductiles, très réduites dans la phase stable, augmentent progressivement et deviennent importantes dans la zone instable.

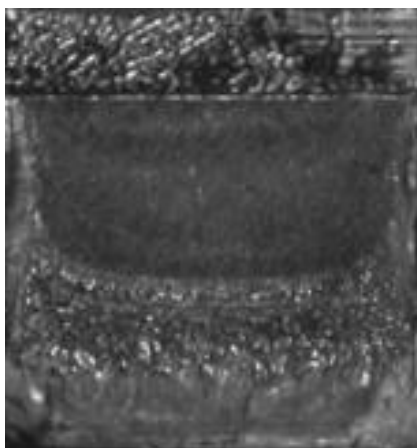


Figure II-6 Photographie macro du faciès de rupture d'une éprouvette SENB impactée [8]

Cette rupture mixte est une conséquence de la quantité insuffisante de l'énergie emmagasinée au moment de l'amorçage pour que la fissure puisse se propager de manière instable à travers la totalité de la section restante. La fin de la propagation se déroule de manière stable, et l'énergie de rupture doit en principe varier linéairement avec l'aire de la section restante comme lors d'une propagation stable. Le déclenchement de l'instabilité pourrait être lié à la rupture brutale des ligaments de PEHD étirés pendant la phase stable sur les bords de l'échantillon. Il y a alors libération brutale d'énergie élastique et propagation beaucoup plus rapide de la fissure. Cette propagation rapide se produit en deux phases : Une première phase pendant laquelle les lèvres ductiles dans la zone de l'entaille initiale se déchirent brutalement.

Une deuxième phase ou s'établirait un régime adiabatique provoquant un échauffement important des zones soumises à une forte déformation plastique, d'où un seuil d'écoulement beaucoup plus faible et le développement important des lèvres ductiles.

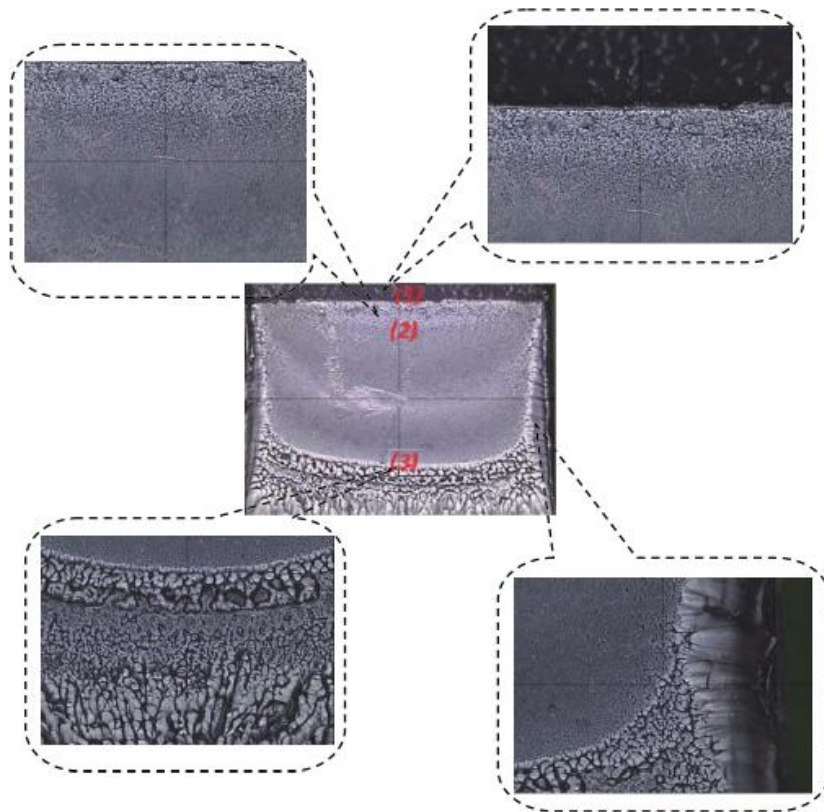


Figure II-7 Faciès de rupture d'une éprouvette SENB impactée.

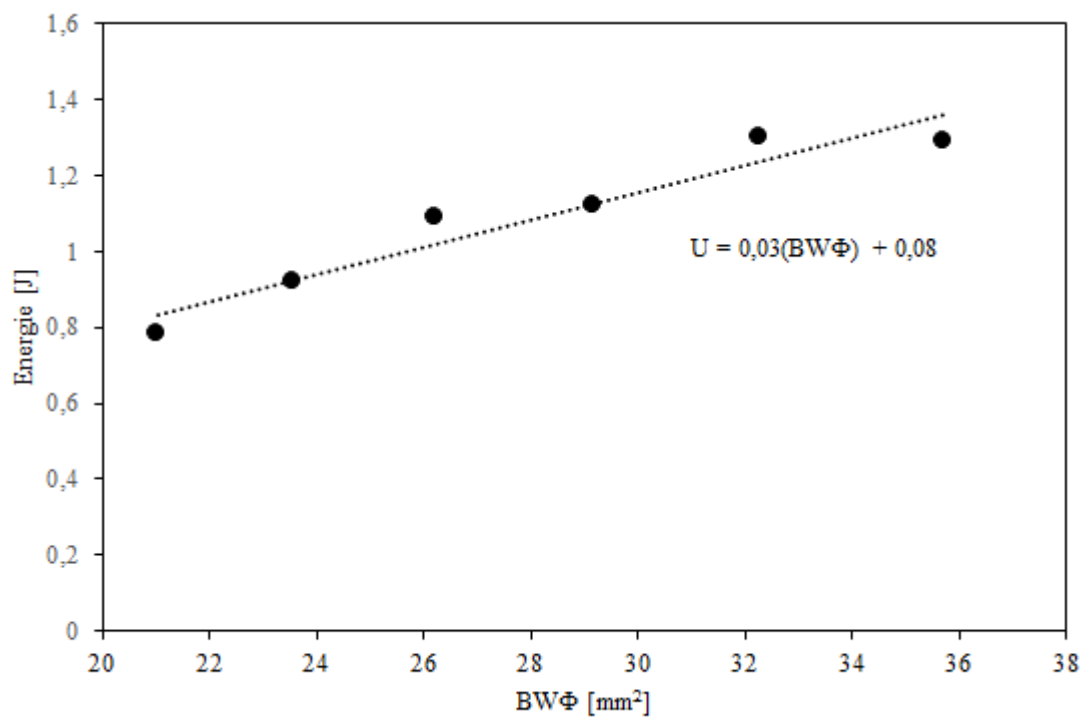


Figure II-8 Variation de l'énergie pour la propagation instable (fragile) [8]

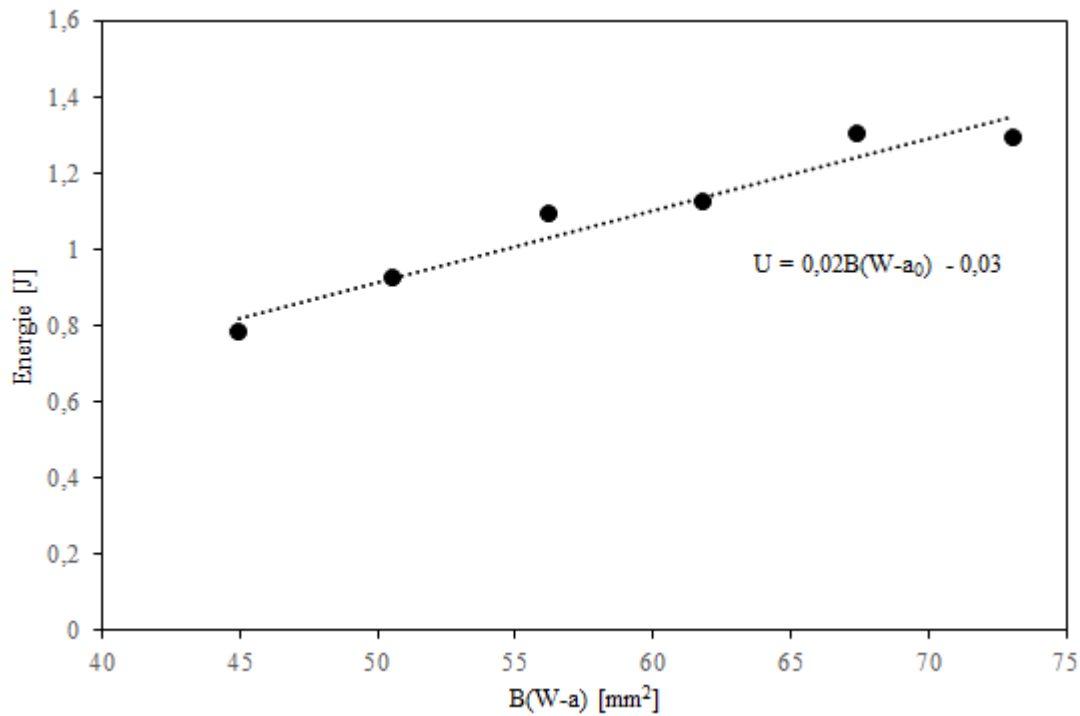


Figure II-9 Variation de l'énergie pour la propagation stable (ductile) [8]

La Figure II-8. Présente l'énergie totale absorbée en fonction de  $BW\Phi$  pour une rupture instable (fragile), et en fonction de  $B(W-a)$  pour une rupture stable (ductile) (Figure II-9). Compte tenu de la nature de la propagation, l'énergie de propagation représente la pente des droites obtenue. Il est très difficile d'obtenir la courbe de charge-déplacement exacte et d'évaluer la ténacité exacte dans les conditions de chargement dynamique, alors nous sommes obligés d'utiliser les critères énergétiques.

Dans cette partie, nous allons présenter une étude analytique afin de proposer une nouvelle approche mixte des deux modes de rupture (fragile et ductile) avec un changement dans l'équation de l'énergie en se basant sur les approches Williams et Vu-Khanh.

D'après la Figure II-8 On a :

$$U = 0.03(BW\Phi) + 0.08 \quad (\text{II.4})$$

Et de la Figure II-9. On a :

$$U = 0.02B(W - a) - 0.03 \quad (\text{II.5})$$

Williams et al ont démontré que :

$$\Phi = \frac{\int Y^2 \frac{a/W}{Y^2} d \frac{a/W}{a/W}}{\frac{1}{2\alpha^2} \frac{1}{Y^2} \frac{1}{a/W}} \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas de flexion trois points, on a :

$$\alpha = \frac{\sigma}{P} BW \quad (\text{II.7})$$

Avec

$$\sigma = \frac{3PS}{2BW^2} \quad (\text{II.8})$$

Pour l'autre constante :

$$\beta = EBC_0 \quad (\text{II.9})$$

Avec

$$C_0 = \frac{u}{P} = \frac{S^3}{48EI} = \frac{S^3}{4EBW^3} \quad (\text{II.10})$$

L'équation (II.6) devient :

$$\Phi = \frac{1}{Y^2} \frac{1}{a/W} \left( \frac{S}{18W} + \int_0^{a/W} Y^2 \frac{a/W}{d} \frac{a/W}{a/W} \right) \quad (\text{II.11})$$

Les essais sont faits avec une distance entre les appuis donnée par  $S = 4W$ , Alors :

$$\Phi = \frac{1}{Y^2} \frac{1}{a/W} \left( \frac{2}{9} + \int_0^{a/W} Y^2 \frac{a/W}{d} \frac{a/W}{a/W} \right) \quad (\text{II.12})$$

La fonction (Y) est donnée par Brown et Srawley [90]:

$$Y = 1.93 - 3.07 \left( \frac{a}{W} \right) + 14.53 \left( \frac{a}{W} \right)^2 - 25.11 \left( \frac{a}{W} \right)^3 + 25.8 \left( \frac{a}{W} \right)^4 \quad (\text{II.13})$$

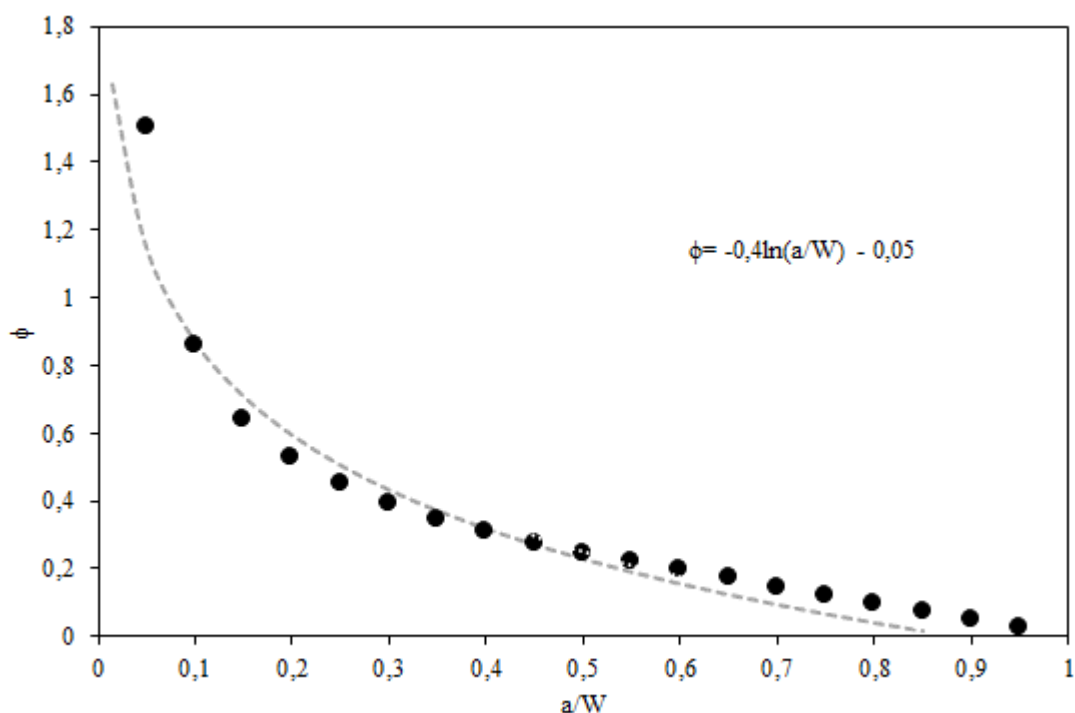


Figure II-10 le facteur géométrique en fonction du rapport  $a/W$

En remplaçant les variables dans l'équation (II.12), le facteur géométrique ( $\phi$ ) peut être déterminé pour tout ( $a/W$ ) (Figure II-10).

Alors, après simplification on obtient les résultats suivants :

$$\Phi = 1.6 - 7\left(\frac{a}{W}\right) + 11.5\left(\frac{a}{W}\right)^2 - 6.3\left(\frac{a}{W}\right)^3 \quad (\text{II.14})$$

On remplace l'équation (II.14) dans l'équation (II.4) pour écrire l'équation de l'énergie totale en fonction d'un seul paramètre ( $a/W$ ), donc l'équation (II.4) devient :

$$U = BW \left[ 0.048 - 0.21\left(\frac{a}{W}\right) + 0.345\left(\frac{a}{W}\right)^2 - 0.189\left(\frac{a}{W}\right)^3 \right] + 0.08 \quad (\text{II.15})$$

Après la mise en facteur, l'équation. II.5) devient:

$$U = BW \left[ 0.02 - 0.02\left(\frac{a}{W}\right) \right] - 0.03 \quad (\text{II.16})$$

L'équation de l'énergie totale peut s'écrire :

$$U = BW \left[ 0.068 - 0.23\left(\frac{a}{W}\right) + 0.345\left(\frac{a}{W}\right)^2 - 0.189\left(\frac{a}{W}\right)^3 \right] + 0.05 \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{U}{BW} = \left[ 0.068 - 0.23\left(\frac{a}{W}\right) + 0.345\left(\frac{a}{W}\right)^2 - 0.189\left(\frac{a}{W}\right)^3 \right] \quad (\text{II.18})$$

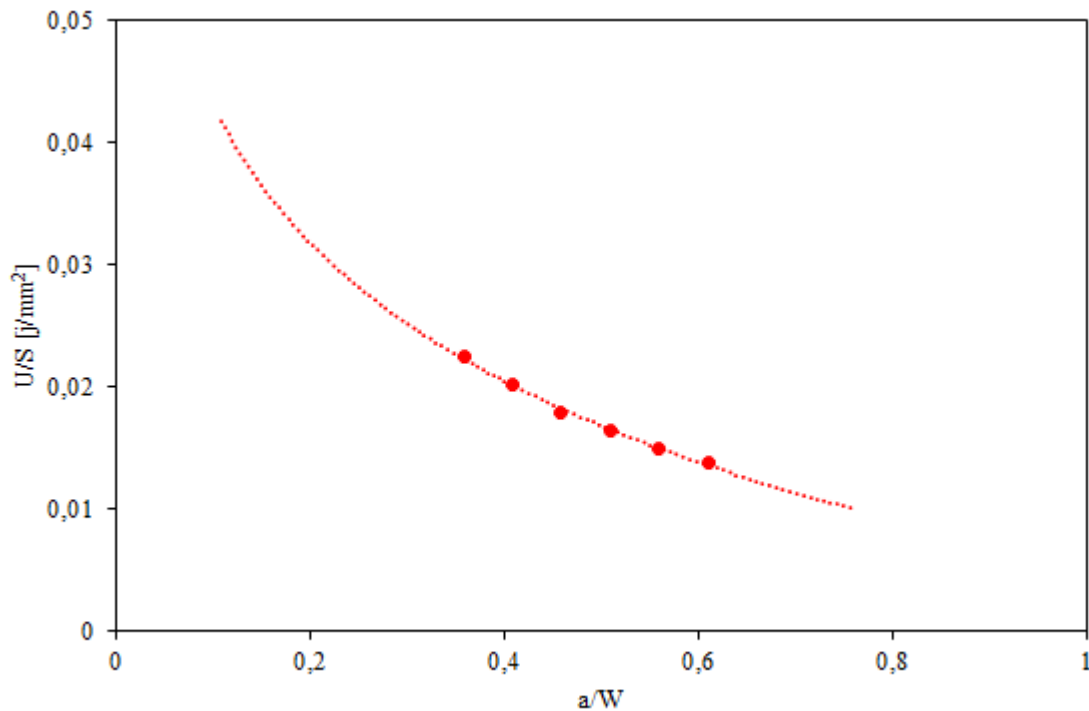


Figure II-11 Variation de l'énergie par unité de surface en fonction du rapport  $a/W$



La longueur de l'entaille doit respecter la condition suivante :  $0.35 \leq \frac{a}{W} \leq 0.6$

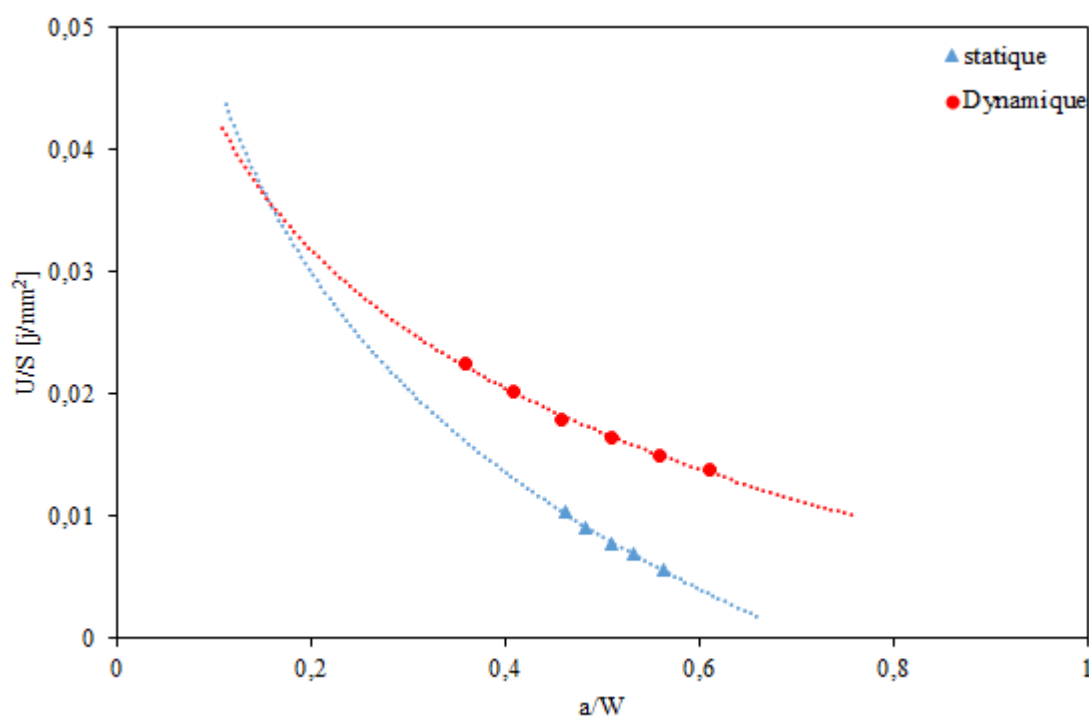


Figure II-12 Variation de l'énergie par unité de surface en fonction du rapport  $a/W$

Les éprouvettes en PEHD sont évaluées pour déterminer l'énergie d'impact par unité de surface ( $BW$ ) en fonction de la longueur de fissure ( $a/W$ ) pour un chargement statique et un chargement dynamique qui sont analysés et comparés.

Les figures montrent l'évolution de l'énergie en fonction de  $BW\Phi$  pour la rupture instable, et de l'évolution de l'énergie en fonction de  $B(W-a)$  pour la rupture stable. Comme nous pouvons le constater, dans les deux cas ; il y a une augmentation de l'énergie d'impact. Dans cette étude analytique, une équation basée sur les approches de Vu-Khan et Williams a été déterminée pour décrire les deux modes de rupture (ductile et fragile) et pour comparer l'énergie totale absorbée en fonction d'un seul paramètre ( $a/W$ ) pour les deux cas, chargement statiques (flexion Trois points) et le chargement dynamique (Charpy) (Figure II-12). Les résultats de cette étude montrent qu'il existe une différence significative entre les essais statiques et les essais dynamiques. L'énergie absorbée par unité de surface de chaque type de chargement (statique et dynamique) diminue lorsque la longueur de fissure ( $a/W$ ) de PEHD augmente. Cependant, la raison de la diminution de l'énergie absorbée est la propagation rapide des fissures. L'énergie absorbée par unité de surface pour le chargement dynamique est plus élevée que le chargement statique pour toutes les longueurs de fissure ( $a/W$ ), on a montré qu'il existe une influence de la vitesse en raison de la non-linéarité de la rigidité de contact entre l'éprouvette et le marteau de Charpy [91]. Selon Martinez [92] et Major [93], les essais de rupture à grande vitesse ont des

problèmes spéciaux en raison de la présence des effets dynamiques : les vibrations dans le système et l'inertie des charges créent des forces sur l'éprouvette qui sont transférées au marteau. La diminution de la vitesse d'essai réduit les effets dynamiques, et l'amortissement mécanique de la transmission de charge garantit le contrôle de l'effet d'inertie de la charge.

## II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le comportement mécanique en grande déformation plastique du PEHD a été étudié en utilisant des méthodes expérimentale et analytique. Des essais de flexion trois points et Charpy (fragiles et ductiles pour une propagation stable et instable) ont été réalisés sur des éprouvette SENB. En outre, le comportement en rupture de ce matériau a été déterminée à partir de deux différentes approches et une nouvelle approche mixte prenant en compte les deux modes de rupture a été proposée.

Les principaux résultats sont donnés obtenus sont :

- L'énergie absorbée par unité de surface de chaque type de chargement (statique et dynamique) diminue lorsque le rapport ( $a/W$ ) augmente.
- L'énergie absorbée par unité de surface pour le chargement dynamique est plus élevée que celle du chargement statique pour tout les rapports ( $a/W$ ).
- La diminution de l'énergie absorbée est due à la propagation rapide des fissures.
- Les concepts de la mécanique de la rupture ont montré une différence notable entre la rupture statique et la rupture dynamique.

# Chapitre III

## Etude de l'endommagement du PEHD

### III.1 Introduction

Ces dernières décennies, une attention considérable a été portée sur la déformation plastique des polymères et elle a été largement étudiée par [94]–[98]. Comme on le sait, les paramètres qui influencent les polymères solides sont les suivants : La température, la vitesse de déformation et le type de conditions de chargement, ce qui signifie la triaxialité des contraintes. Certains dispositifs expérimentaux ont été proposés afin de définir les effets de la triaxialité des contraintes sur les propriétés mécaniques des polymères [99], [100]. Ces systèmes sont aussi complexes car il semble très difficile d'obtenir une courbe de contrainte-déformation intrinsèque.

Les chercheurs ont proposé de nombreuses lois phénoménologiques et d'autres études ont été basées uniquement sur le comportement mécanique en grande déformation. Il est maintenant reconnu que trois cours successifs qui sont la nucléation (ou la germination) de la cavité, leur croissance et la coalescence des vides à un stade ultérieur de la déformation conduisent à l'endommagement des matériaux ductiles comme les polymères.

Dans le même temps, et pour comprendre les mécanismes de la croissance des vides et de la coalescence et développer des modèles micromécaniques pour mieux décrire la fracture ductile des polymères, les efforts de recherche ont été consacrés. Le modèle micromécanique le plus connu est proposée par Gurson et élargi phénoménologiquement par Tvergaard et Needelman pour lequel le dommage est exprimé comme une porosité due aux microvides sphériques est particulièrement bien adapté à la modélisation des métaux ductiles poreux. La compréhension de l'influence de la porosité dans les matériaux ductiles a été assurée par une analyse micromécanique détaillée pour les modèles cellulaires caractéristiques avec une porosité connue. Afin d'étudier le comportement des solides poreux, les calculs des cellules d'éléments finis sont couramment utilisés. Ces simulations se sont révélées être un outil important qui permet une meilleure compréhension des micromécanismes de défaillance dans les matériaux ductiles.

Ce chapitre présente une étude sur les effets de la porosité initiale et la triaxialité des contraintes sur la croissance des vides et la coalescence. Deux approches sont utilisées pour modéliser le volume représentatif de matériau : la première est une cellule unitaire avec un vide sphérique au centre (modèle de cellules poreux) et la seconde est une cellule unitaire contenant la même fraction de vide de volume et obéissant à la relation constitutive de Gurson-Tvergaard-Needelman (modèle GTN). L'analyse détaillée de l'élément fini nous a donné : la réponse de contrainte-déformation équivalente, déformation volumique-déformation volumique du volume représentatif du matériau. Les résultats montrent que la réponse mécanique est fortement influencée par la triaxialité des contraintes et la porosité initiale.

### III.2 Modélisation du comportement et l'endommagement par la cellule unitaire

Les géométries axisymétriques sont efficaces et permettent une bonne estimation de l'évolution des dommages et rupture, c'est pourquoi les études des cellules sont concentrées sur leur utilisation [101]–[104]. Il convient de souligner que les modèles axisymétriques fournissent une estimation plus faible et donc plus conservatrice pour l'évolution des croissances et la coalescence des vides que leurs homologues en 3D.

Des calculs à grande déformation de la croissance des vides et de la coalescence ont été réalisés dans le code éléments finis (Abaqus). On considère un modèle axisymétrique d'une cellule cylindrique contenant un seul vide sphérique au centre (Figure III-1).

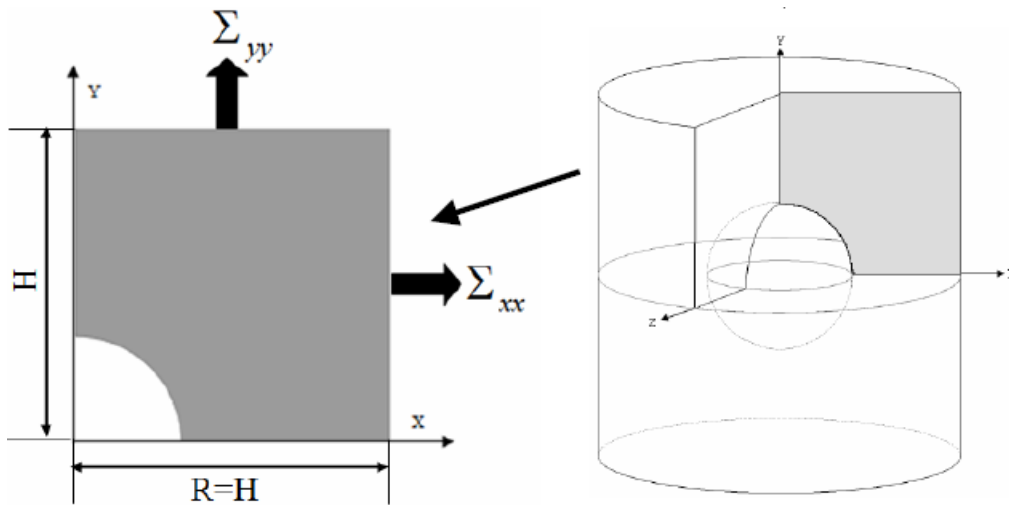


Figure III-1 Modélisation micromécanique à partir de cellules unitaires et approximation 2D [8].

Les quantités calculées localement en chaque point de la cellule sont qualifiées de microscopiques. Les grandeurs macroscopiques sont celles qui correspondent à la moyenne sur le volume de la cellule. En raison des symétries de géométrie et de chargement, seul le quart de la cellule est considéré. Un chargement est appliqué sur ces deux faces extérieures. Les contraintes macroscopiques axiale  $\Sigma_{yy}$  et radiale  $\Sigma_{xx}$  sont formulées de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\Sigma_{xx} &= \frac{F_x}{4\pi HR} \\ \Sigma_{yy} &= \frac{F_y}{\pi R^2}\end{aligned}\tag{III.1}$$

Où  $F_x$  et  $F_y$  sont respectivement les réactions au niveau de la face latérale et de la base du VER,  $H$  et  $R$  sont respectivement la demi hauteur et le rayon de la cellule unitaire (Figure III-1). Il s'ensuit que les contraintes macroscopiques moyenne  $\Sigma_m$  et équivalente  $\Sigma_{eq}$  sont données dans le cas axisymétrique par :

$$\begin{aligned}\Sigma_m &= \frac{1}{3} (2\Sigma_{xx} + \Sigma_{yy}) \\ \Sigma_{eq} &= |\Sigma_{yy} - \Sigma_{xx}|\end{aligned}\quad (\text{III.2})$$

Les déformations macroscopiques axiale  $E_{yy}$ , radiale  $E_{xx}$  et équivalente  $\Sigma_{eq}$  sont définies par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}E_{xx} &= \ln\left(\frac{R + u_{xx}}{R}\right) \\ E_{yy} &= \ln\left(\frac{H + u_{yy}}{H}\right) \\ \Sigma_{eq} &= \frac{2}{3} |E_{yy} - E_{xx}|\end{aligned}\quad (\text{III.3})$$

Où  $u_{xx}$  et  $u_{yy}$  sont les composantes du déplacement dans la direction  $x$  et  $y$ . La fraction volumique de vides  $f = V_{vides} / 2\pi HR^2$  peut être calculée de deux manières, soit par intégration numérique le long des points de la surface du vide, soit en utilisant la formule approchée proposée par Koplik et Needleman [102]:

$$f = 1 - \frac{V_{tot}}{V_{tot}^0} \left[ 1 + \frac{3(1-2\nu)}{E} \Sigma_m \right] \frac{V_{tot}^0}{V_{tot}} \quad (\text{III.4})$$

où  $V_{tot}^0$ ,  $V_{tot}$ ,  $f_0$  et  $f$  désignent respectivement les volumes initial et final et les porosités initiale et finale de la cellule.

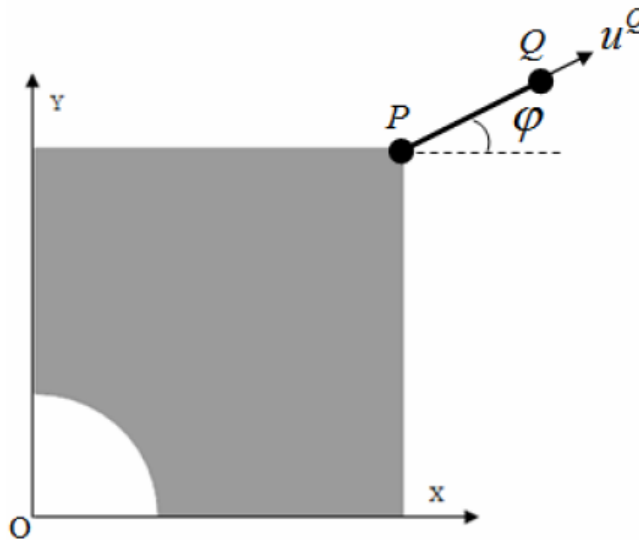


Figure III-2 Chargement de la cellule unitaire

Une des difficultés de l'étude numérique d'un *VER* en utilisant le modèle de la cellule élémentaire est le maintien de la triaxialité ( $T = \Sigma_m / \Sigma_{eq}$ ) à une valeur constante au cours du chargement. Dans le cas d'un calcul implicite, la méthode de *RIKS* dans Abaqus peut être avantageusement exploitée pour satisfaire cette condition. Nous présentons dans ce qui suit une technique de calcul cellulaire explicite proposée par Siad et al. [105] permettant de maintenir une triaxialité constante pendant la déformation. Cette contrainte est satisfaite après un certain nombre de calculs. Le chargement est appliqué cette fois-ci par l'intermédiaire d'un déplacement fixé sur le coin supérieur de la cellule (Figure III-2)

Les chargements axisymétriques de la cellule unitaire sont pour l'ensemble des simulations numériques considérées, d'une part à traction axiale (le long de l'axe des  $y$ ) et, d'autre part, à triaxialité  $T$  constante. Les valeurs retenues pour celle-ci sont  $T = 0,33 ; 0,44 ; 0,6 ;$  et  $1$ . Dans les calculs de cellules, il existe un certain nombre de technique permettant de maintenir la triaxialité constante lors du chargement de celles-ci. L'algorithme *RIKS* s'avère simple d'emploi dans le cas d'espèce considéré ici mais néanmoins efficace. Cependant, son utilisation ne peut être couplée avec une approche d'intégration explicite du fait du rôle du paramètre temps. D'un autre côté, dans sa version actuelle, Abaqus standard (analyse Implicite) exclut la prise en compte dans le potentiel de Gurson des paramètres de coalescence. En revanche, Abaqus/Explicit permet de le faire. Nous le retenons pour l'analyse de la réponse du volume élémentaire poreux présenté dans la section précédente.

La Figure III-2 montre schématiquement un dispositif de chargement de la cellule qui permet par ajustements successifs au cours du calcul de tendre vers la situation où la triaxialité est maintenue constante au cours de son évolution. Une barre élastique  $PQ$  de longueur initiale  $L_0$ , de section constante  $S_b$  et inclinée d'un angle initiale  $\phi_0$  par rapport à l'horizontale, est fixée au coin supérieur droit  $P$  de la cellule. Le chargement de la cellule s'effectue par l'intermédiaire de la barre  $PQ$  pour laquelle la position dans le plan  $(x, y)$  de son extrémité  $Q$  est imposée de sorte à garantir le maintien de la triaxialité à la valeur souhaitée. Un déplacement adéquat  $u^Q$  de son extrémité  $Q$  est imposé. On note  $u^P$  et  $u^Q$  les déplacements des extrémités  $P$  et  $Q$  dont les décompositions selon les directions  $(x, y)$  s'écrivent :

$$\begin{aligned} u^P &= u_x^P e_x + u_y^P e_y \\ u^Q &= u_x^Q e_x + u_y^Q e_y \end{aligned} \quad (III.5)$$

La position de l'extrémité  $Q$  est alors donnée par :

$$\begin{aligned} X^Q &= R_0 + u_x^P + L \cos \varphi \\ Y^Q &= H_0 + u_y^P + L \sin \varphi \end{aligned} \quad (III.6)$$



Où  $L$  est la longueur actuelle de la barre et l'angle  $\phi$  est tel que :

$$\begin{aligned}\cos \varphi &= \cos \varphi_0 - \frac{u_x^Q - u_x^P}{L_0} \\ \sin \varphi &= \sin \varphi_0 - \frac{u_y^Q - u_y^P}{L_0}\end{aligned}\quad (\text{III.7})$$

Avec  $\phi_0$  la valeur de l'angle  $\phi$  correspondant à  $u^P = u^Q = 0$ . La valeur courante de  $\phi$  peut aussi être calculée par :

$$\tan \varphi = \frac{Y^Q - Y^P}{X^Q - X^P} = \frac{L_0 \sin \varphi_0 + u_y^Q - u_y^P}{L_0 \cos \varphi_0 + u_x^Q - u_x^P}\quad (\text{III.8})$$

On désigne par  $\Sigma_r$  la contrainte axiale sollicitant la barre  $PQ$ . Les contraintes principales et équivalentes macroscopiques agissant sur la cellule sont données par :

$$\begin{aligned}\Sigma_{xx} &= \frac{\Sigma_r S_r \cos \varphi}{2\pi R_0 + u_x^P H_0 + u_y^P} \\ \Sigma_{yy} &= \frac{\Sigma_r S_r \sin \varphi}{\pi R_0 + u_x^P} \\ \Sigma_{eq} &= \left| \Sigma_{yy} - \Sigma_{xx} \right|\end{aligned}\quad (\text{III.9})$$

Moyennant une première approximation déduite de l'hypothèse d'invariance du volume global de la cellule au cours du chargement, il est possible d'établir une relation entre la triaxialité  $T$ , l'angle  $\phi$  et le déplacement vertical  $u_y^P$  du point  $P$ . En effet, par définition :

$$T = \frac{\Sigma_m}{\Sigma_{eq}} = \frac{1}{3} \left( \frac{\Sigma_{yy} + 2\Sigma_{xx}}{|\Sigma_{yy} + \Sigma_{xx}|} \right) = \frac{1}{3} \left( \frac{1 + 2\alpha}{|1 - \alpha|} \right)\quad (\text{III.10})$$

Avec  $\alpha = \Sigma_{xx} / \Sigma_{yy}$

La substitution de l'équation (IV.9) dans l'expression de  $\alpha$  conduit à :

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{1}{\tan \varphi} \frac{R_0 + u_x^P}{H_0 + u_y^P} = \frac{1}{2} \frac{L_0 \cos \varphi_0 + u_x^Q - u_x^P}{L_0 \sin \varphi_0 + u_y^Q - u_y^P} \frac{R_0 + u_x^P}{H_0 + u_y^P}\quad (\text{III.11})$$

Par ailleurs, en absence de porosité, Koplik et Needleman [102] ont stipulé que, à l'effet du Poisson près, le volume global de celle-ci demeure constant tout au long du processus de chargement. Admettons, en première approximation, la validité de cette hypothèse pour une matrice poreuse au moins au début du chargement de la cellule. Dans cette circonstance, les composantes  $u_x^P$  et  $u_y^P$  vérifient la relation :

$$R_0^2 H_0 = R_0 + u_x^P \quad H_0 + u_y^P \quad (III.12)$$

Qui permet d'exprimer explicitement  $u_x^P$  en fonction de  $u_y^P$  puisque nous avons :

$$u_x^P = u_x^P \quad u_y^P = R_0 \left[ \left( \frac{H_0}{H_0 + u_y^P} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (III.13)$$

Le report de l'équation (IV.12) dans l'équation (IV.6) conduit à :

$$X^Q = \frac{R_0 \sqrt{H_0}}{H_0 + u_y^P} + L \cos \varphi \quad (III.14)$$

$$Y^Q = H_0 + u_y^P + L \sin \varphi$$

Et par conséquent :

$$u_x^Q = R_0 \sqrt{\frac{H_0}{H_0 + u_y^P}} + L \cos \varphi - R_0 + L_0 \cos \varphi_0 \quad (III.15)$$

$$u_y^Q = H_0 + u_y^P + L \sin \varphi - H_0 + L_0 \sin \varphi_0$$

Au cours du chargement de la cellule, les composantes du déplacement du point  $P$ , la triaxialité  $T$  à travers le paramètre  $\alpha$  et l'angle  $\phi$  sont liés par la relation :

$$\tan \varphi = \frac{1}{2\alpha} \left( \frac{R_0 + u_x^P}{H_0 + u_y^P} \right) = \frac{1}{2\alpha} \left( \frac{R_0 \sqrt{H_0}}{H_0 + u_y^P} \right)^{3/2} \quad (III.16)$$

Ainsi la valeur initiale  $\phi_0$  est fixée par triaxialité escomptée (paramètre  $\alpha$ ) et la géométrie du contour extérieur de la cellule ( $H_0$  et  $R_0$ ) à travers la relation :

$$\tan \varphi_0 = \frac{1}{2\alpha} \left( \frac{R_0}{H_0} \right) \quad (III.17)$$

Afin d'analyser le comportement d'une cellule poreuse en *PEHD*, on place une cavité sphérique unique au centre de celle-ci. La fraction volumique de vides  $f$  est égale au rapport  $V/V_f$ ,  $V$  étant le volume de la cellule entière et  $V_f$  celui du vide. Les dimensions de la cellule sont telles que  $R_0=H_0=1 \text{ mm}$ . La fraction volumique de vides initiale permet d'estimer le rayon initial de la cavité dans la cellule unitaire. Afin d'analyser l'influence de la triaxialité des contraintes  $T$  et de la fraction volumique de vides  $f$ , des cellules avec des porosités initiales  $f_0$  différentes (1%, 5% et 10%) ont été considérées et sollicitées sous différentes triaxialité  $T$ .

### III.3 Modélisation du comportement et l'endommagement par le modèle GTN

La fracture ductile est associée à une instabilité plastique caractérisée par la nucléation, la croissance et la coalescence des vides. Le potentiel de Gurson est à l'heure actuelle le modèle le plus souvent employé dans la littérature et ses applications sont nombreuses. Dans cette approche, le comportement global du matériau poreux est déduit à partir de l'analyse micromécanique d'une cellule unitaire. Le *VER* d'un milieu poreux considéré est typiquement une sphère creuse. Cette approche repose donc sur une démarche micromécanique et sur un passage micro-macro correspondant au schéma propre de l'homogénéisation, contrairement à l'approche globale purement macroscopique et ignorant délibérément les détails physiques du processus d'endommagement. Selon les expériences, il s'avère que le modèle Gurson-Tvergaard (GT) [106] ne tient pas compte de la perte rapide de la rigidité du matériau et ne décrit pas de manière adéquate les effets de la coalescence des vides parce qu'il ne constitue pas un critère de rupture. À partir des observations expérimentales, la coalescence peut être supposée effective lorsque la fraction de volume vide atteint une valeur critique  $f_c$ , ce qui indique l'apparition de la coalescence. Needleman a modifié le critère précédent (modèle GT) pour tenir compte de la forte diminution de la rigidité du matériau par la fonction seuil suivante [107], [108]:

$$\phi = \left( \frac{q}{\bar{\sigma}_m} \right)^2 + 2q_1 f^* \cosh \left( -\frac{3q_2 p}{2\bar{\sigma}_m} \right) - 1 + q_3 f^{*2} = 0 \quad (\text{III.18})$$

Où  $q = \sqrt{\frac{2}{3} S_{ij} S_{ij}}$  est la contrainte équivalente de Von Mises,  $p = \frac{1}{3} \sigma_{kk}$  est la contrainte hydrostatique,  $S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij}$  sont les composants déviatoriques de la contrainte de Cauchy,  $\delta_{ij}$  est le delta de Kronecker et  $\sigma_m$  est la contrainte équivalente du matériau ;  $f^*$  désigne la fraction volumique effective de vide décrivant l'apparition de la coalescence au-delà d'une valeur critique [109]. Les coefficients d'ajustement  $q_1$ ,  $q_2$  et  $q_3$  introduits par [110], [111] représentent des effets d'interaction entre les vides et, normalement,  $q_1 = 1,5$  et  $q_3 = q_1^2 = 2,25$ . Lorsque tous les trois paramètres sont égaux à 1, le modèle GTN se réduit au modèle originel de Gurson. La fraction volumique de vide modifiée  $f^*$  utilisée dans le modèle GTN est une fonction linéaire de  $f$  et peut être définie comme dans [112].

$$f^* = \begin{cases} f & f \leq f_c \\ f_c + \frac{1/q_1 - f_c}{f_F - f_c} (f - f_c) & f_c < f \leq f_F \\ 1/q_1 & f > f_F \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

Où  $f_c$  est la fraction volumique de vide lorsque la coalescence vide commence et  $f_F$  représente la porosité à rupture. La variation de la fraction volumique de vide  $f$  dépend de la croissance des vides préexistants et de la nucléation de nouveaux vides. La relation sous forme de vitesse entre eux peut être exprimée comme  $\dot{f} = \dot{f}_{growth} + \dot{f}_{nucleation}$ . Supposant que le matériau est incompressible, Le terme de croissance de cavités relève d'une analyse micromécanique, sa loi d'évolution est la suivante :

$$\dot{f}_{growth} = 1 - f \dot{\varepsilon}^p : I \quad (III.20)$$

Où  $\dot{\varepsilon}^p$  est la vitesse de déformation plastique et  $I$  est le tenseur identique. Dans ce travail, nous supposons que la source de création de cavités tient à la matrice elle-même et a été suggéré par Chu et Needleman [113]. Le terme de nucléation correspondant est donc piloté par la déformation plastique moyenne de la matrice :

$$\dot{f}_{nucleation} = A \dot{\varepsilon}_m^{pl} = \frac{f_N}{S_N \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\bar{\varepsilon}_m^{pl} - \varepsilon_N}{S_N} \right)^2 \right] \dot{\varepsilon}_m^{pl} \quad (III.21)$$

Où  $f_N$  est la fraction volumique d'inclusions qui donne naissance à des cavités par incrément de déformation plastique ou de contrainte,  $\varepsilon$  est valeur moyenne de la déformation plastique équivalente, au seuil de laquelle la nucléation a lieu, et,  $S_N$  la déviation standard correspondant à la distribution normale autour de  $\varepsilon$ .

Les paramètres adoptés pour le modèle GTN sont présentés dans le Tableau III-1.

q1	q2	q3	$\varepsilon_N$	$S_N$	$f_c$	$f_F$	f
1.5	1	2.25	0.1	0.01	0.0001	18%	20%

Tableau III-1 Paramètres du modèle GTN identifiés sur le PEHD [8]

### III.4 Résultats

Le VER considéré dans cette étude a une longueur initiale égale au rayon initial de la cellule. Nous avons seulement besoin de modéliser un quart de la région en raison de la symétrie. Le maillage utilisé pour les calculs éléments finis est présenté dans la Figure III-3.

L'influence de la triaxialité des contraintes et le vide initial sur la croissance des cavités et la coalescence est examinée. Trois porosité initiale,  $f_0 = 0, 01, 0.05, 0.1$  et quatre niveaux de triaxialité différents entre  $T = 0,33$  et 1 (Les valeurs de  $f_0$  et  $T$  choisies couvrent la gamme de porosité initiale et la triaxialité de contrainte utilisées en applications structurelles).

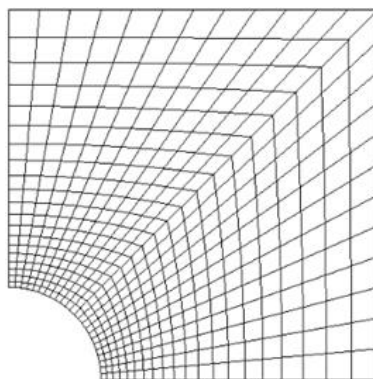


Figure III-3 Maillages utilisés pour la cellule unitaire [8]

Les figures (Figure III-4 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 1\%$ , Figure III-5 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 5\%$ , Figure III-6 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 10\%$ ) montrent l'influence des triaxialités des contraintes sur la réponse de la cellule unitaire et sur le modèle GTN pour des différentes porosités initiales. Deux phases sont mises en évidence, Augmentation de la contrainte jusqu'à un maximum suivie par une diminution monotone. En outre, il est clair que les différentes phases de la loi du comportement sont affectées par la fraction volumique des vides imposés initialement. En particulier, plus la porosité initiale est élevée, plus la limite d'écoulement plastique, le durcissement structural et la contrainte maximale sont faibles. En outre, en comparant les figures (Figure III-4 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 1\%$ , Figure III-5 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 5\%$ , Figure III-6 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 10\%$ ), il semble que l'effet de la porosité initiale sur ces différentes phases diminue avec la diminution de la triaxialité des contraintes pour les cellules avec des vides et l'élément matériel obéissant à la relation constitutive GTN. Soulignons que l'instabilité plastique menant à la chute brutale de contrainte intervenant à la fin du processus de déformation peut être attribuée au phénomène de coalescence due à la striction du ligament de matrice de la cellule unitaire. La chute de

contrainte est plus ou moins rapide selon le taux de vides initial imposé à la cellule. Benzerga et Leblond [114] montrent que le taux de croissance du vide diminue et, par conséquent, la coalescence augmente avec une diminution de  $f_0$ .

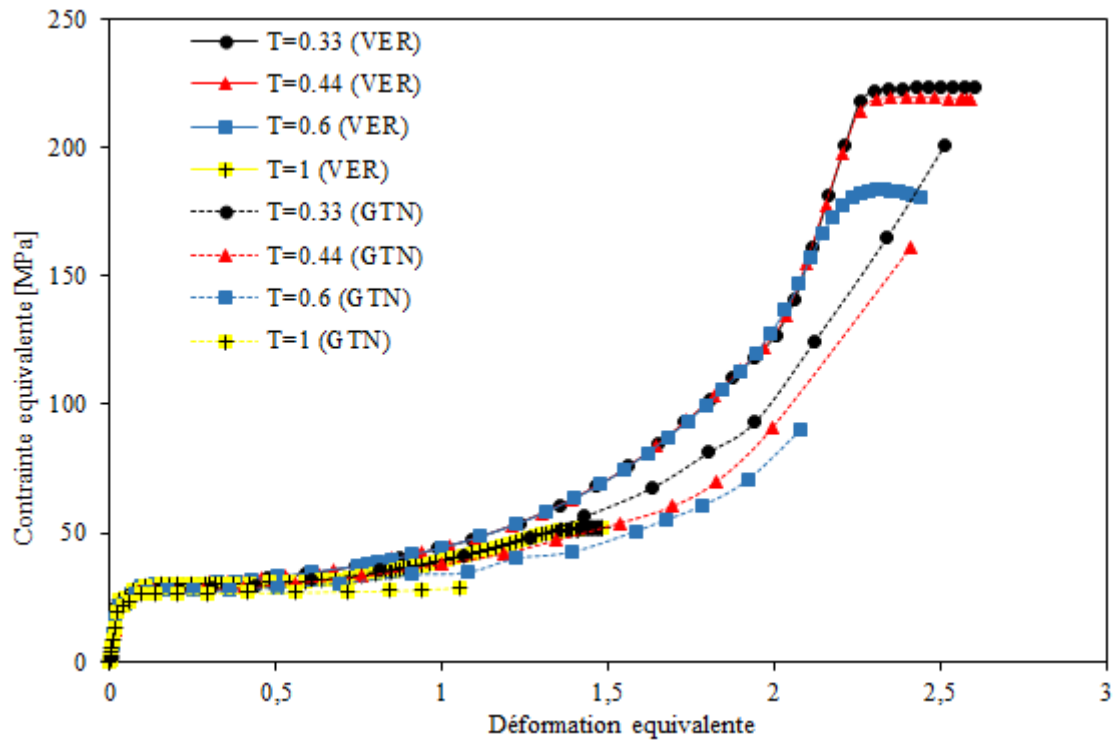


Figure III-4 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 1\%$

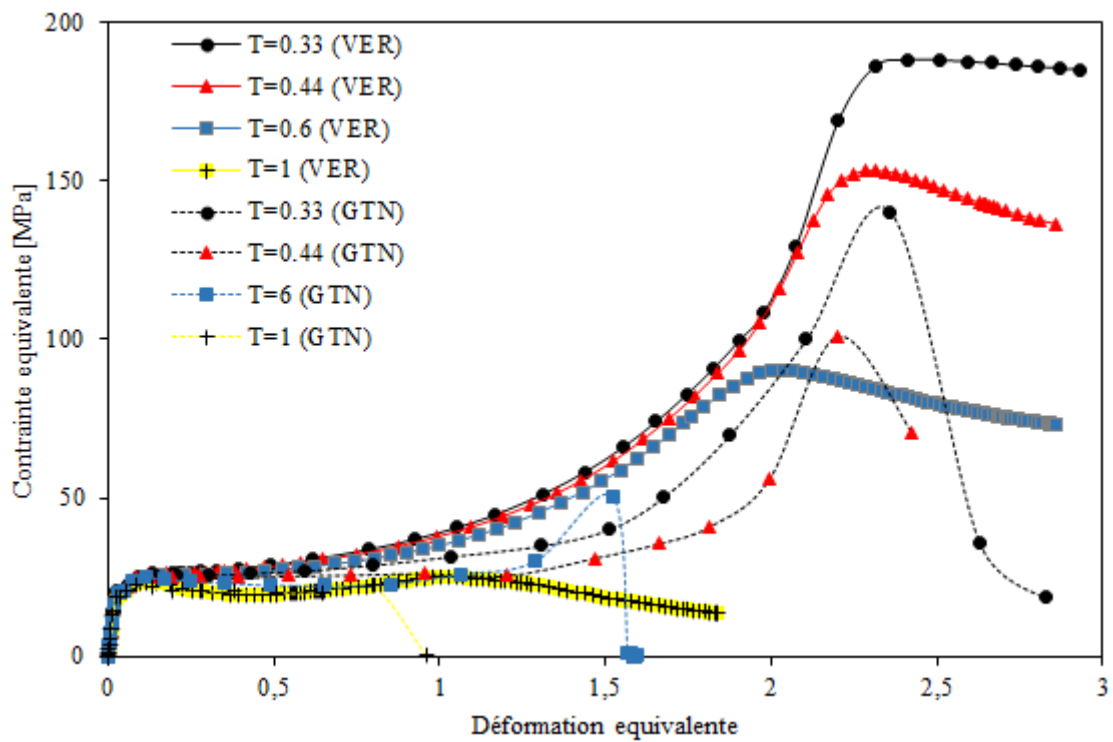


Figure III-5 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 5\%$

Les figures (Figure III-7 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 1\%$ , Figure III-8 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 5\%$ , Figure III-9 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 10\%$ ) montrent les variations de la déformation volumique en fonction de la

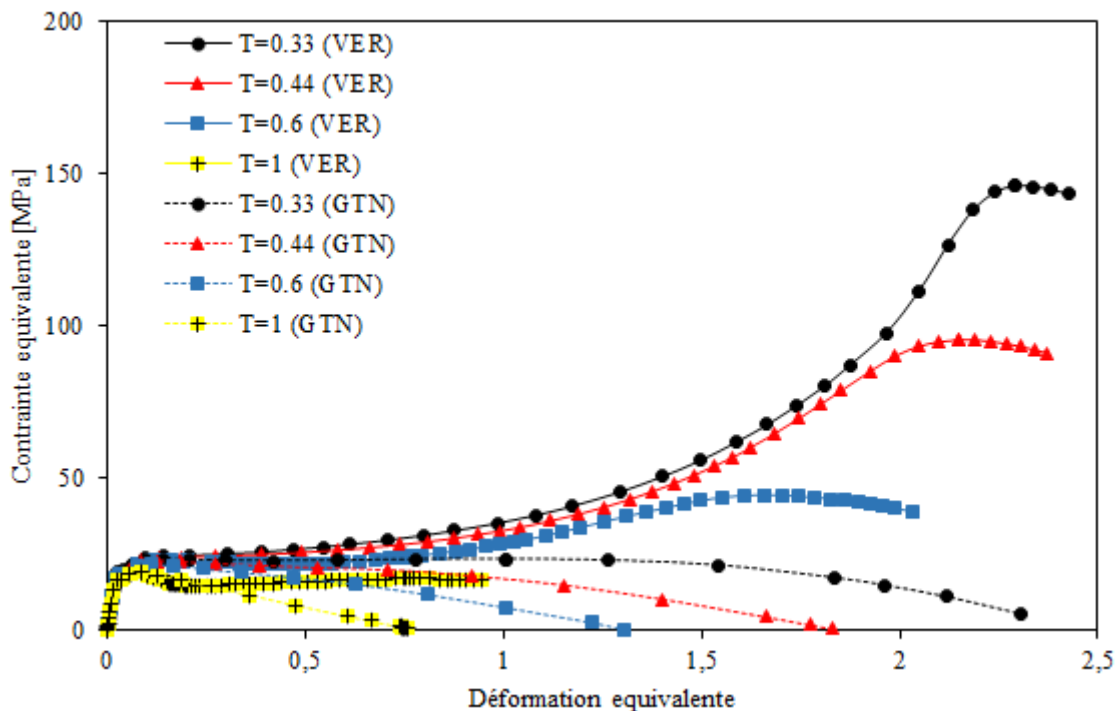


Figure III-6 Contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0 = 10\%$

déformation équivalente pour la cellule poreuse et l'élément matériel obéissant à la relation constitutive GTN. Nous observons que la déformation volumique est très faible dans la partie élastique (déformation volumique due à l'effet du coefficient de Poisson) et commence alors à augmenter dès l'apparition de la plasticité, modérément pendant la phase de croissance, puis brusquement pendant la coalescence. En outre, l'augmentation de la fraction volumique initiale des vides implique une plus grande déformation volumique qui prend une part importante de la déformation totale.

Nous observons pour les trois triaxialité ( $T = 0,33$ ,  $T = 0,44$ ,  $T = 0,6$ ) une très bonne corrélation des réponses avec le modèle GTN et la cellule unitaire pour  $f_0 = 0,1$  et  $f_0 = 0,05$ . Au cours du stade de croissance des cavités, tandis que la contrainte augmente régulièrement en fonction de la déformation, la déformation du volume évolue lentement jusqu'à une valeur critique qui correspond au début de la coalescence où le matériau perd complètement sa rigidité.

Cependant, la déformation volumique n'augmente pas avec les mêmes tendances. Cela peut être attribué à l'effet de la triaxialité des contraintes, qui contrôle le taux de croissance des vides. Notons enfin que l'un des avantages de la simulation avec un modèle GTN est que nous pouvons prédire le comportement du PEHD jusqu'à sa rupture.



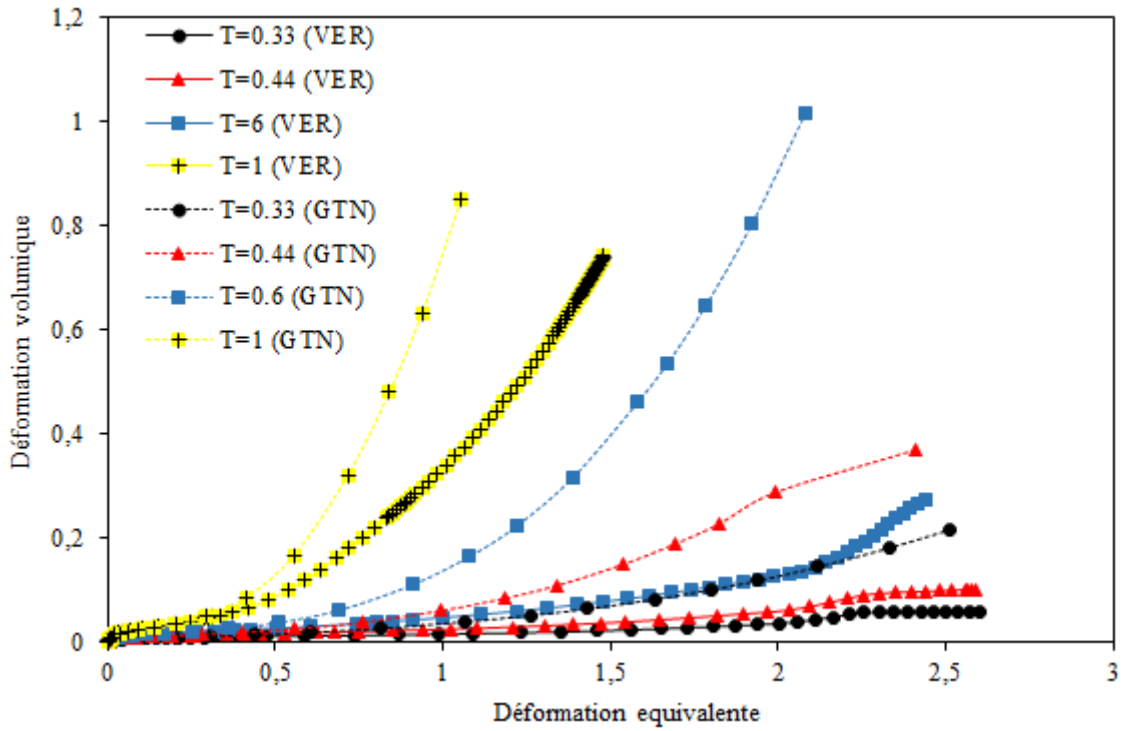


Figure III-7 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0=1\%$

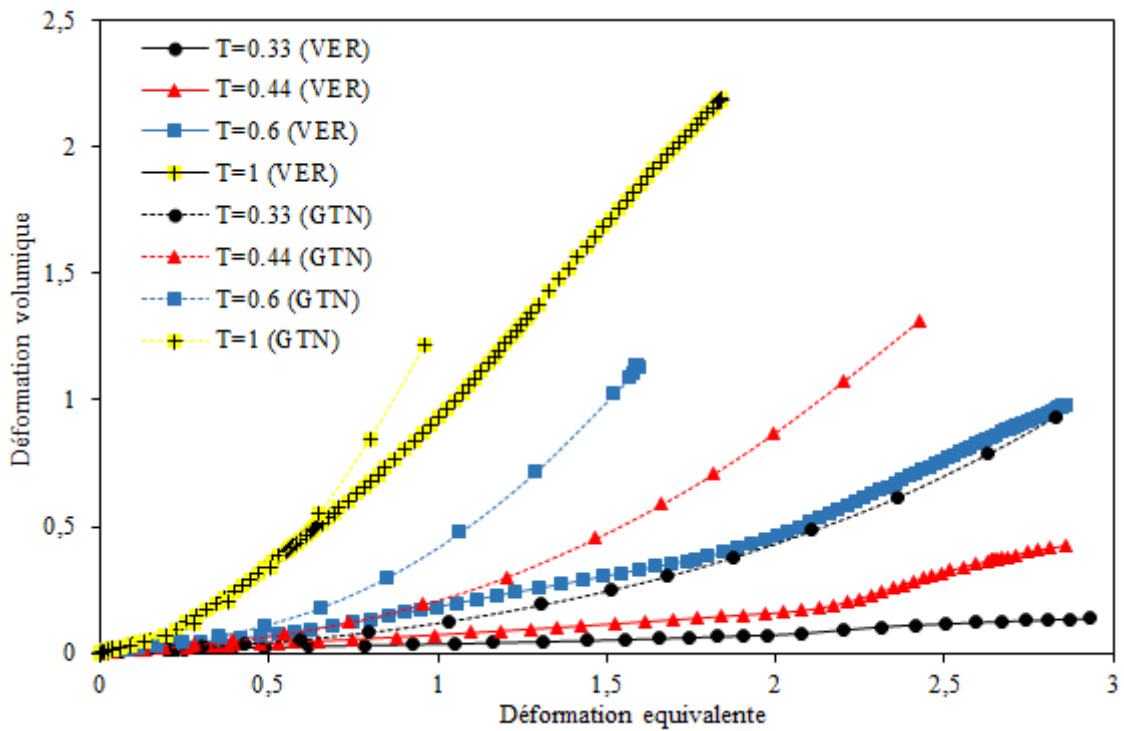


Figure III-8 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0=5\%$

L'analyse des champs de la contrainte et de la déformation dans plusieurs cellules poreuse a montré que les vides commencent à interagir les uns avec les autres bien avant le début de la coalescence des vides.

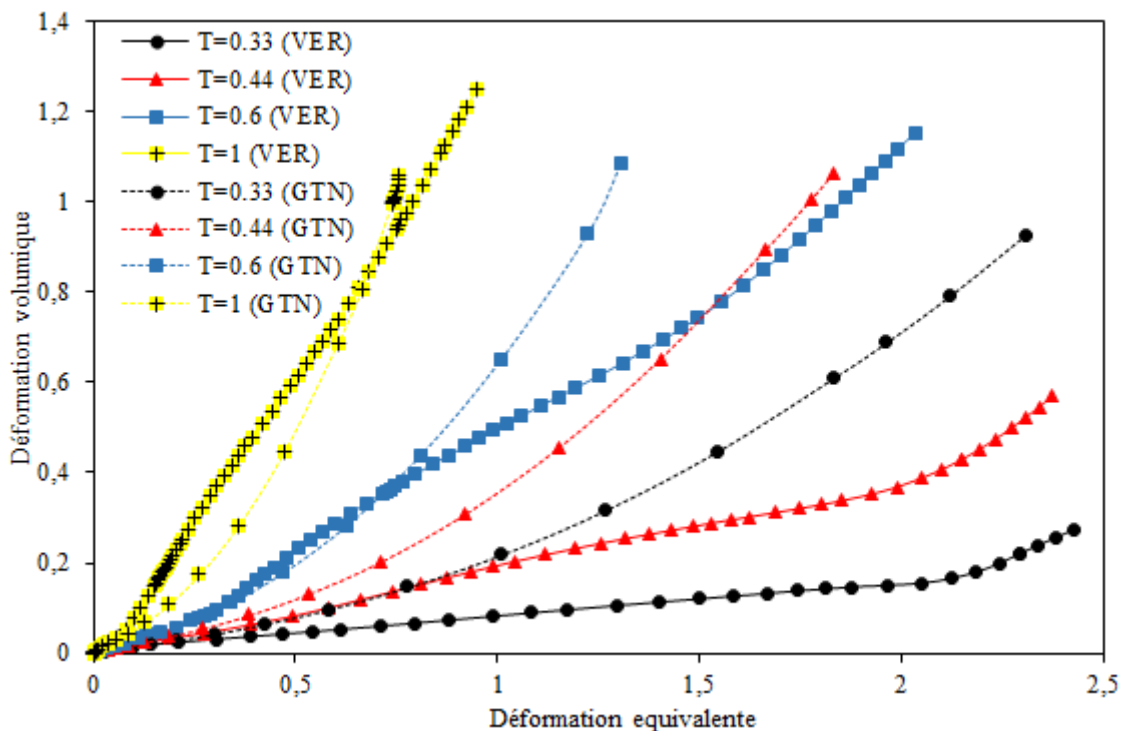


Figure III-9 Déformation volumique en fonction de la déformation équivalente pour  $f_0=10\%$

La Figure III-10 et la Figure III-11 comparent la contrainte et la déformation équivalentes critiques obtenus au moment de la coalescence en fonction de la triaxialité pour les différentes porosités dans tous les deux cas. En général, la triaxialité des contraintes a un effet négatif sur la coalescence. Il est intéressant de noter que le vide a une forte influence sur la diminution de la contrainte. Comme le montre la Figure III-11, la déformation critique évolue de manière non linéaire avec la triaxialité des contraintes et cela se produit quelle que soit la porosité initiale imposée pour la cellule poreuse et l'élément matériel obéissant au modèle constitutif GTN. Ainsi, l'effet de la triaxialité sur la contrainte critique est marqué par une évolution qui semble plutôt non linéaire. Comme mentionné fréquemment dans la littérature [102], [107], la porosité critique au début de la coalescence varie de manière significative avec  $T$ . À une triaxialité de contrainte faible ou intermédiaire, ces variations ne permettent pas un critère de porosité critique précis et constant. Cependant, à grande valeurs de la triaxiale, les taux de croissance des vides sont suffisamment élevés pour que la prédiction de la déformation à la coalescence pour une porosité critique constante puisse fournir une approximation raisonnable. La Figure III-12 représente la fraction volumique critique en fonction de triaxialité des contraintes pour des différentes porosités. Comme on peut le voir, une augmentation de la triaxialité des contraintes entraîne une augmentation de la fraction volumique critique. Pour une valeur de triaxialité de contrainte fixe,  $f_c$  augmente de manière significative avec  $f_0$ .

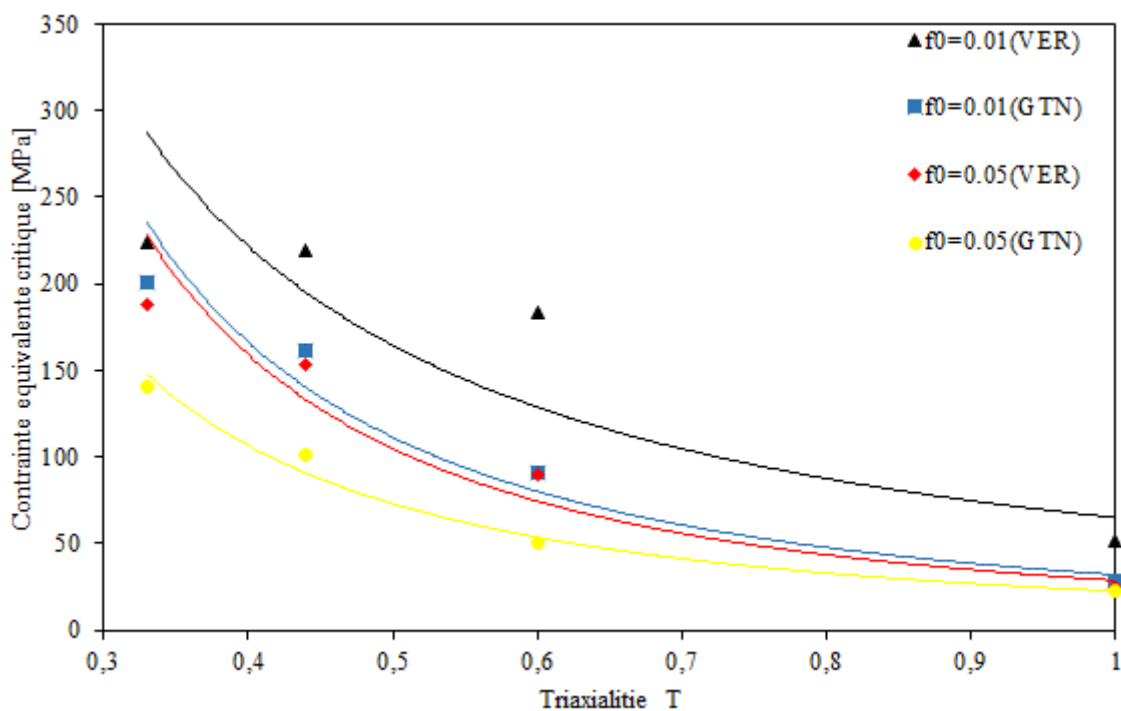


Figure III-10 Contrainte équivalente critique en fonction de la triaxialité

Des résultats similaires ont été rapportés par [101], [115], [116]. Les résultats montrent que le modèle GTN nous permet de reproduire fidèlement le comportement mécanique macroscopique intrinsèque (loi de comportement et variation de volume) du PEHD, jusqu'à la rupture.

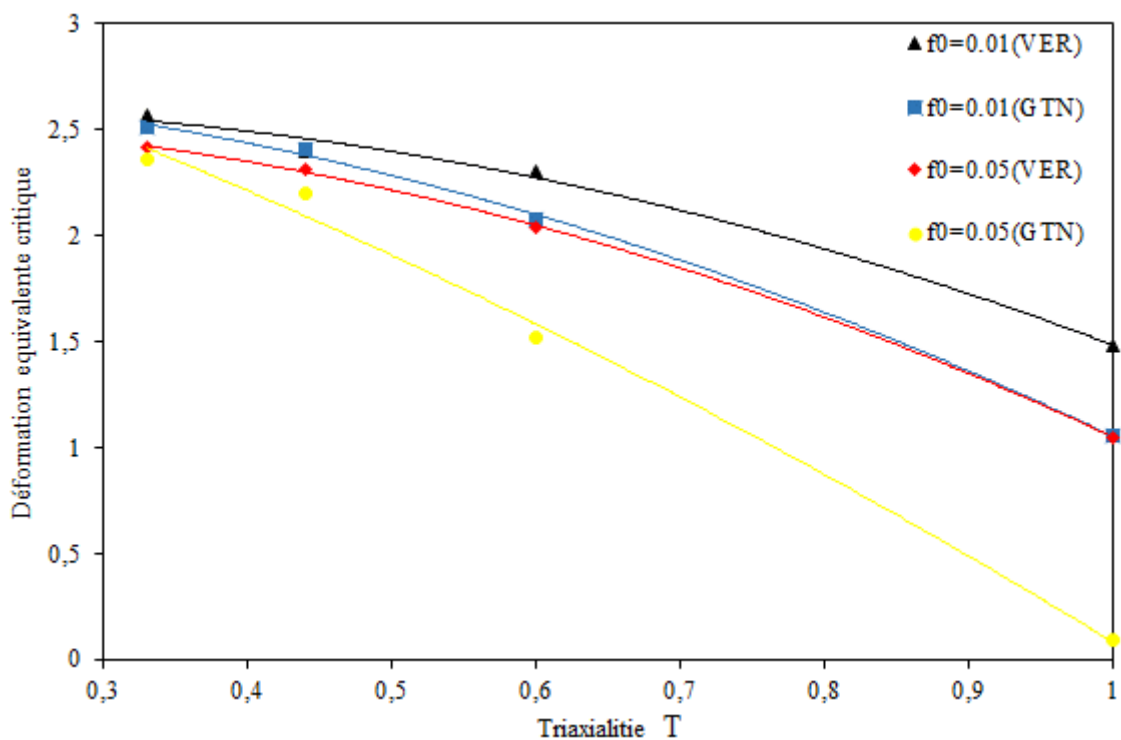


Figure III-11 Déformation équivalente critique en fonction de la triaxialité

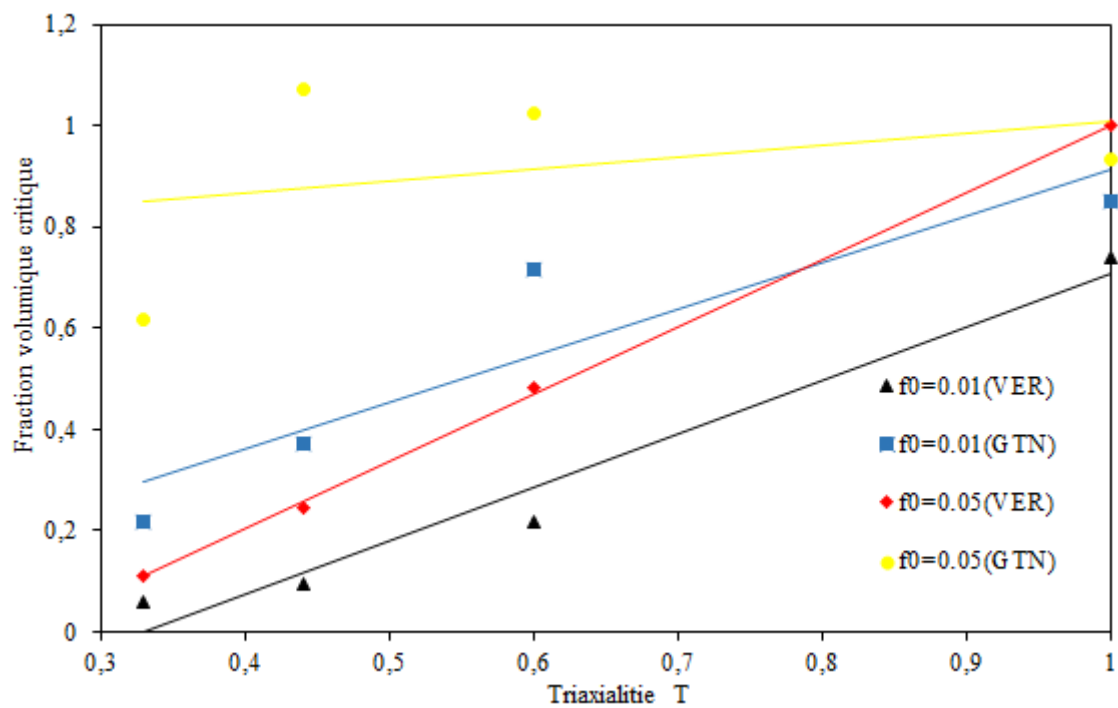


Figure III-12 Fraction volumique critique en fonction de la triaxialité

### III.5 CONCLUSIONS

Nous avons présenté les résultats des calculs sur les cellules unitaires afin d'étudier les effets de la porosité sur la réponse globale du PEHD. Les résultats ont également révélé l'effet de la triaxialité sur le comportement global. Sur la base de cette étude, nous pouvons affirmer que les prédictions donnent des résultats prometteurs. D'autre part, si la triaxialité est maintenue constante dans le cas de simulations numériques, cette condition n'est pas vérifiée au-delà de la limite plastique pour les éprouvettes axisymétriques, de sorte que les calculs sur cellule poreuse montrent l'intérêt de prendre en compte l'endommagement dans la loi constitutive GTN. Pour la porosité initiale la plus faible imposée à la cellule unitaire, on observe une bonne corrélation pour les grandes déformations entre les courbes des cellules unitaires poreuses et l'élément matériel obéissant à la relation constitutive GTN. La rupture finale du matériau (coalescence de vides) aura lieu lorsque la porosité atteint une valeur critique. Les déformations et les contraintes critiques diminuent de manière non linéaire quand la triaxialité augmente, selon le cas considéré. Cependant, l'effet est plus marqué en déformation qu'en contrainte. Ce chapitre a pour objectif l'examen de la pertinence des modèles dérivés de la mécanique ductile causée par la croissance des vides (couplage plasticité et endommagement) afin de prédire le comportement mécanique et l'endommagement du PEHD (jusqu'à la rupture) et son évolution lors du chargement des sollicitations données.

# Chapitre IV

## Modélisation du comportement de la phase amorphe

### IV.1 Introduction

La coexistence et l'interaction des deux phases de nature différente sont à l'origine de la complexité du comportement macroscopique dans les matériaux dont le comportement est du type élasto-plastique ou élasto-viscoplastique.

La modélisation du comportement mécanique des polymères semi cristallins en grande déformation est très complexe dans une large gamme de température et de vitesse de déformation.

Devant cette complexité, il convient de modéliser la partie amorphe en premier lieu du fait que la déformation des polymères semi cristallins commence dans cette phase.

Le matériau étudié est le polycarbonate (PC) qui est un polymère amorphe. C'est l'un des polymères les plus caractérisés dans la recherche. En raison de sa propriété transparente et ses bonnes performances en résistance aux chocs, il est largement utilisé comme composants structurels dans les domaines de l'ingénierie, allant des pare-brises des avions et des véhicules, des casques, des armatures aux parties vitrées des carters de machines-outils UGV (Usinage à Grandes Vitesses) et les verres antibrouillés des banques. Comme les températures et les vitesses de déformation ont souvent une grande influence sur le polycarbonate PC, il est essentiel de développer un modèle constitutif dépendant de la vitesse et de la température pour déterminer ses caractéristiques mécaniques.

Dans cette partie, nous présenterons la description du matériau étudié et les résultats expérimentaux qui illustrent l'effet de la vitesse de déformation et de la température sur la réponse mécanique du polycarbonate PC pour une large gamme de températures et de vitesses de déformation, puis de comparer ces données expérimentales avec le modèle proposé. Ce modèle a été validé dans le cas du comportement global (charge-décharge) et en particulier la mémoire de forme.

## IV.2 Approche expérimentale :

L'essai de compression s'avère selon de nombreux auteurs [117], [118] le plus adapté à la caractérisation des polymères. Notre choix s'est alors porté sur des essais de compression uniaxiale sur des éprouvettes de polycarbonate de Goodfellow acheté sous la forme de cylindres de 6,35 mm de diamètre. La densité de masse du polycarbonate est de  $1,24 \times 10^3 \text{ g/cm}^3$ , la température de transition vitreuse  $T_g$  est de  $140^\circ\text{C}$  et le point de fusion  $T_f$  a lieu à environ  $230^\circ\text{C}$ . Des éprouvettes de compression de longueur de 8,00 mm ont été usinées à partir des cylindres du PC avec un bon état de surface afin d'éviter le frottement. Le rapport longueur-diamètre des éprouvettes permet d'obtenir la réponse contrainte-déformation en grandes déformations en évitant à la fois le flambement et la déformation non homogène.

## IV.3 Protocole expérimental

Les essais de compression ont été effectués sur une machine électromécanique universel équipée d'un four (Instron 5567) dont la capacité maximale de charge est de 30 KN (Figure IV-1). Elle est reliée à un ordinateur qui autorise le lancement des essais et l'acquisition des données par le logiciel d'interface de la machine appelé Blue Hill. Ce logiciel fait le pilotage des essais à de vitesse charge imposée ou à vitesse de déformation imposée ainsi que les essais de cycles complexes. On a choisis le mode de pilotage en vitesse de déplacement imposée pour nos essais pendant la phase de chargement et déchargement. L'éprouvette est placée au plateau inférieur qui reste fixe pendant l'essai. Les essais de chargement-déchargement ont été effectués à différentes vitesses de déformation et sous différentes températures : dans l'état vitreux (de la température ambiante à  $T_g$ ) et à l'état caoutchouteux ( $T_g+20^\circ\text{C}$ ). Un lubrifiant a été utilisé entre les plateaux et les surfaces de l'éprouvette pour éviter à la fois des phénomènes de flambage et de cisaillement pendant le l'essai. L'éprouvette a été chargée à une vitesse de déformation constante jusqu'à atteindre une déformation vraie de 70% puis déchargé à la même vitesse de déformation jusqu'à ce que le matériau atteigne un état thermodynamique stable à zéro contrainte. Les éprouvettes préalablement déformées avant, ont été refroidies à la température ambiante par un refroidissement naturel puis soumises à des essais de fluage à contrainte nulle pour deux températures différentes. Le schéma du cycle thermomécanique est représenté sur La Figure IV-2.



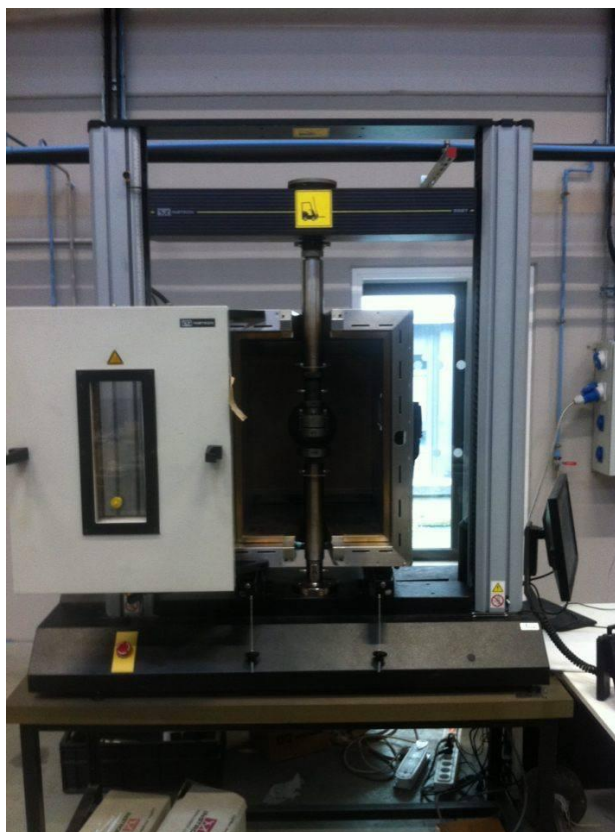


Figure IV-1 Dispositif de l'essai de compression uniaxiale avec le four

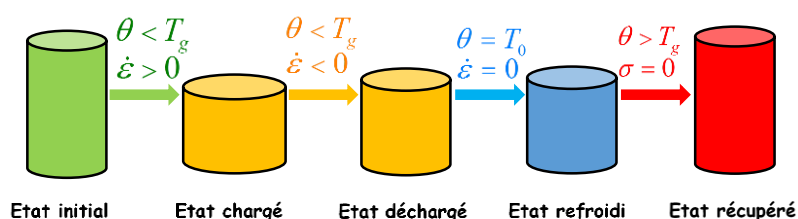


Figure IV-2 Schéma du cycle thermomécanique

#### IV.4 Méthodes de dépouillement des résultats

Dans un premier temps, on a tracé la courbe force - déplacement. Ensuite, on cherche à avoir l'évolution de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie. Donc, on a utilisé l'hypothèse de conservation de volume. La contrainte vraie  $\sigma$  est égale au rapport  $F/S$  où  $F$  (en N) est la force et  $S$  (en  $\text{mm}^2$ ) est la section vraie (Figure IV-3). L'hypothèse de la conservation du volume  $V$  pendant l'essai nous permet d'utiliser :  $V_s = S_0 J_0 = S.l$

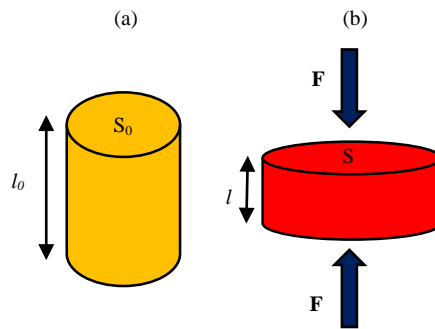


Figure IV-3 (a) avant la compression, (b) après de compression uniaxiale

Avec  $l$  et  $l_0$  représentent les longueurs courante et initiale respectivement de l'éprouvette et  $S_0$  la section initiale représentées sur la Figure IV-3.

Finalement pour un essai de compression dont le frottement est supposé négligeable, les expressions de la déformation et de la contrainte sont respectivement données par les équations (IV.1) et (IV.2) :

$$\varepsilon = -\ln\left(1 + \frac{\Delta l}{l_0}\right) \quad (\text{IV.1})$$

$$\sigma = \left(\frac{F}{S_0}\right) \exp -\varepsilon_{11} \quad (\text{IV.2})$$

La courbe contrainte vraie-déformation vraie obtenue est une courbe intrinsèque au matériau et peut être considérée comme observable mécanique à l'échelle macroscopique pour la construction des lois de comportement.

## IV.5 Les résultats expérimentaux :

### IV.5.1 Effet de la vitesse de déformation :

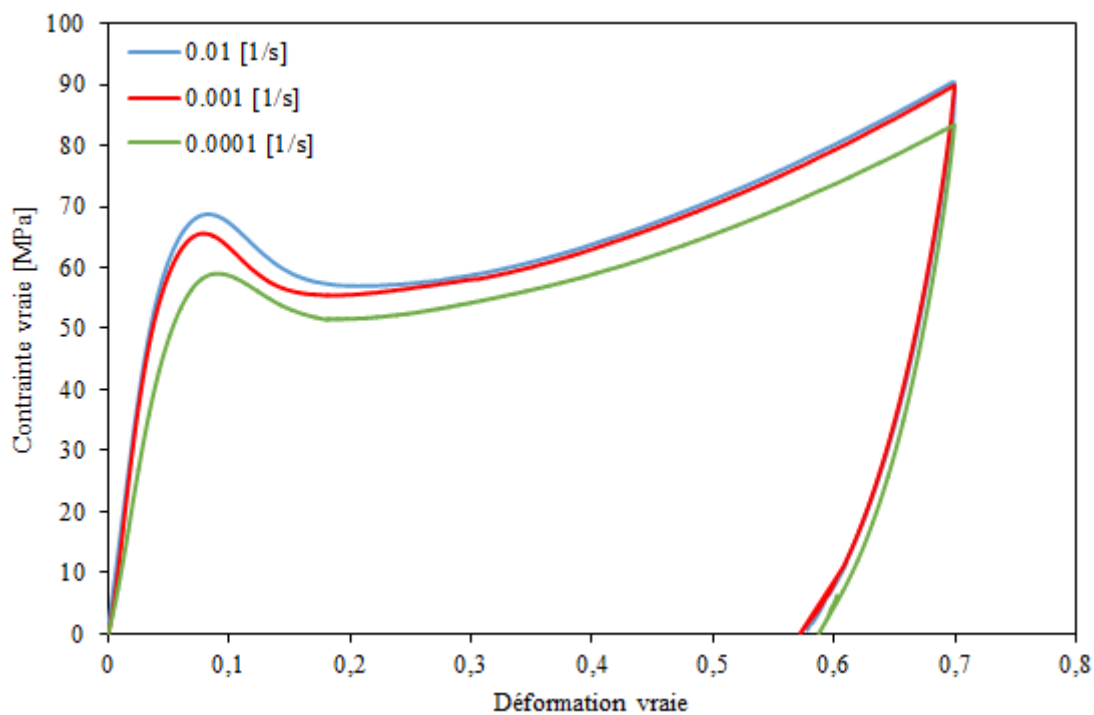


Figure IV-4 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 25°C

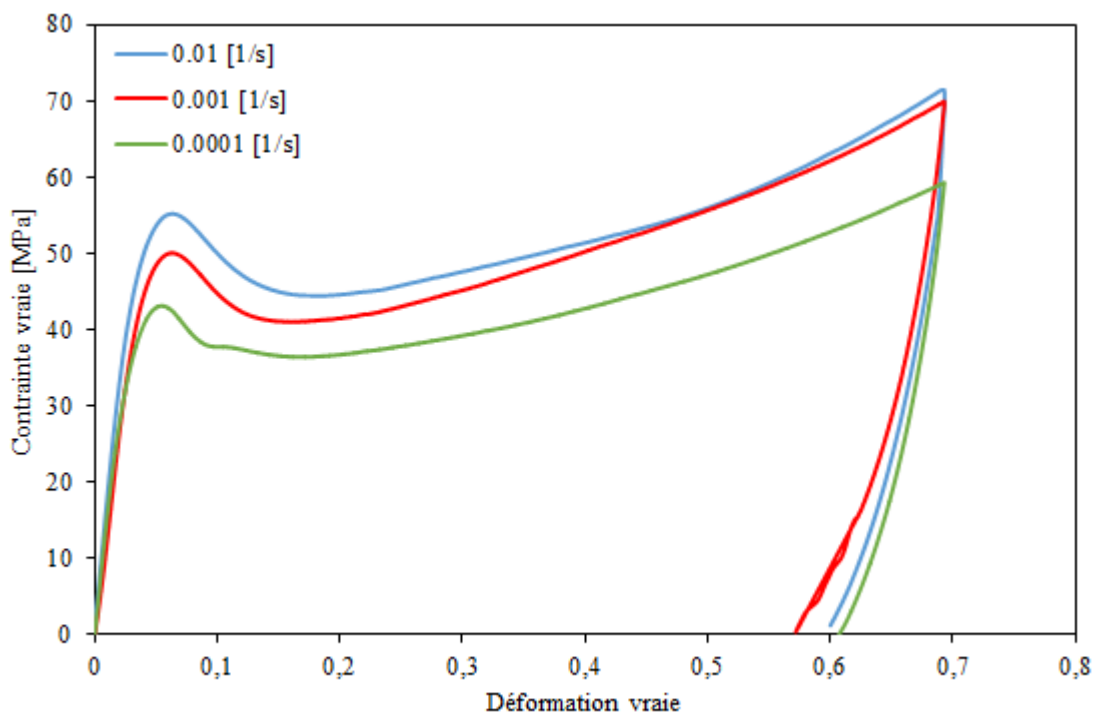


Figure IV-5 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 60°C

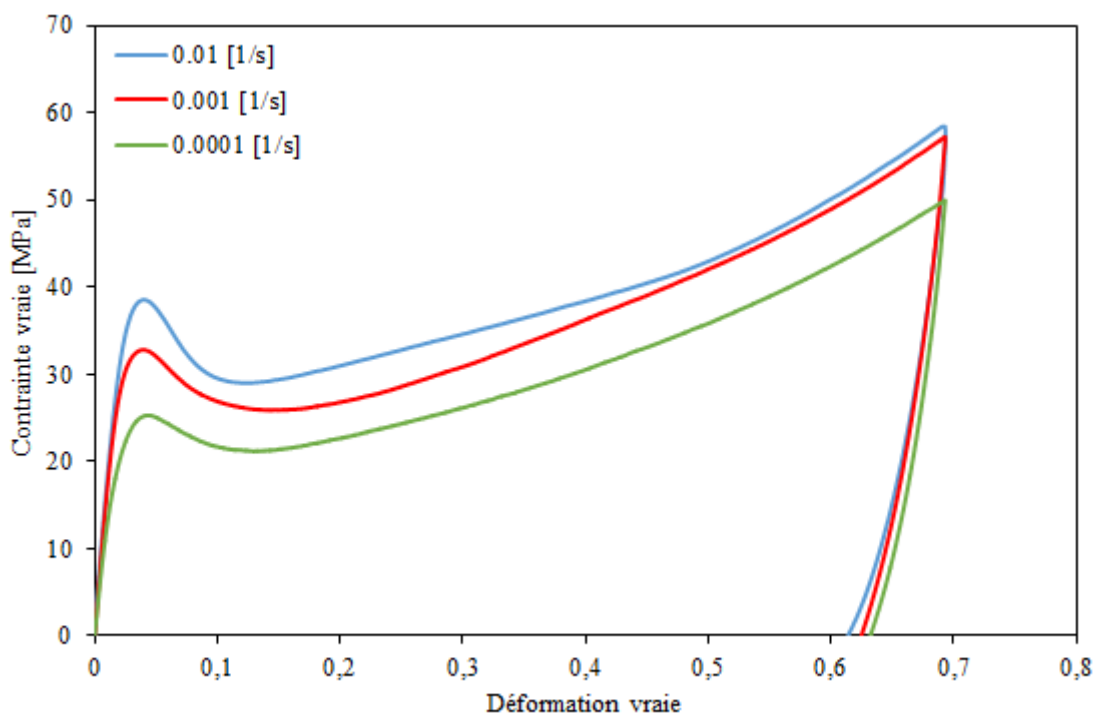


Figure IV-6 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial a 90°C

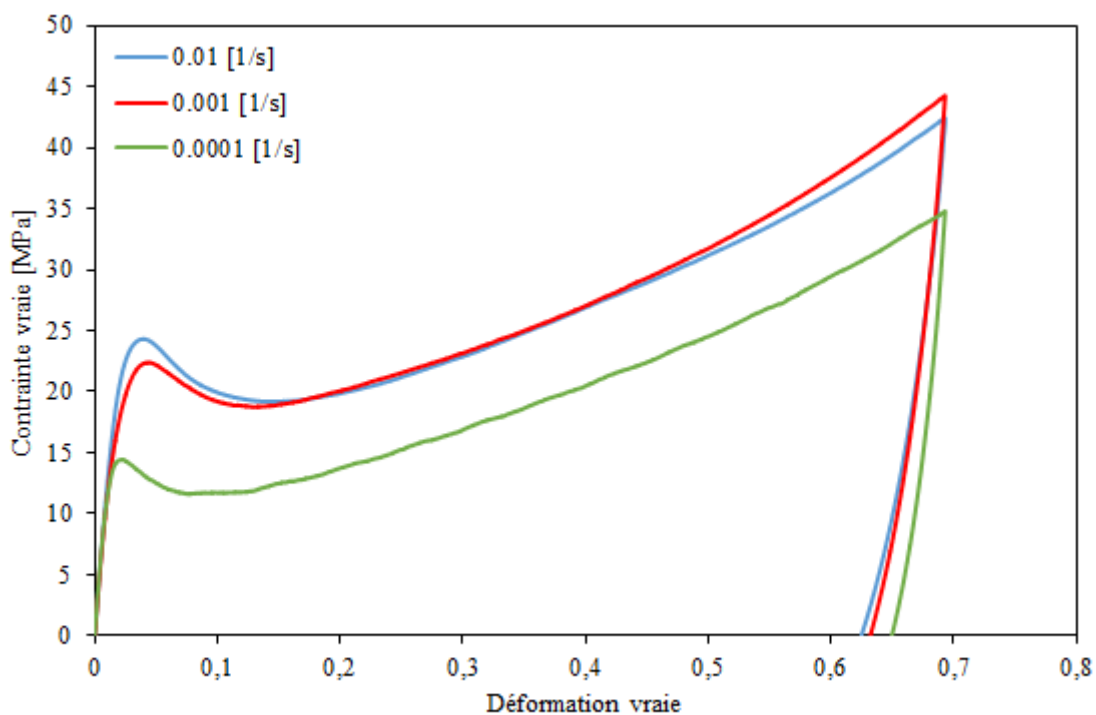


Figure IV-7 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 120°C

Les figures (IV-4, IV-5, IV-6, IV-7, IV-8) montrent les courbes contrainte-déformation pour le polycarbonate à différentes températures fixes et trois vitesses de déformation différentes, nous constatons que la réponse mécanique dépend de la vitesse de déformation. Contrairement, nous voyons que la vitesse de déformation n'a pas d'influence sur la pente initiale de la courbe.

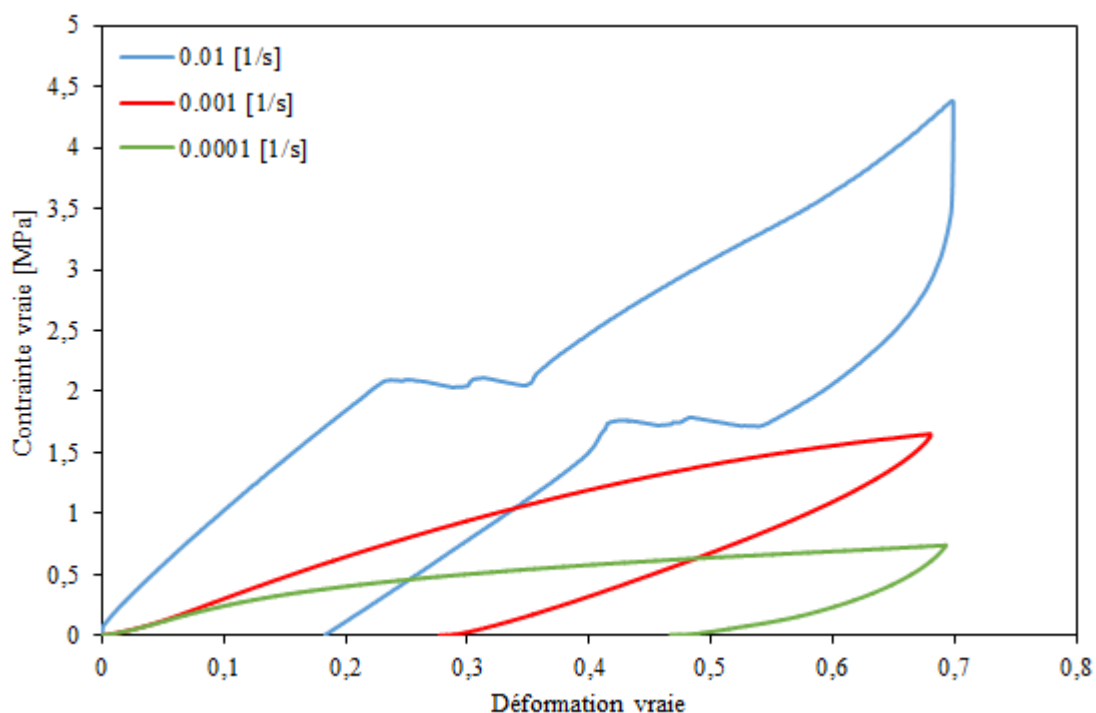


Figure IV-8 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à 160°C

Nous pouvons donc conclure que le comportement élastique n'est pas sensible à la vitesse, pour la gamme étudiée. Nous remarquons alors une faible influence de la vitesse sur le durcissement du polycarbonate aux grandes déformations.

Dans la région vitreuse à basse température  $T < 140^{\circ}\text{C}$ , la contrainte d'écoulement du matériau augmente avec l'augmentation de la vitesse de déformation à n'importe quelle température donnée. Plusieurs auteurs [119]–[122] affirment que cette augmentation de la contrainte d'écoulement est due au processus secondaire des molécules et montrent que l'augmentation de la vitesse de déformation limite la mobilité des chaînes moléculaires dans les polymères. Lors du déchargement après compression, environ 5% à 10% de la déformation vraie est récupérée. Une sensibilité importante à la vitesse de déformation peut également être observée à des températures supérieures à la température de transition vitreuse (Figure IV-8), dans cette région on observe que la rigidité initiale du matériau a considérablement diminué, Le seuil d'écoulement a disparu et la réponse contrainte vraie-déformation vraie pendant la phase de chargement est fortement non linéaire et présente un durcissement par déformation. Lors du déchargement après compression, le matériau présente une réponse de déchargement aussi fortement non linéaire.

Lors du déchargement après compression pour une température inférieure à la température de transition vitreuse, environ 5% à 10% de la déformation vraie est récupérée par contre au-dessus de  $T_g$ , la recouvrance de la déformation est environ 22% à 42%.

IV.5.2 Effet de la température :

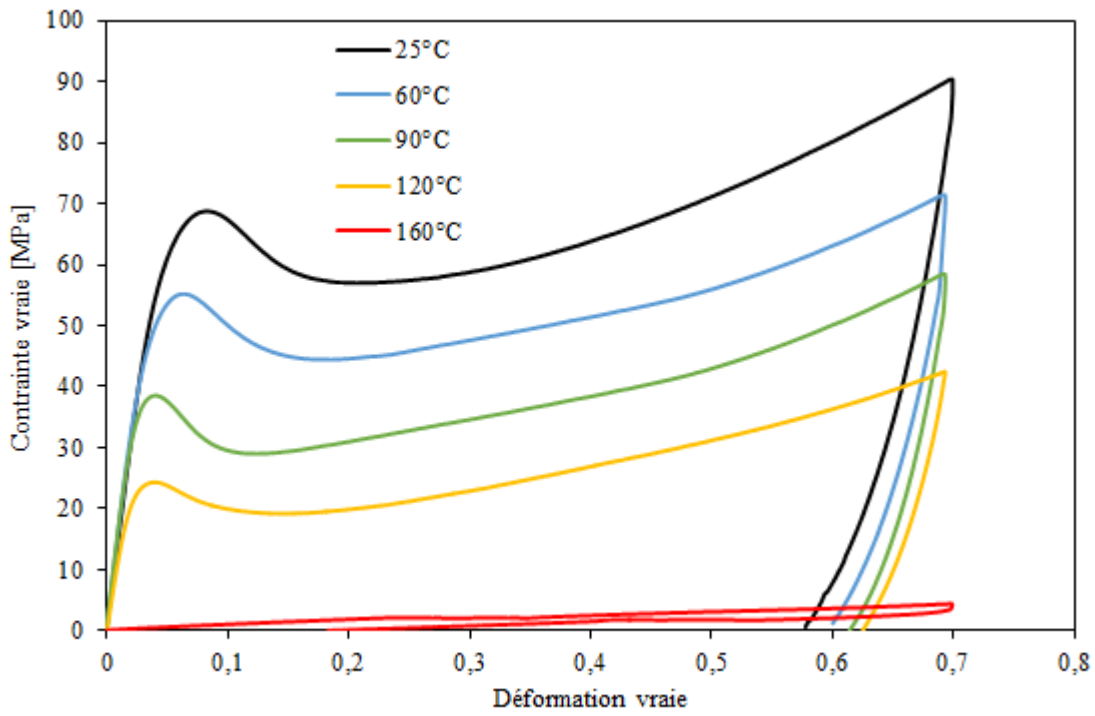


Figure IV-9 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$

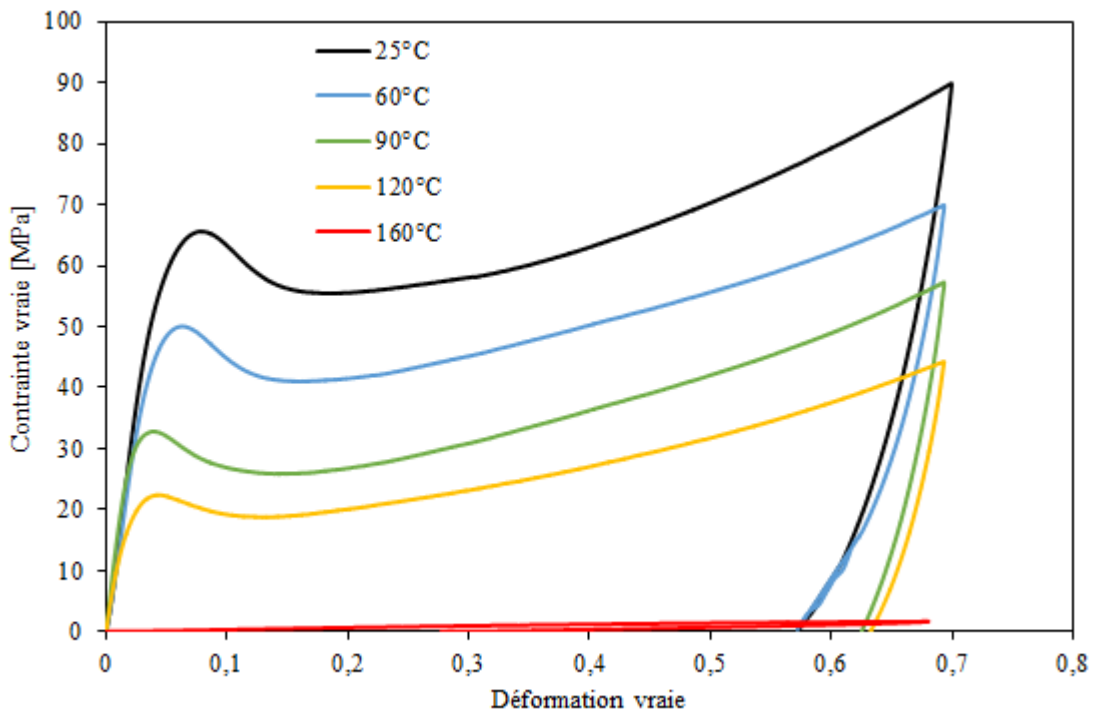


Figure IV-10 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$

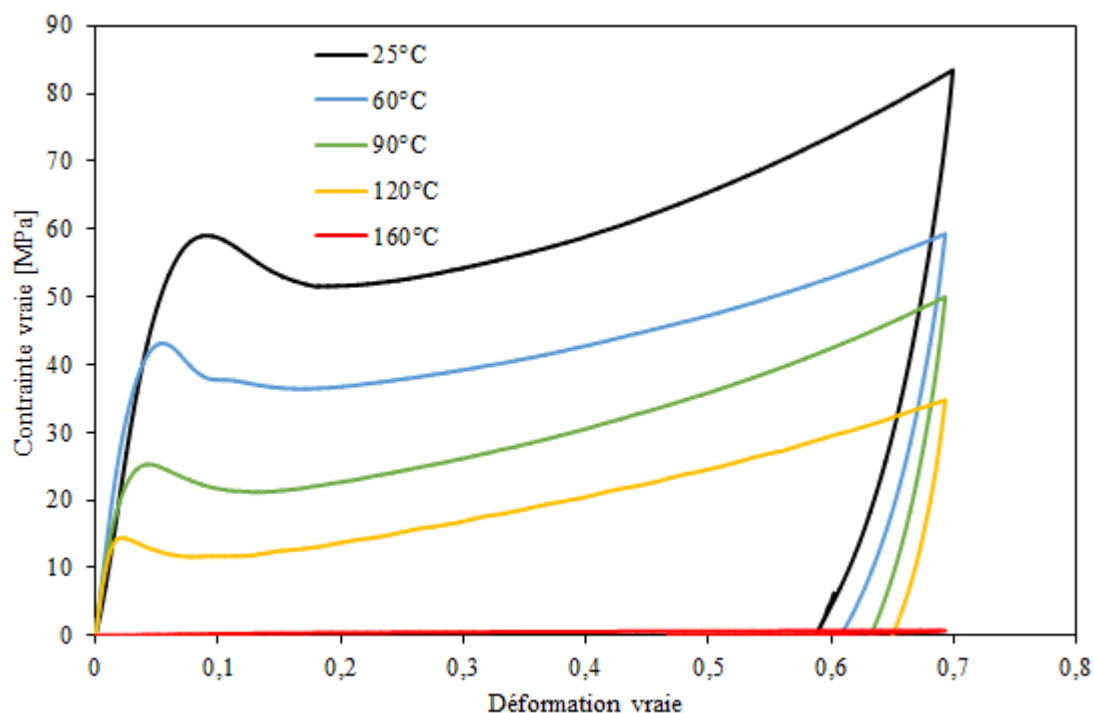


Figure IV-11 Courbe contrainte vraie - déformation vraie d'un essai de compression uniaxial à  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$

Les figures (IV-9, IV-10, IV-11) montrent des courbes de contrainte vraie et de déformation vraie à différentes vitesses de déformation fixes et cinq températures différentes. Nous remarquons que courbes les présentent un pic de la limite d'élasticité bien défini, suivis d'un adoucissement et d'un éventuel durcissement à grandes déformation en raison de l'extensibilité limitée des chaînes de polymère. Comme prévu, la limite d'élasticité et le module de Young diminuent quand la température augmente. Plus la température est proche de la température de transition vitreuse,  $T_g$ , plus le taux de durcissement est faible. Ce dernier peut même disparaître pour des températures supérieures à  $T_g$ . Lors du déchargement, la déformation récupérée diminue avec l'augmentation de la température.

## IV.6 Modélisation :

### IV.6.1 Formulation du modèle :

La réponse mécanique globale des polymères amorphes peut être décrite de manière conceptuelle en distinguant les deux mécanismes physiques actionnant en parallèle.

Le premier mécanisme est une résistance due aux interactions intermoléculaires entre les limites de segment polymère (résistance I) et la seconde est une résistance au réseau moléculaire anisotrope due à l'orientation moléculaire et à la relaxation (résistance N) (Figure IV-12). Les équations constitutives de la résistance I sont formulées à l'aide de la théorie élasto-viscoplastique et celles de la résistance N sont formulées à l'aide de la théorie visco-hyper-élastique.

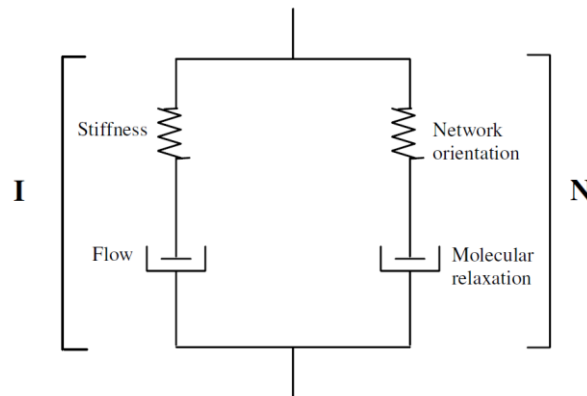


Figure IV-12 Représentation rhéologique du modèle

### IV.6.2 Cinématique du modèle :

Dans une description Lagrangienne, le mouvement du milieu continu peut être défini par rapport à une configuration de Référence  $C_0$  par la fonction vectorielle  $\Phi$  :

$$\mathbf{x} = \Phi(\mathbf{X}, t) \quad (\text{IV.3})$$

La fonction  $\Phi$  donne la position  $x$  à l'instant  $t$  de la particule qui occupe la position  $\mathbf{X}$  à l'instant  $t_0$  dans la configuration de référence  $C_0$ . Il est habituel d'introduire le vecteur de déplacement  $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)$  et d'écrire l'équation. (IV.3) sous la forme équivalente :

$$\mathbf{x} = \Phi(\mathbf{X}, t) = \mathbf{X} + \mathbf{u}(\mathbf{X}, t) \quad (\text{IV.4})$$

Pour écrire les transformations géométriques d'une particule entre une configuration de référence et la configuration actuelle  $C_t$ , le tenseur de gradient de déformation  $\mathbf{F}$  est défini par :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = \frac{\partial \Phi(\mathbf{X}, t)}{\partial \mathbf{X}} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{X}} \quad (\text{IV.5})$$

Et localement par :



$$\mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{X}} \quad (\text{IV.6})$$

Afin de prendre le couplage entre la déformation thermique et le comportement mécanique d'un corps [123], décomposer le gradient de déformation  $\mathbf{F}$  en éléments élastiques, thermiques et inélastiques  $\mathbf{F} = \mathbf{F}^e \mathbf{F}^\theta \mathbf{F}^{\text{inel}}$ . Pour séparer les déformations thermiques et mécaniques, plusieurs auteurs [124]–[130] ont décomposé le gradient de déformation  $\mathbf{F}$  en deux parties, une partie thermique et mécanique comme suit :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\theta \mathbf{F}_M \quad (\text{IV.7})$$

Le tenseur du gradient de déformation thermique  $\mathbf{F}_\theta$  est lié à la dilatation thermique sans contrainte et le tenseur du gradient de déformation mécanique  $\mathbf{F}_M$  à la partie de déformation due à la contrainte isotherme.

Selon [126], [128], la configuration thermique  $C_\theta$  est caractérisée par le tenseur du gradient de déformation thermique  $\mathbf{F}_\theta$  donné par la relation suivante :

$$\mathbf{F}_\theta = \exp \left( \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha \, d\theta \right) \mathbf{I} \quad (\text{IV.8})$$

Où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique dépendant de la température,  $\theta$  est la température absolue et  $\mathbf{I}$  est le tenseur identique. Compte tenu de la représentation parallèle du comportement mécanique, les deux  $\mathbf{F}_I$  et  $\mathbf{F}_N$  sont égaux au gradient de déformation mécanique  $\mathbf{F}_M$  :

$$\mathbf{F}_M = \mathbf{F}_I = \mathbf{F}_N \quad (\text{IV.9})$$

Le tenseur du gradient de déformation mécanique peut être décomposé de manière multiple en composants élastiques  $\mathbf{F}^e$  et  $\mathbf{F}^{\text{inel}}$  inélastiques suite à la décomposition de Lee [131] :

$$\mathbf{F}_I = \mathbf{F}_I^e \mathbf{F}_I^p \quad (\text{IV.10})$$

$$\mathbf{F}_N = \mathbf{F}_N^h \mathbf{F}_N^v \quad (\text{IV.11})$$

Où les exposants E, P, H et V désignent les parties, élastique, viscoélastique, hyper et viscoélastique respectivement. La représentation de la décomposition de la déformation est illustrée dans la Figure IV-13.

Selon la décomposition polaire, les tenseurs de déformation de déformation peuvent être décomposés en termes de tenseurs d'étirement et de tenseurs de rotation comme suit :

$$\mathbf{F}_I = \mathbf{R}_I^e \mathbf{U}_I^e \mathbf{R}_I^{vp} \mathbf{U}_I^{vp} = \mathbf{V}_I^e \mathbf{R}_I^e \mathbf{V}_I^{vp} \mathbf{R}_I^{vp} \quad (\text{IV.12})$$

$$\mathbf{F}_N = \mathbf{R}_N^h \mathbf{U}_N^h \mathbf{R}_N^f \mathbf{U}_N^f = \mathbf{V}_N^h \mathbf{R}_N^h \mathbf{V}_N^f \mathbf{R}_N^f \quad (\text{IV.13})$$

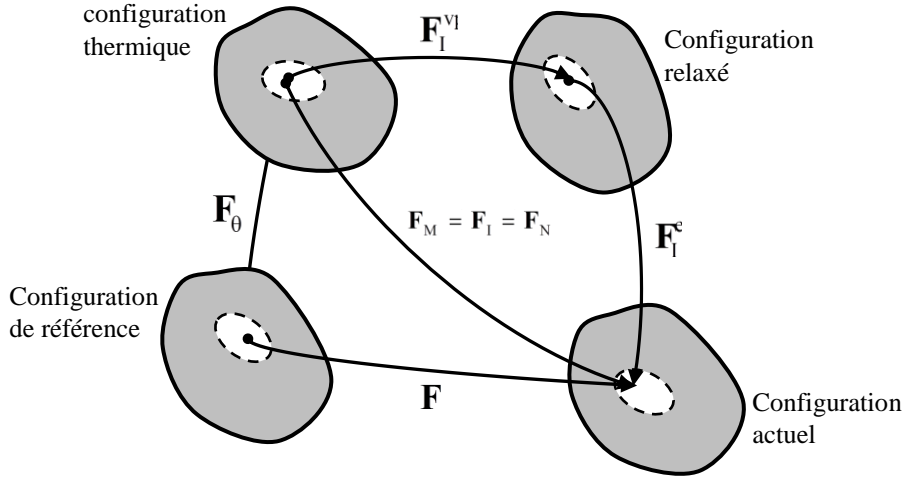


Figure IV-13 Représentation de la décomposition de la déformation

Le tenseur de gradient de la vitesse  $\mathbf{L}_I = \dot{\mathbf{F}}_I \mathbf{F}_I^{-1}$  pour la résistance intermoléculaire et pour la résistance du réseau  $\mathbf{L}_N = \dot{\mathbf{F}}_N \mathbf{F}_N^{-1}$ , qui représentent la vitesse de déformation, est décrit par :

$$\mathbf{L}_I = \dot{\mathbf{F}}_I^e \mathbf{F}_I^{e-1} + \mathbf{F}_I^e \dot{\mathbf{F}}_I^{vp} \mathbf{F}_I^{vp-1} \mathbf{F}_I^{e-1} = \mathbf{L}_I^e + \mathbf{L}_I^{vp} \quad (\text{IV.14})$$

$$\mathbf{L}_N = \dot{\mathbf{F}}_N^h \mathbf{F}_N^{h-1} + \mathbf{F}_N^h \dot{\mathbf{F}}_N^f \mathbf{F}_N^{f-1} \mathbf{F}_N^{h-1} = \mathbf{L}_N^h + \mathbf{L}_N^f \quad (\text{IV.15})$$

Le gradient de vitesse peut être décomposé en tant que somme d'une partie symétrique ( $\mathbf{D}_I^{vp}$ ,  $\mathbf{D}_N^f$ ) qui représente les tensions de déformation et des parties symétriques inclinées ( $\mathbf{W}_I^{vp}$ ,  $\mathbf{W}_N^f$ ) qui représentent les tenseurs de spin :

$$\mathbf{L}_I^{vp} = \mathbf{F}_I^e \mathbf{F}_I^{vp} \mathbf{F}_I^{vp-1} \mathbf{F}_I^{e-1} = \mathbf{D}_I^{vp} + \mathbf{W}_I^{vp} \quad (\text{IV.16})$$

$$\mathbf{L}_N^f = \mathbf{F}_N^h \mathbf{F}_N^f \mathbf{F}_N^{f-1} \mathbf{F}_N^{h-1} = \mathbf{D}_N^f + \mathbf{W}_N^f \quad (\text{IV.17})$$

Pour la simplicité numérique, on suppose que le flux inélastique est irrotationnel et ensuite ( $\mathbf{W}_I^{vp}$ ,  $\mathbf{W}_N^f$ ) sont mis à zéro [132].

$$\dot{\mathbf{F}}_I^{vp} = \mathbf{F}_I^{e-1} \mathbf{D}_I^{vp} \mathbf{F}_I^e \mathbf{F}_I^{vp} \quad (\text{IV.18})$$

$$\dot{\mathbf{F}}_N^f = \mathbf{F}_N^{h-1} \mathbf{D}_N^f \mathbf{F}_N^h \mathbf{F}_N^f \quad (\text{IV.19})$$

Les expressions finales dans les équations. (IV.18) et (IV.19) sont intégrés pour obtenir les composants inélastiques ( $\mathbf{F}_I^{vp}$ ,  $\mathbf{F}_N^f$ ) ; le composant élastique ( $\mathbf{F}_I^e$ ,  $\mathbf{F}_N^h$ ) est alors obtenu à partir des équations. (IV.10) et (IV.11).

### IV.6.3 Equations Constitutives :

Selon [133], la vitesse des tenseurs d'élasticité inélastiques ( $\mathbf{D}_I^{\text{vp}}, \mathbf{D}_N^{\text{f}}$ ) est constitutivement prescrite par la règle de flux suivante:

$$\mathbf{D}_I^{\text{vp}} = \dot{\gamma}_I^{\text{vp}} \frac{\mathbf{T}'_I}{\sqrt{2}\tau_I} \quad (\text{IV.20})$$

$$\mathbf{D}_N^{\text{f}} = \dot{\gamma}_N^{\text{f}} \frac{\mathbf{T}'_N}{\sqrt{2}\tau_N} \quad (\text{IV.21})$$

Où ( $\dot{\gamma}_I^{\text{vp}}, \dot{\gamma}_N^{\text{f}}$ ) sont le taux de contrainte de cisaillement inélastique et ( $\tau_I, \tau_N$ ) sont les contraintes de cisaillement effectif lié au tenseur de contrainte déviatorique de Cauchy ( $\mathbf{T}'_I, \mathbf{T}'_N$ ) et donné par :

$$\tau_I = \sqrt{\frac{1}{2} \mathbf{T}'_I \cdot \mathbf{T}'_I} \quad (\text{IV.22})$$

$$\tau_N = \sqrt{\frac{1}{2} \mathbf{T}'_N \cdot \mathbf{T}'_N} \quad (\text{IV.23})$$

Dans lequel le point indique le produit tensoriel :  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = \text{trace } \mathbf{A}^T \mathbf{B}$

$\mathbf{T}'_I, \mathbf{T}'_N$  sont la partie déviatorique des tenseurs de contrainte de Cauchy  $\mathbf{T}_I, \mathbf{T}_N$  respectivement.

$$\mathbf{T}'_I = \mathbf{T}_I - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{T}_I) \mathbf{I} \quad (\text{IV.24})$$

$$\mathbf{T}'_N = \mathbf{T}_N - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{T}_N) \mathbf{I} \quad (\text{IV.25})$$

#### IV.6.3.a Resistance Intermoléculaire:

Le tenseur de contrainte de Cauchy  $\mathbf{T}_I$  en branche **I** peut être lié au comportement élastique, qui est supposé linéaire isotrope par l'expression suivante :

$$\mathbf{T}_I = \frac{1}{J_I} C_I^e \ln \mathbf{V}_I^e \quad (\text{IV.26})$$

Où  $J_I = \det \mathbf{F}_I^c$  est le changement de volume intermoléculaire, est le tenseur de rigidité élastique du quatrième ordre et  $\ln \mathbf{V}_I^c$  est la déformation de Hencky. Le tenseur de rigidité est défini par :

$$C_I^e{}_{ijkl} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left[ \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk} + \frac{2\nu}{1-2\nu} \delta_{ij} \delta_{kl} \right] \quad (\text{IV.27})$$

Où  $E$  est le module de Young,  $\nu$  est le ratio de Poisson et  $\delta$  est le symbole de Kronecker-delta. Le module de Young  $E$  de polymères est fortement influencé par la température et la vitesse de

déformation. [134] a proposé une extension du travail de [135], [136] un nouveau modèle constitutif, qui considère l'effet de la vitesse de déformation. Dans le cas des polymères amorphes, ils ont supposé que le matériau subit trois transitions principales ( $\beta$  relaxation, transition vitreuse et débit) caractérisées par leurs températures de transition ( $T_\beta$ ,  $T_g$  et  $T_f$ ).

Selon [134], le module d Young qui dépend de la vitesse de déformation et la température est donné par :

$$E_{\theta, \dot{\epsilon}} = E_1 \dot{\epsilon}^{-m_1} \exp\left(-\left(\frac{\theta}{T_\beta \dot{\epsilon}}\right)^{m_1}\right) + E_2 \dot{\epsilon}^{-m_2} \exp\left(-\left(\frac{\theta}{T_g \dot{\epsilon}}\right)^{m_2}\right) + E_3 \dot{\epsilon}^{-m_3} \exp\left(-\left(\frac{\theta}{T_f \dot{\epsilon}}\right)^{m_3}\right) \quad (\text{IV.28})$$

Où  $E_i \dot{\epsilon}^{-m_i}$  sont la rigidité instantanée du matériau au début de chaque région de transition, et les exposants,  $m_i$ , sont les modules de Weibull correspondant aux statistiques de la rupture de la liaison. Selon des considérations physiques, la dépendance de la vitesse de déformation, de la température de transition et la rigidité instantanée a été définie par :

$$\begin{cases} E_i = E_i^{\text{ref}} \cdot 1 + s \cdot \log \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}^{\text{ref}} \\ \frac{1}{T_\beta} = \frac{1}{T_\beta^{\text{ref}}} + \frac{k}{\Delta H_\beta} \ln \dot{\epsilon}^{\text{ref}} / \dot{\epsilon} \\ T_g = T_g^{\text{ref}} + \frac{-c_2^g \cdot \log \dot{\epsilon}^{\text{ref}} / \dot{\epsilon}}{c_1^g + \log \dot{\epsilon}^{\text{ref}} / \dot{\epsilon}} \\ T_f = T_f^{\text{ref}} \cdot 1 + 0.01 \cdot \log \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}^{\text{ref}} \end{cases} \quad (\text{IV.29})$$

Où  $E_i^{\text{ref}}$  sont la rigidité instantanée à une vitesse de déformation de référence choisie,  $\dot{\epsilon}^{\text{ref}}$  et  $s$  est le paramètre de sensibilité à la vitesse de déformation.  $T_\beta^{\text{ref}}$ ,  $T_g^{\text{ref}}$  and  $T_f^{\text{ref}}$  et sont les températures de transition à une vitesse de déformation de référence choisi,  $R$  est la constante de gaz idéale,  $\Delta H_\beta$  est l'énergie d'activation  $\beta$  et les coefficients  $c_1$  et  $c_2$  sont les paramètres Williams-Land el-Ferry [137]. Selon [122], [138], [139], le comportement de rendement des polymères amorphes est décrit comme un processus activé thermiquement. Ils ont proposé une nouvelle formulation du modèle coopératif sur une large gamme de températures et de vitesses de déformation. Pour la règle Flow ci-dessous la température de transition vitreuse, le taux de contrainte de cisaillement inélastique  $\dot{\gamma}_1^{\text{vp}}$  est donné par :

$$\dot{\gamma}_1^{\text{vp}} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_\beta}{R\theta}\right) \sinh^n\left(\frac{\tau_1 - t_i}{2k\theta} V\right) \quad (\text{IV.30})$$

D'autre part, pour la règle d'écoulement à travers la température de transition vitreuse, la vitesse de déformation du cisaillement inélastique  $\dot{\gamma}_I^{vp}$  est exprimée par :

$$\dot{\gamma}_I^{vp} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_\beta}{RT_g}\right) \exp\left(\frac{\ln 10 \times c_1}{c_2 + \theta - T_g}\right) \sinh^n\left(\frac{\tau_I V}{2k\theta}\right) \quad (IV.31)$$

Où est le facteur de taux de cisaillement pré-exponentiel,  $n$  est le paramètre de matériau décrivant la nature coopérative des segments de chaîne de polymère,  $V$  est le volume d'activation de cisaillement,  $k$  est la constante de Boltzmann et  $t_i$  est la contrainte de cisaillement interne évolutive. Selon [139], [140], la résistance au cisaillement interne  $t_i$  évolue de manière significative par rapport à sa valeur initiale pour tenir compte de l'adoucissement de la souche et au point d'élasticité,  $t_i = \tau_i$ , où  $\tau_i$  est la contrainte de cisaillement interne évolutive définie par :

$$\tau_i = \tau_i(0) - m \cdot \theta + \alpha_p \cdot P \quad (IV.32)$$

Où  $\tau_i(0)$  est la contrainte de cisaillement interne à la température = 0K, et  $m$  est constante de matériau  $\alpha_p$  est un paramètre de sensibilité à la pression hydrostatique et  $P$  est la pression hydrostatique définie par :

$$P = \frac{1}{3} tr \mathbf{T}_I \quad (IV.33)$$

Suite aux travaux de [133], [140], la résistance au cisaillement interne  $t_i$  évolue de manière significative pour estimer l'adoucissement de la souche. Lorsque la déformation plastique augmente, la contrainte de cisaillement interne diminue jusqu'à atteindre la structure des chaînes plus stable pendant le processus de réarrangement. Pendant l'adoucissement de la souche, l'évolution de la contrainte interne est formulée comme suit :

$$\dot{t}_i = h \left(1 - \frac{t_i}{\tau_{ps}}\right) \dot{\gamma}_I^{vp} \quad (IV.34)$$

Où est la pente ramollissante et la contrainte se réfère à l'état structurel préféré du matériau et dépend uniquement de la température.

#### IV.6.3.b Résistance Network :

Initialement, le réseau moléculaire du polymère est censé être isotrope, mais pendant la grande déformation inélastique, les chaînes moléculaires ont tendance à s'aligner dans la direction de l'étirement principal. L'étirement du réseau moléculaire et la souche anisotrope sont produits par le ressort non linéaire tandis que le processus de relaxation moléculaire est produit par le un trajet non linéaire. Dans cette branche (N), le tenseur de tension du réseau est modélisé en utilisant le modèle d'élasticité en caoutchouc [141] à huit chaînes :

$$\mathbf{T}_N = \frac{1}{J_N} \frac{C_r}{3} \frac{\sqrt{N_{rl}}}{\bar{\lambda}_N^h} \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{\bar{\lambda}_N^h}{\sqrt{N_{rl}}} \right) \left[ \bar{\mathbf{B}}_N^h - \bar{\lambda}_N^h{}^2 \mathbf{I} \right] \quad (\text{IV.35})$$

où  $J_N = \det \mathbf{F}_N^h$  est le changement de volume du réseau,  $\bar{\lambda}_N^h = \sqrt{\text{tr} \bar{\mathbf{B}}_N^h / 3}$  est l'étirement sur une chaîne dans le réseau à huit chaînes  $\bar{\mathbf{B}}_N^h = \bar{\mathbf{F}}_N^h \bar{\mathbf{F}}_N^{h T}$ , où  $\bar{\mathbf{F}}_N^h = J_N^{-1/3} \mathbf{F}_N^h$  est le tenseur Cauchy-Green gauche élastique,  $\mathbf{I}$  est le tenseur d'identité,  $C_r = nk\theta$  est le module caoutchouteux et  $N_{rl}$  est le nombre de liaisons rigides entre les enchevêtrements de la chaîne moléculaire physique,  $\sqrt{N_{rl}}$  ce qui représente l'extensibilité limite des chaînes polymères; Si l'étirement de la chaîne approche de cette limite, le stress augmente considérablement. Où  $\mathcal{L}^{-1}$  est la fonction Langevin inverse donnée par  $\mathcal{L}^{-1} x = \coth x - 1/x$ , il peut être exprimé en utilisant l'approximation Padé de [142]:  $\mathcal{L}^{-1} x = x \frac{3-x^2}{1-x^2}$

En plus du processus d'orientation de la chaîne [141], le taux de contrainte de cisaillement inélastique  $\dot{\gamma}_N^f$  décrivant le taux de relaxation est donné par (Bergström et Boyce, 1998):

$$\dot{\gamma}_N^f = C_M \left( \frac{1}{\lambda_N^f - 1} \right) \tau_N \quad (\text{IV.36})$$

Lorsque  $C_M$  est une constante matérielle et  $\lambda_N^f$  est donné par  $\lambda_N^f = \sqrt{\text{tr} \mathbf{F}_N^f \mathbf{F}_N^{f T} / 3}$ , Afin d'assurer une instabilité numérique, la valeur initiale de  $\lambda_N^f$  doit être légèrement supérieure à une. Pour la dépendance à la température du module caoutchouteux,  $C_r$  et le nombre de chaîne rigides entre l'enchevêtrement  $N_{rl}$  Richeton [140] ont proposé des équations phénoménologiques linéaires exprimées comme suit:

$$\text{For } \theta \leq T_g \begin{cases} C_r = C_{r,0} - a\theta \\ N_{rl} = N_{rl,0} + b\theta \end{cases} \quad (\text{IV.37})$$

$$\text{For } \theta \geq T_g \begin{cases} C_r = C_{r,0} - aT_g \frac{\theta}{T_g} \\ N_{rl} = N_{rl,0} + bT_g \end{cases} \quad (\text{IV.38})$$

Lorsque  $C_{r,0}$ ,  $a$ ,  $N_{rl,0}$  et  $b$  sont des constantes matérielles. Pour  $C_M$ , nous utilisons la même équation phénoménologique que celle proposée par [140] pour  $C_r$  et  $N_{rl}$  en dessous de la température de transition vitreuse:

$$C_M = C_{M,0} + c\theta \quad (\text{IV.39})$$

Et à travers la température de transition vitreuse :

$$C_M = C_{M,0} + cT_g \frac{\theta}{T_g} \quad (\text{IV.40})$$

Les paramètres du modèle sont identifiés à l'aide des résultats expérimentaux obtenus sur un PC, déformés au-dessus et à la température de transition vitreuse inférieure.

#### IV.6.4 Confrontation des résultats du model simulés et résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'identification des paramètres du modèle décrivant la loi de comportement du polycarbonate. Dans ce qui suit, la comparaison des simulations avec les résultats expérimentaux de compression.

$E_1^{\text{ref}}$ (MPa)	3500
$E_2^{\text{ref}}$ (MPa)	1700
$E_3^{\text{ref}}$ (MPa)	20
$T_\beta^{\text{ref}}$ (K)	195
$T_g^{\text{ref}}$ (K)	423
$T_f^{\text{ref}}$ (K)	436
$\dot{\epsilon}^{\text{ref}}$ (s <sup>-1</sup> )	1
$m_1$	5
$m_2$	80
$m_3$	15
$c_1$	16,19
$c_2$	55,6
$s$	0,08
$n$	5
$V$ (m <sup>3</sup> )	$2.8 \times 10^{-23}$
$\tau_{i0}$ (MPa)	59
$m$ (MPa/K)	0,133
$\dot{\gamma}_0$ (s <sup>-1</sup> )	$10,50 \times 10^{+16}$
$\Delta H_\beta$ (kJ/mol)	$82 \times 10^{+03}$
$\tau_{ps}/\tau_i$	0,600
$h$ (MPa/K)	120
$\alpha_p$	0,116
$C_{r,0}$ (MPa)	28
$a$ (MPa/K)	0,042
$N_{rl}$	1,96
$b$ (l/K)	0,09
$C_m$ (MPa <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )	$-9,00 \times 10^{-11}$
$c$ (MPa <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> /K)	$1,00 \times 10^{-11}$

Tableau IV-1 parametres du modele

Les paramètres à déterminer sont regroupés sur le Tableau IV-1 Nous distinguons deux groupes : les paramètres du premier groupe sont obtenus directement du travail du Richeton et les autres sont ajustés pour la représentation de l'adoucissement et du durcissement.

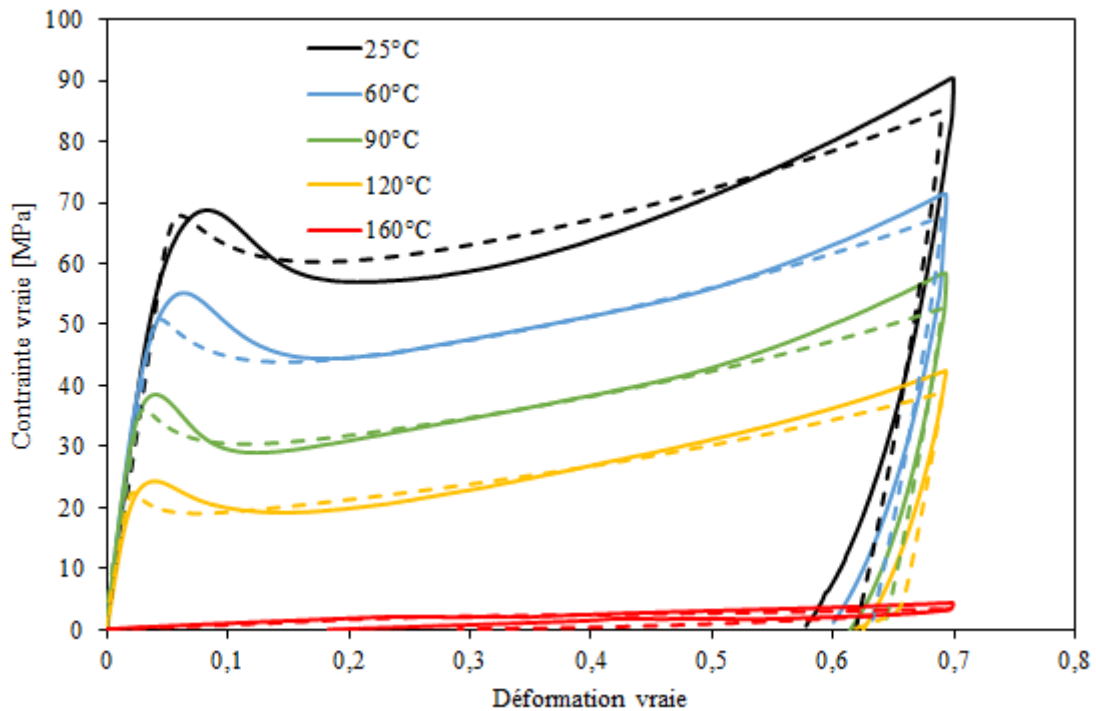


Figure IV 14. Comparaison des courbes contrainte vraie-déformation vraie simulées et expérimentales pour une vitesse de déformation de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Trait interrompu (modèle), trait continu (expérimental)

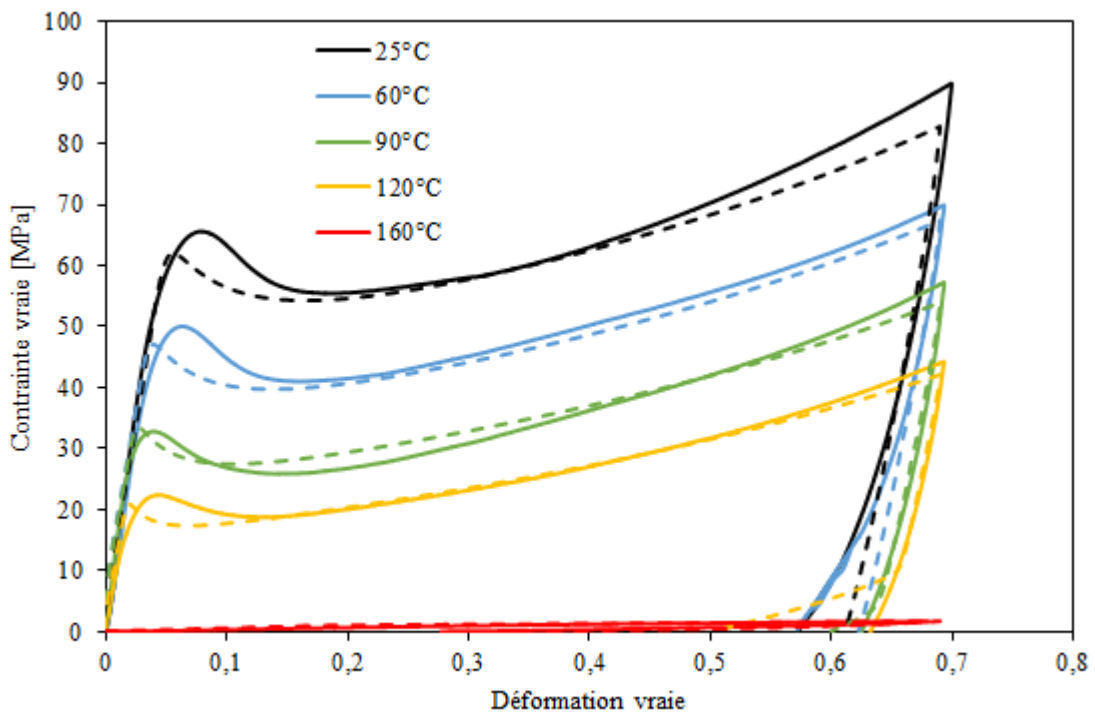


Figure IV 15. Comparaison des courbes contrainte vraie-déformation vraie simulées et expérimentales pour une vitesse de déformation de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Trait interrompu (modèle), trait continu (expérimental)



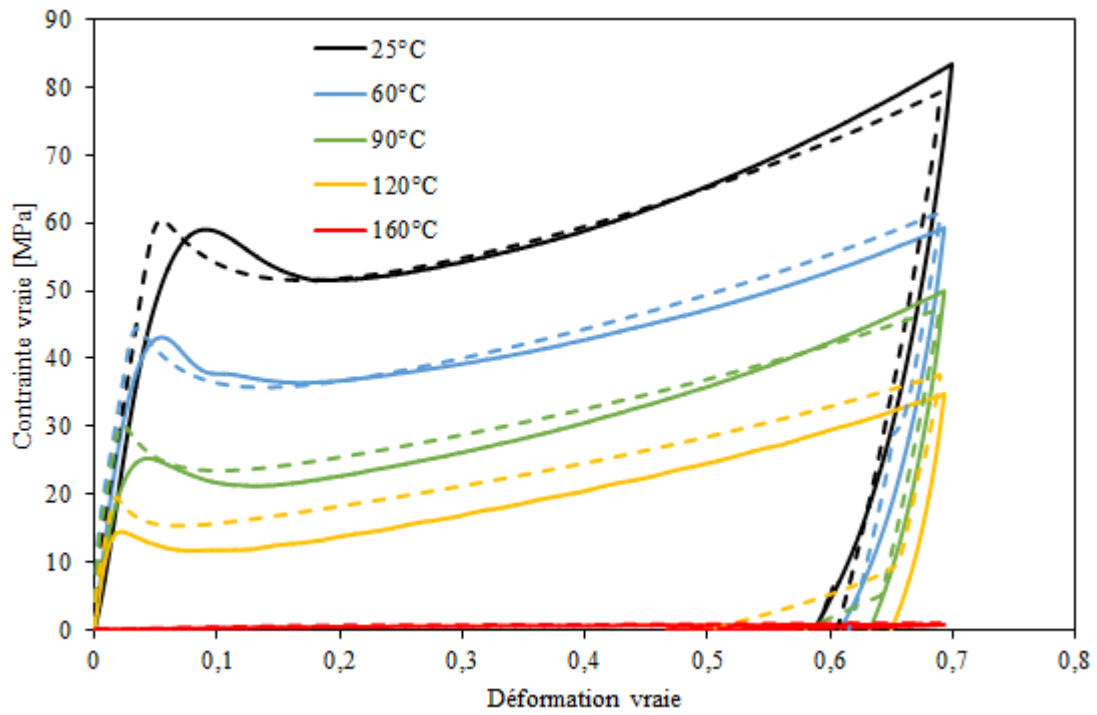


Figure IV 16. Comparaison des courbes contrainte vraie-déformation vraie simulées et expérimentales pour une vitesse de déformation de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Trait interrompu (modèle), trait continu (expérimental)

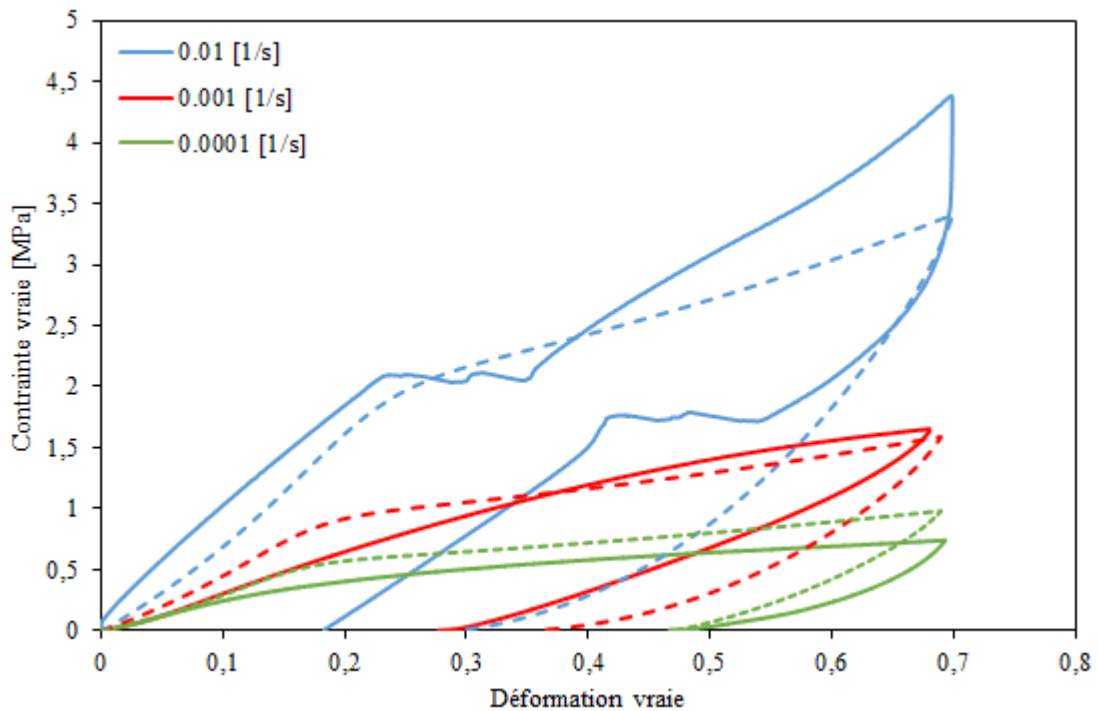


Figure IV 17 Comparaison des courbes contrainte vraie - déformation vraie simulées et expérimentales pour une température de  $160^{\circ}\text{C}$ . Trait interrompu (modele), trait continu (experimental)

Les figures (IV-14, IV-15, IV-16, IV-17) représentent la comparaison entre les courbes contraintes-déformations simulées et celles obtenues expérimentalement pour une large gamme

de température (25°C à 160°C) et pour trois vitesses de déformation ( $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ,  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ). Une bonne corrélation entre les résultats a été observée.

Pour une température  $T < T_g$  : (a) la limite d'élasticité dépend de la vitesse de déformation et de la température ; (b) l'adoucissement qui se produit en raison d'un désordre induit par la déformation ; (c) le durcissement dû à l'alignement des chaînes de polymère à grandes déformations ; (d) la réponse de déchargement à grandes déformations.

Pour une température  $T > T_g$  la réponse fortement non linéaire de la contrainte vraie-déformation vraie la phase de chargement et de déchargement. En fait, le modèle est capable de capturer plusieurs formes de courbes incluant le module initial, l'adoucissement après la contrainte limite, le durcissement initial et le durcissement excessif en grande déformation. Il est aussi capable de capturer l'effet de la sensibilité de la réponse du matériau au taux de déformation.

### IV.7 Mémoire de forme

L'effet mémoire de forme est la capacité pour un matériau d'être déformé de manière stable dans un certain domaine de température et de retrouver sa forme initiale sous l'action d'un stimulus extérieur [143]. Plusieurs stimulus peuvent être utilisés pour activer la mémoire de forme d'un polymère : l'eau, la chaleur, les ultraviolets, l'électricité, etc. [144]–[146].

Dans les applications de la mémoire de forme des polymères, Les modèles constitutifs sont fortement désirés pour fournir un outil de conception fondamental. Cependant, la modélisation constitutive est indispensable en raison de la complexité du comportement de la mémoire de forme. Tandis que des considérables études expérimentales sur la mémoire de forme des polymères ont été rapportées dans la littérature,

Des méthodes précédentes de [147]–[149] ont utilisé des modèles rhéologiques constitués de ressorts, d'amortisseurs et du patin pour interpréter le comportement thermomécanique de la mémoire de forme. Des modèles simples ont été récemment développés en modèle tridimensionnelle et des résultats raisonnables ont été obtenus [150], [151]. Diani et al [152] ont développé un modèle thermo viscoélastique tridimensionnel basé sur la compréhension physique du comportement du matériau. Ce modèle thermodynamique est capable de capturer certaines caractéristiques du comportement de la mémoire de forme.

Dans cette partie, nous avons développé un modèle thermo-viscoélastique-viscoplastique pour prédire le comportement de la mémoire de forme du polycarbonate. Ce modèle a été appliqué avec succès pour prédire divers comportements de mémoire de forme dépendant du temps et de température.

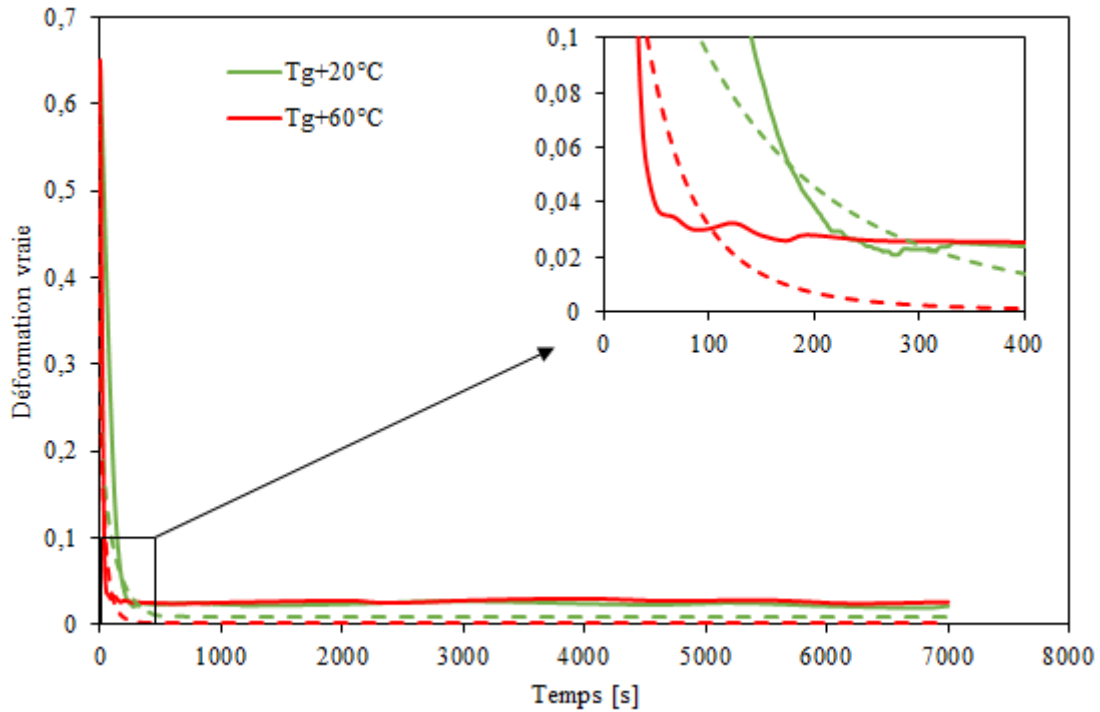


Figure IV-18 fluage a contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)

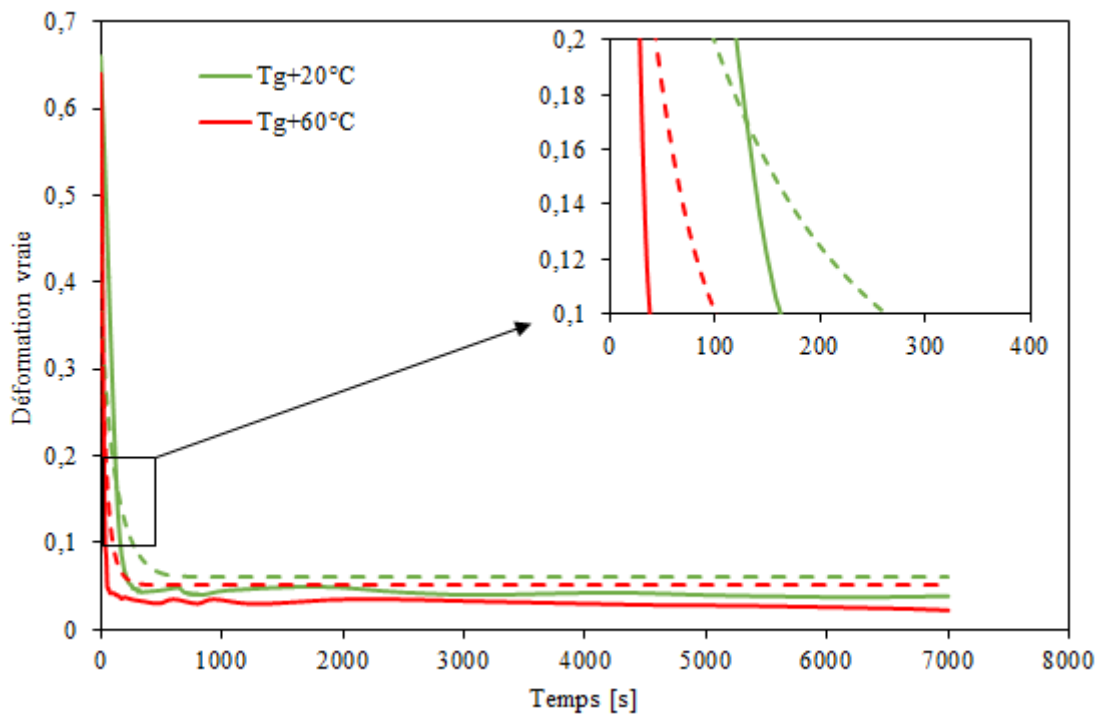


Figure IV-19 fluage a contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)

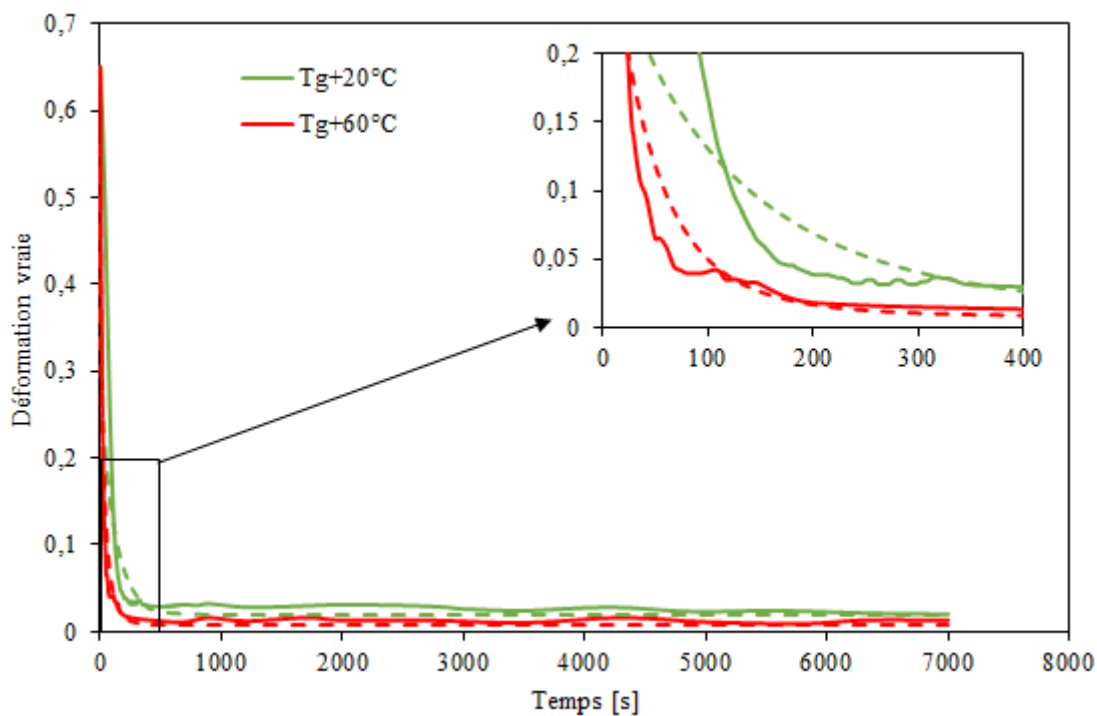


Figure IV-20 fluage a contrainte nulle préalablement déformés à 70% sous une vitesse de déformation de  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Trait continu (experimental), trait interrompu (modele)

L'influence de la condition de la récupération sur le comportement de la mémoire de forme des polymères a été évaluée sous différentes températures de récupération ( $T_g+20$ ,  $T_g+60$ ). Les figures (IV-18, IV-19, IV-20) présentent la comparaison entre la prédiction du modèle et l'expérience de la récupération libre pour les trois vitesses de déformation. Généralement, les résultats de la simulation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. On trouve que plus la température d'échauffement augmente plus la récupération est rapide.

## **IV.8 Conclusion**

Dans cette partie, le comportement mécanique du polycarbonate a été étudié.

Les résultats expérimentaux ont montré que la réponse mécanique du matériau est fortement non linéaire et dépendant de la vitesse de déformation. Un modèle physique a été développé et permet la description des principaux aspects du comportement non linéaire en grandes déformations du PC (chargement et déchargement avec dépendance à la température et la vitesse de déformation). Dans ce modèle, nous avons considéré que le comportement peut être décomposé en deux résistances agissant en parallèle, l'une capturant l'alignement moléculaire et la relaxation, l'autre permettant de capturer la résistance intermoléculaire. Les résultats des modélisations de la réponse mécanique du PC ont été comparés aux observations expérimentales et un bon accord a été trouvé. Le modèle proposé prend en compte l'effet de la mémoire de forme des polymères amorphes.

## Conclusions et perspectives

Ce travail a un double objectif :

Dans un premier temps, l'étude du comportement et la résistance à l'impact du polyéthylène à haute densité a été faite expérimentalement par des essais d'impact sur des éprouvettes entaillées et analytiquement en utilisant les critères énergétique de rupture. Un examen des principaux critères de rupture est donné afin de caractériser le comportement en rupture de ce polymère dans les cas statique et dynamique. Une nouvelle approche mixte prenant en compte les deux modes de rupture a été proposée. Pour une meilleure compréhension des mécanismes de rupture et d'endommagement, une approche expérimentale basée sur des observations microscopiques (SEM) a été utilisée en examinant les faciès de rupture des éprouvettes rompues. Nous avons observé que la zone de propagation correspond à la rupture des craquelures (zone de cavitation). Une étude sur les effets de la porosité initiale et la triaxialité des contraintes sur la croissance des vides et la coalescence. Deux approches sont utilisées pour modéliser le volume représentatif de matériau : la première est une cellule unitaire avec un vide sphérique au centre (modèle de cellules poreux) et la seconde est une cellule unitaire contenant la même fraction de vide de volume et obéissant à la relation constitutive de Gurson-Tvergaard-Needelman (modèle GTN). Une bonne corrélation pour les grandes déformations entre les courbes des cellules unitaires poreuses et l'élément matériel obéissant à la relation constitutive GTN pour une porosité initiale faible. La rupture finale du matériau (coalescence de vide) aura lieu lorsque la porosité atteint une valeur critique. Les déformations et les contraintes critiques diminuent de manière non linéaire quand la triaxialité augmente, selon le cas considéré.

Dans une seconde étape, l'objectif principal était de caractériser le comportement du polycarbonate à l'aide d'essais expérimentaux et d'une modélisation capable de reproduire les essais de compression de façon précise. Les étapes rappelées ci-dessous ont été suivies pour parvenir à cet objectif :

- La caractérisation du PC a été faite à partir d'essais de compression en charge et décharge.
- Une bonne corrélation existe entre des résultats obtenus expérimentalement et ceux obtenus à partir du modèle développé.
- L'effet la mémoire de forme des polymères amorphe est prédit par ce modèle.

Nous avons présenté les résultats expérimentaux illustrant l'effet de la température et la vitesse de déformation sur la réponse mécanique du polycarbonate PC pour une large gamme de tem-

pératures et de vitesses de déformation. S'appuyant sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux, la suite de l'étude a été consacrée à la comparaison de ces essais avec les prévisions d'un modèle proposé. Ce modèle est capable de décrire le comportement des polymères amorphes en grandes déformations basé sur la structure moléculaire de ce matériau ainsi que les différents micro mécanismes de l'écoulement plastique. Les différents effets de température, de vitesse de déformation, d'adoucissement et de durcissement du matériau lors de sa déformation sont tenus en compte par ce modèle. A la fin nous avons montré que le modèle proposé est capable de reproduire l'effet de la mémoire de forme du polycarbonate à travers des essais de thermo-fluage à contrainte nulle (essais de récupération libre).

### **Perspectives**

Modéliser le comportement mécanique du polyéthylène à haute densité pour une large gamme de température et de vitesse de déformation et étudier d'autres lois de comportement pour les polymères semi cristallins.

Ecrire le modèle sous forme d'une subroutine et l'implémenter dans un code élément fini afin de simuler des opérations importantes de traitement des polymères, telles que l'extrusion, le thermoformage et le soufflage pour la fabrication de divers récipients à paroi mince ou d'autres applications techniques (les essais de choc).

### **Résumé**

L'objectif de ce travail est d'étudier le comportement et la résistance à l'impact du polyéthylène à haute densité. La première partie de ce travail est focalisée sur l'étude du comportement des matériaux polymères. Une étude bibliographique sur des matériaux polymères thermoplastiques, amorphes et semi-cristallins, a été effectuée afin de comprendre leur microstructure et leur mécanisme de déformation et l'endommagement par cavitation ensuite une étude analytique pour décrire le comportement à l'impact du PEHD en utilisant les critères énergétique de rupture et par la suite examiner l'endommagement de ce type de polymère à travers des simulations numériques sur des volumes élémentaires représentatives. La deuxième partie est consacrée à l'étude du comportement mécanique en grande déformation de la partie amorphe en choisissant un polymère amorphe (par exemple le polycarbonate) et en développant un modèle thermo élastoviscoplastique viscohyperélastique valable pour une large gamme de température et de vitesse déformation.

### **Abstract**

The objective of this thesis is to study the behavior and impact resistance of high-density polyethylene. The first part of this work were focused on the study of the behavior of polymer materials. Bibliographical studies of thermoplastic, amorphous and semi-crystalline polymer materials was established in order to understand their microstructure and deformation mechanism and cavitation damage then an analytical study to describe the impact behavior of HDPE using energy failure criteria and thereafter to examine the damage of this type of polymer through numerical simulations on representative elementary volumes. The second part is devoted to studying the mechanical behavior of the amorphous part in large deformation by choosing an amorphous polymer (for example polycarbonate) and by developing thermo-elastoviscoplastic a viscohyperelastic model valid for a wide range of temperature and strain rate.





## Références bibliographiques

- [1] G. Ehrenstein, F. Montagne. Matériaux polymères : Structure, propriétés et applications. Hermes science publications, 2000.
- [2] Y. Tomita. Constitutive modelling of deformation behavior of glassy polymers and applications. Int. J. Mech. Sci., vol. 42, no 8, p. 1455-1469, août 2000.
- [3] H.H. Kausch, N. Heymans, Christopher J.G. Plummer, P. Decroly. Matériaux Polymères: Propriétés Mécaniques et Physiques. PPUR - Collection : Traité des Matériaux, 2001.
- [4] C. Oudet, Polymères structure et propriétés, Introduction, édition Masson Milan Barcelone paris, 1994.
- [5] C. Oudet. Polymères, structure et propriétés. Issy-les-Moulineaux (Hauts-de-Seine) : Masson, 1993.
- [6] C. G'sell, J.-M. Haudin, B. Sillion, et R. Billardon. Introduction à la mécanique des polymères. 1995.
- [7] A. Blaise. Caractérisation microstructurale d'un PEHD semi-cristallin déformé, par tomographie X et diffusion de lumière polarisée. Henri Poincaré-Nancy I, 2011.
- [8] M. Elmequenni. Effet de la triaxialité sur le comportement et la rupture du polyéthylène haute densité : approches expérimentales et numériques. Lille 1, 2010.
- [9] J. M. Haudin. Relation mise en forme-morphologies cristallines dans les procédés. CEMEF Ecole Natl. Supér. Mines Paris, 1991.
- [10] L. Mandelkern. Crystallization Kinetics in High Polymers. II. Polymer-Diluent Mixtures. Journal of Applied Physics. Vol 26, No 4 .1955.
- [11] A. Dahoun, C. O'Sell. Comportement plastique et textures de déformation des polymères semi-cristallins en traction uniaxiale et en cisaillement simple = Plastic behaviour and textures in semi-crystallin polymers induced by uniaxial tension and simple shear 1992.
- [12] P. Ferrandez. Adaptation de l'essai de bipoinçonnement à l'étude des polymères : influence des conditions de cristallisation sur le comportement rhéologique et tribologique d'un polyéthylène haute densité. Paris, ENMP, 1987.
- [13] J. M. Haudin. Introduction à la mécanique des polymères, chapitres «structure et morphologies des polymères semi cristallins. INPL-MECAMAT-GFP-APPLORFIRTECH, 1995.
- [14] P. B. Bowden, R. J. Young. Deformation mechanisms in crystalline polymers. J. Mater. Sci., vol. 9, no 12, p. 2034-2051, déc. 1974.
- [15] J. Varga. Supermolecular structure of isotactic polypropylene. J. Mater. Sci., vol. 27, no 10, p. 2557-2579, janv. 1992.
- [16] L. Cangémi , Meimon. Une approche méso-macro continue pour la modélisation du comportement des polymères semi-cristallins à usage structural. Mécanique Ind., vol. 3, no 6, p. 557-570, nov. 2002.
- [17] N. Brown, I. M. Ward. The influence of morphology and molecular weight on ductile-brittle transitions in linear polyethylene. J. Mater. Sci., vol. 18, no 5, p. 1405-1420, mai 1983.
- [18] H. Ben Hadj Hamouda. Endommagement et fissuration en fluage de polyéthylènes extrudés : approche locale - approche globale: creep damage and slow crack growth in extruded polyethylenes : local approach-global approach Paris, ENMP .2000.
- [19] D. Li, H. Garmestani, S. R. Kalidindi, R. Alamo. Crystallographic texture evolution in high-density polyethylene during uniaxial tension. Polymer, vol. 42, no 11, p. 4903-4913, mai 2001.

- [20] G. Vigier, J. Tatibouet, A. Benatmane, R. Vassoille. Amorphous phase evolution during crystallization of poly(ethylene-terephthalate). *Colloid Polym. Sci.*, vol. 270, no 12, p. 1182-1187, déc. 1992.
- [21] B. Monasse, S. Queyroy, O. Lhost. Simulation par dynamique moléculaire de la déformation élastique et plastique de polyéthylènes semi-cristallins. In 18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble-CFM 2007, Grenoble, France, 2007, p. 6 pages.
- [22] J. Petermann, J. M. Schultz. Lamellar separation during the deformation of high-density polyethylene. *J. Mater. Sci.*, vol. 13, no 1, p. 50-54, janv. 1978.
- [23] S. Castagnet, J.-L. Gacougnolle, P. Dang. Correlation between macroscopical viscoelastic behaviour and micromechanisms in strained  $\alpha$  polyvinylidene fluoride (PVDF). *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 276, no 1, p. 152-159, janv. 2000.
- [24] L. Lin, A. S. Argon. Structure and plastic deformation of polyethylene. *J. Mater. Sci.*, vol. 29, no 2, p. 294-323, janv. 1994.
- [25] Z. Bartczak, A. Galeski, A. S. Argon, R. E. Cohen. On the plastic deformation of the amorphous component in semicrystalline polymers. *Polymer*, vol. 37, no 11, p. 2113-2123, mai 1996.
- [26] C. Fond, C. G'sell. Localisation des déformations et mécanismes d'endommagements dans les polymères multiphasés. *Mécanique Ind.*, vol. 3, no 5, p. 431-438, sept. 2002.
- [27] F. Addiego, A. Dahoun, C. G'Sell, J.-M. Hiver. Characterization of volume strain at large deformation under uniaxial tension in high-density polyethylene. *Polymer*, vol. 47, no 12, p. 4387-4399, mai 2006.
- [28] J. Karger-Kocsis. How does "phase transformation toughening" work in semicrystalline polymers?. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 36, no 2, p. 203-210, janv. 1996.
- [29] A. Peterlin. Molecular model of drawing polyethylene and polypropylene. *J. Mater. Sci.*, vol. 6, no 6, p. 490-508, juin 1971.
- [30] A. Pawlak. Cavitation during tensile deformation of high-density polyethylene. *Polymer*, vol. 48, no 5, p. 1397-1409, févr. 2007.
- [31] M. F. Butler, A. M. Donald. Deformation of spherulitic polyethylene thin films », *J. Mater. Sci.*, vol. 32, no 14, p. 3675-3685, juill. 1997.
- [32] K. Schneider, S. Trabelsi, N. e. Zafeiropoulos, R. Davies, C. Riekkel, M. Stamm. The Study of Cavitation in HDPE Using Time Resolved Synchrotron X-ray Scattering During Tensile Deformation. *Macromol. Symp.*, vol. 236, no 1, p. 241-248, mars 2006.
- [33] C. G'sell, A. Dahoun. Evolution of microstructure in semi-crystalline polymers under large plastic deformation. *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 175, no 1, p. 183-199, févr. 1994.
- [34] M. Aboulfaraj, C. G'Sell, B. Ulrich, A. Dahoun. In situ observation of the plastic deformation of polypropylene spherulites under uniaxial tension and simple shear in the scanning electron microscope. *Polymer*, vol. 36, no 4, p. 731-742, janv. 1995.
- [35] K.-H. Nitta, M. Takayanagi. Tensile yield of isotactic polypropylene in terms of a lamellar-cluster model. *J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys.*, vol. 38, no 8, p. 1037-1044, avr. 2000.
- [36] J. A. W. van Dommelen, D. M. Parks, M. C. Boyce, W. A. M. Brekelmans, F. P. T. Baaijens. Micromechanical modeling of intraspherulitic deformation of semicrystalline polymers. *Polymer*, vol. 44, no 19, p. 6089-6101, sept. 2003.
- [37] A. Pawlak, A. Galeski. Plastic Deformation of Crystalline Polymers: The Role of Cavitation and Crystal Plasticity. *Macromolecules*, vol. 38, no 23, p. 9688-9697, nov. 2005.
- [38] S. Castagnet. Comportement mécanique du pvdf : compétition entre cavitation et écoulement visqueux = mechanical behaviour of pvdf : competition between cavitation and shear flow. Poitiers 1998.

- [39] C. G'sell, A. Dahoun, F. Addiego, J. M. Hiver. Influence de la deformation volumique sur la dissipation plastique des polymères. In Colloque national de la Société Française de Métallurgie et des Matériaux (Section Sud-Est), Ecully, 2003, p. 16–17.
- [40] N. Renault. Etude du couplage thermomécanique du PEHD par essais mécaniques et inversion d'images infrarouges. Vandoeuvre-les-Nancy, INPL, 2007.
- [41] W. Oppermann. I. M. Ward: Mechanical Properties of Solid Polymers, John Wiley + Sons Ltd., Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore 1983. 475 Seiten, Preis: £ 25., Berichte Bunsenges. Für Phys. Chem., vol. 88, no 6, p. 586-587, juin 1984.
- [42] R. Seguela, V. Gaucher-Miri, S. Elkoun. Plastic deformation of polyethylene and ethylene copolymers: Part I Homogeneous crystal slip and molecular mobility. J. Mater. Sci., vol. 33, no 5, p. 1273-1279, mars 1998.
- [43] V. Gaucher-Miri, C. Depecker, R. Séguéla. Reversible strain-induced order in the amorphous phase of a low-density ethylene/butene copolymer. J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys., vol. 35, no 13, p. 2151-2159, sept. 1997.
- [44] C. G'Sell, J. M. Hiver, A. Dahoun, A. Souahi. Video-controlled tensile testing of polymers and metals beyond the necking point. J. Mater. Sci., vol. 27, no 18, p. 5031-5039, sept. 1992.
- [45] S. Hobeika, Y. Men, G. Strobl. Temperature and Strain Rate Independence of Critical Strains in Polyethylene and Poly(ethylene-co-vinyl acetate). Macromolecules, vol. 33, no 5, p. 1827-1833, mars 2000.
- [46] S. Hillmansen, S. Hobeika, R. N. Haward, P. S. Leever. The effect of strain rate, temperature, and molecular mass on the tensile deformation of polyethylene. Polym. Eng. Sci., vol. 40, no 2, p. 481-489, févr. 2000.
- [47] C. Zhang, I. D. Moore. Nonlinear mechanical response of high density polyethylene. Part I: Experimental investigation and model evaluation. Polym. Eng. Sci., vol. 37, no 2, p. 404-413, févr. 1997.
- [48] W. F. Busse. Physics of Rubber as Related to the Automobile. J. Appl. Phys., vol. 9, no 7, p. 438-451, juill. 1938.
- [49] F. L. Yertzley. Adhesion of Neoprene to Metal. Ind. Eng. Chem., vol. 31, no 8, p. 950-956, août 1939.
- [50] C. G'sell. Plasticité et endommagement des polymères structuraux. Actual. Chim., no 3, p. 40-43, 2002.
- [51] A. Galeski. Strength and toughness of crystalline polymer systems. Prog. Polym. Sci., vol. 28, no 12, p. 1643-1699, déc. 2003.
- [52] L. Cangemi, S. Elkoun, C. G'Sell, et Y. Meimon. Volume strain changes of plasticized poly(vinylidene fluoride) during tensile and creep tests », J. Appl. Polym. Sci., vol. 91, no 3, p. 1784-1791, févr. 2004.
- [53] N. Selini Etude expérimentale et simulation numérique de l'effet de la triaxialité sur l'endommagement du comportement mécanique du polypropylène. université de Sidi bel Abbes. 2013.
- [54] J. Delmotte. Modélisation numérique de la déchirure ductile en milieu bidimensionnel à l'aide d'une approche locale - Simulation des courbes de résistance à la fissuration (courbes R) = 2D Numerical simulation of ductile rupture by means of a local approach - Simulation of Crack Growth Resistance Curve (R-curve). Compiègne (Oise). 1992.
- [55] A. Guiu. Assemblages multicouches de polymères semi-cristallins : adhésion et vieillissement. phd thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2002.
- [56] J.-F. Mariage. Simulation numérique de l'endommagement ductile en formage de pièces massives. phd thesis, Université de Technologie de Troyes, 2003.
- [57] F.A. McClintock. A Criterion for Ductile Fracture by the Growth of Holes | Journal of Applied Mechanics | ASME DC. J. Appl. Mech 35(2), 363-371, Jun 01. 1968

- [58] J. R. Rice, D. M. Tracey. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 17, no 3, p. 201-217, juin 1969.
- [59] A. L. Gurson. Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth: Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media. *J. Eng. Mater. Technol.*, vol. 99, no 1, p. 2-15, janv. 1977.
- [60] A. L. Gurson. Porous Rigid-Plastic Materials Containing Rigid Inclusions: Yield Function, Plastic Potential, and Void Nucleation. Brown Univ., Providence, RI (USA). Div. of Engineering, COO-3084-46; CONF-770601-3, juill. 1976.
- [61] X. Lu, N. Brown. The ductile-brittle transition in a polyethylene copolymer. *J. Mater. Sci.*, vol. 25, no 1, p. 29-34, janv. 1990.
- [62] A. Lustiger, R. L. Markham. Importance of tie molecules in preventing polyethylene fracture under long-term loading conditions. *Polymer*, vol. 24, no 12, p. 1647-1654, déc. 1983.
- [63] H. M. WESTERGAARD. Bearing pressures and crack. *Trans AIME J Appl Mech*, vol. 6, p. 49-53, 1939.
- [64] D. S. Dugdale. Yielding of steel sheets containing slits. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 8, no 2, p. 100-104, mai 1960.
- [65] J. G. Williams. Stress analysis of polymers. CERN Document Server, 1980.
- [66] E. Plati, J. G. Williams. Effect of temperature on the impact fracture toughness of polymers. *Polymer*, vol. 16, no 12, p. 915-920, déc. 1975.
- [67] C. E. Turner. Fracture toughness and specific fracture energy: A re-analysis of results. *Mater. Sci. Eng.*, vol. 11, no 5, p. 275-282, mai 1973.
- [68] G. P. Marshall, J. G. Williams, C. E. Turner. Fracture toughness and absorbed energy measurements in impact tests on brittle materials. *J. Mater. Sci.*, vol. 8, no 7, p. 949-956, juill. 1973.
- [69] M. W. Birch, J. G. Williams. The effect of rate on the impact fracture toughness of polymers. *Int. J. Fract.*, vol. 14, no 1, p. 69-84, févr. 1978.
- [70] T. Vu-Khanh, F. X. De Charentenay. Mechanics and mechanisms of impact fracture in semi-ductile polymers. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 25, no 13, p. 841-850, sept. 1985.
- [71] T. Vu-Khanh. Determination of the impact fracture parameters in ductile polymers. *Polymer*, vol. 29, no 11, p. 1979-1984, nov. 1988.
- [72] T. Vu-Khanh. Impact fracture characterization of polymer with ductile behavior. *Theor. Appl. Fract. Mech.*, vol. 21, no 2, p. 83-90, sept. 1994.
- [73] G. P. Gibson, S. G. Druce, C. E. Turner. Effect of specimen size and geometry on ductile crack growth resistance in a C-Mn steel. *Int. J. Fract.*, vol. 32, no 4, p. 219-240, déc. 1986.
- [74] J. Wu, Y.-W. Mai. The essential fracture work concept for toughness measurement of ductile polymers. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 36, no 18, p. 2275-2288, sept. 1996.
- [75] M. Bendouba, A. Djebli, A. Aid, N. Benseddig, M. Benguediab. Time-Dependent J-Integral Solution for Semi-elliptical Surface Crack in HDPE. *CMC*, vol.45, no.3, pp.163-186, 2015.
- [76] M.A.Caminero, G.P.Rodríguez, V.Muñoz. Effect of stacking sequence on Charpy impact and flexural damage behavior of composite laminates. *Composite Structures*, vol136, pp. 345-357, 2016.
- [77] K.-W. Kim et al. Cure behaviors and mechanical properties of carbon fiber-reinforced nylon6/epoxy blended matrix composites. *Compos. Part B Eng.*, vol. 112, p. 15-21, mars 2017.
- [78] N. G.Ozdemir, T. Zhang, H. Hadavinia, I. Aspin, F. Scarpa. Glass fibre reinforced polymer composites toughened with acrylonitrile butadiene nanorubber. *Composites Part B: Engineering.*, vol. 88, p. 182-188, mars 2016

- [79] V. Vahedi, P. Pasbakhsh. Instrumented impact properties and fracture behaviour of epoxy/modified halloysite nanocomposites. *Polym. Test.*, vol. 39, p. 101-114, oct. 2014.
- [80] T. R. Kratochvilla, A. Frank, G. Pinter. Determination of slow crack growth behaviour of polyethylene pressure pipes with cracked round bar test. *Polym. Test.*, vol. 40, p. 299-303, déc. 2014.
- [81] K.S. Fancey, A.Fazal. Prestressed polymeric matrix composites: Longevity aspects. *Polymer Composites.*, vol. 37, n07, p.2092–2097. 2015.
- [82] MM. Shokrieh, VA. Joneidi. Characterization and simulation of impact behavior of graphene/polypropylene nanocomposites using a novel strain rate–dependent micromechanics model. *Journal of Composite Materials.*, vol. 49, n019 p. 2317-2328, 2015.
- [83] R. Yahaya, S.M. Sapuan, M. Jawaid, Z. Leman, E.S. Zainudin. Effect of layering sequence and chemical treatment on the mechanical properties of woven kenaf–aramid hybrid laminated composites. *Materials & Design.*, vol. 67, n015 p. 173-179, 2015.
- [84] H. Ghasemnejad, A.S.M. Furquan, P.J. Mason. Charpy impact damage behaviour of single and multi-delaminated hybrid composite beam structures. *Journal of Composite Materials.*, vol. 31, n08 p. 3653-3660, 2010.
- [85] Y. Tomita, K. Morioka, Effect of lay-up sequence on mechanical properties and fracture behaviour of advanced CFRP laminate composite. *Materials Science and Engineering: A.*, vol. 234–236, p. 778-781, 1997.
- [86] S. W. Hong et al. Charpy impact fracture characteristics of CFRP composite materials according to variations of fiber array direction and temperature. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing.* vol. 14, n02 p. 253–258, 2013.
- [87] M. Elmajdoubi, T. Vu-Khanh. Effect of cooling rate on fracture behavior of polypropylene. *Theor. Appl. Fract. Mech.*, vol. 39, no 2, p. 117-126, mars 2003.
- [88] A. Mamat, T. Vu-Khanh, P. Cigana, B. D. Favis. Impact fracture behavior of nylon-6/ABS blends. *J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys.*, vol. 35, no 16, p. 2583-2592, nov. 1997.
- [89] M. K. V. Chan, J. G. Williams. Slow stable crack growth in high density polyethylenes. *Polymer*, vol. 24, no 2, p. 234-244, févr. 1983.
- [90] W. Brown, J. Srawley. Plane Strain Crack Toughness Testing of High Strength Metallic Materials. janv. 1966.
- [91] A. Rager, J. G. Williams, A. Ivankovic. Numerical Determination of the Energy Calibration Function  $g_d$  for High Rate Charpy Impact Tests », in *European Structural Integrity Society*, vol. 32, Supplement C vol., B. R. K. Blackman, A. Pavan, et J. G. Williams, Éd. Elsevier, 2003, p. 199-205.
- [92] A. B. Martínez, D. Arencón, J. Rodríguez, A. Salazar. Influence of the notch sharpening on the impact fracture toughness of ethylene-propylene block copolymers. *Polym. Test.*, vol. 36, no Supplement C, p. 75-81, juin 2014.
- [93] Z. Major, R. W. Lang. Determination of rate dependent fracture toughness of plastics using precracked Charpy specimens. in *European Structural Integrity Society*, vol. 30, Supplement C vol., D. François et A. Pineau, Éd. Elsevier, 2002, p. 137-144.
- [94] M. Jeridi, L. Laiarinandrasana, K. Saï. Comparative study of continuum damage mechanics and Mechanics of Porous Media based on multi-mechanism model on Polyamide 6 semi-crystalline polymer. *Int. J. Solids Struct.*, vol. 53, p. 12-27, janv. 2015.
- [95] B. Aour, A. Mitsak. Analysis of plastic deformation of semi-crystalline polymers during ECAE process using 135° die. *J. Theor. Appl. Mech.*, vol. 54, no 1, p. 263-275, janv. 2016.
- [96] F. Ellyin, Z. Xia. Nonlinear Viscoelastic Constitutive Model for Thermoset Polymers. *J. Eng. Mater. Technol.*, vol. 128, no 4, p. 579-585, oct. 2006.
- [97] J. Cheng, J.A. Alvarado-Contreras, M. A. Polak, A. Penlidis. Chain Entanglements and Mechanical Behavior of High Density Polyethylene. *Journal of Engineering Materials and Technology.* vol. 132, n°1, p. 011-016, 2009.

- [98] J.M. Schultz. Microstructural aspects of failure in semicrystalline polymers. *Polymer Engineering and Science*. vol. 24, n°10, p. 770–785, 1984.
- [99] Z.G. Liu, W.H. Wong, T.F. Guo. Void behaviors from low to high triaxialities: Transition from void collapse to void coalescence. *Int. J. Plast.*, vol. 84, p. 183-202, sept. 2016.
- [100] F. Chen, S. Gatea, H. Ou, B. Lu, H. Long. Fracture characteristics of PEEK at various stress triaxialities. *J. Mech. Behav. Biomed. Mater.*, vol. 64, p. 173-186, déc. 2016.
- [101] T. Pardoen, J. W. Hutchinson. An extended model for void growth and coalescence. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 48, n° 12, p. 2467-2512, déc. 2000.
- [102] J. Koplik, A. Needleman. Void growth and coalescence in porous plastic solids. *Int. J. Solids Struct.*, vol. 24, n° 8, p. 835-853, janv. 1988.
- [103] W. Brocks, D.-Z. Sun, A. Hönl. Verification of the transferability of micromechanical parameters by cell model calculations with visco-plastic materials. *Int. J. Plast.*, vol. 11, n° 8, p. 971-989, janv. 1995.
- [104] M. Kuna, D. Z. Sun. Three-dimensional cell model analyses of void growth in ductile materials. *Int. J. Fract.*, vol. 81, n° 3, p. 235-258, sept. 1996.
- [105] L. Siad, M. Ould Ouali, A. Benabbes. Comparison of explicit and implicit finite element simulations of void growth and coalescence in porous ductile materials. *Mater. Des.*, vol. 29, n° 2, p. 319-329, janv. 2008.
- [106] A. Corigliano, S. Mariani, B. Orsatti. Identification of Gurson–Tvergaard material model parameters via Kalman filtering technique. I. Theory. *Int. J. Fract.*, vol. 104, n° 4, p. 349-373, août 2000.
- [107] T. Pardoen, I. Doghri, F. Delannay. Experimental and numerical comparison of void growth models and void coalescence criteria for the prediction of ductile fracture in copper bars. *Acta Mater.*, vol. 46, n° 2, p. 541-552, janv. 1998.
- [108] P. Kossakowski. The simulation of the plastic range for structural steels under multiaxial state of stress basing on the Gurson-Tvergaard-Needleman model. *Przegląd Bud.*, vol. 3, p. 43–49, 2012.
- [109] A. Needleman, V. Tvergaard. An analysis of ductile rupture in notched bars. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 32, n° 6, p. 461-490, janv. 1984.
- [110] V. Tvergaard. Influence of voids on shear band instabilities under plane strain conditions. *Int. J. Fract.*, vol. 17, n° 4, p. 389-407, août 1981.
- [111] V. Tvergaard. On localization in ductile materials containing spherical voids. *Int. J. Fract.*, vol. 18, n° 4, p. 237-252, avr. 1982.
- [112] V. Tvergaard, A. Needleman. Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar. *Acta Metall.*, vol. 32, n° 1, p. 157-169, janv. 1984.
- [113] C. C. Chu, A. Needleman. Void Nucleation Effects in Biaxially Stretched Sheets. *J. Eng. Mater. Technol.*, vol. 102, n° 3, p. 249-256, juill. 1980.
- [114] A. A. Benzerga, J.-B. Leblond. Ductile Fracture by Void Growth to Coalescence », in *Advances in Applied Mechanics*, vol. 44, Supplement C vol., H. Aref et E. van der Giessen, Éd. Elsevier, 2010, p. 169-305.
- [115] Y. Zhang, Z. Chen. On the Effect of Stress Triaxiality on Void Coalescence. *Int. J. Fract.*, vol. 143, n° 1, p. 105-112, janv. 2007.
- [116] J. Kim, X. Gao, T. S. Srivatsan. Modeling of void growth in ductile solids: effects of stress triaxiality and initial porosity. *Eng. Fract. Mech.*, vol. 71, n° 3, p. 379-400, févr. 2004.
- [117] E. M. Arruda, M. C. Boyce. Evolution of Plastic Anisotropy in Amorphous Polymers during Finite Straining. in *Anisotropy and Localization of Plastic Deformation*, Springer, Dordrecht, 1991, p. 483-488.

- [118] M. C. Boyce, E. M. Arruda. An experimental and analytical investigation of the large strain compressive and tensile response of glassy polymers. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 30, n° 20, p. 1288-1298, oct. 1990.
- [119] C. Bauwens-Crowet, J.-C. Bauwens, G. Homès. The temperature dependence of yield of polycarbonate in uniaxial compression and tensile tests. *J. Mater. Sci.*, vol. 7, n° 2, p. 176-183, févr. 1972.
- [120] C. Bauwens-Crowet. The compression yield behaviour of polymethyl methacrylate over a wide range of temperatures and strain-rates. *J. Mater. Sci.*, vol. 8, n° 7, p. 968-979, juill. 1973.
- [121] F. Rietsch, B. Bouette. The compression yield behaviour of polycarbonate over a wide range of strain rates and temperatures. *Eur. Polym. J.*, vol. 26, n° 10, p. 1071-1075, janv. 1990.
- [122] J. Richeton, S. Ahzi, L. Daridon, Y. Rémond. A formulation of the cooperative model for the yield stress of amorphous polymers for a wide range of strain rates and temperatures. *Polymer*, vol. 46, n° 16, p. 6035-6043, juill. 2005.
- [123] M. C. Boyce, E. L. Montagut, A. S. Argon. The effects of thermomechanical coupling on the cold drawing process of glassy polymers. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 32, n° 16, p. 1073-1085, août 1992.
- [124] E. H. Lee, D. T. Liu. Finite-Strain Elastic Plastic Theory with Application to Plane-Wave Analysis. *J. Appl. Phys.*, vol. 38, n° 1, p. 19-27, janv. 1967.
- [125] F. Sidoroff. Nonlinear Viscoelastic Model with an Intermediate Configuration. *J Mec*, vol. 13, n° 4, p. 679-713, 1974.
- [126] S. C. H. Lu et K. S. Pister. Decomposition of deformation and representation of the free energy function for isotropic thermoelastic solids. *Int. J. Solids Struct.*, vol. 11, n° 7, p. 927-934, juill. 1975.
- [127] C. Miehe. Entropic thermoelasticity at finite strains. Aspects of the formulation and numerical implementation. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 120, n° 3, p. 243-269, févr. 1995.
- [128] G. A. Holzapfel, J. C. Simo. Entropy elasticity of isotropic rubber-like solids at finite strains. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 132, n° 1, p. 17-44, mai 1996.
- [129] A. Lion. On the large deformation behaviour of reinforced rubber at different temperatures. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 45, n° 11, p. 1805-1834, nov. 1997.
- [130] A. Lion. Constitutive modelling in finite thermoviscoplasticity: a physical approach based on nonlinear rheological models », *Int. J. Plast.*, vol. 16, n° 5, p. 469-494, avr. 2000.
- [131] E. H. Lee. Elastic-Plastic Deformation at Finite Strains. *J. Appl. Mech.*, vol. 36, n° 1, p. 1-6, mars 1969.
- [132] M. C. Boyce, G. G. Weber, et D. M. Parks, « On the kinematics of finite strain plasticity. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 37, n° 5, p. 647-665, janv. 1989.
- [133] M. C. Boyce, D. M. Parks, et A. S. Argon. Large inelastic deformation of glassy polymers. part I: rate dependent constitutive model. *Mech. Mater.*, vol. 7, n° 1, p. 15-33, sept. 1988.
- [134] J. Richeton, G. Schlatter, K. S. Vecchio, Y. Rémond, S. Ahzi. A unified model for stiffness modulus of amorphous polymers across transition temperatures and strain rates. *Polymer*, vol. 46, n° 19, p. 8194-8201, sept. 2005.
- [135] C. A. Mahieux, K. L. Reifsnider. Property modeling across transition temperatures in polymers: a robust stiffness-temperature model. *Polymer*, vol. 42, n° 7, p. 3281-3291, mars 2001.
- [136] C. A. Mahieux, K. L. Reifsnider. Property modeling across transition temperatures in polymers: application to thermoplastic systems. *J. Mater. Sci.*, vol. 37, n° 5, p. 911-920, mars 2002.



- [137] M. L. Williams, R. F. Landel, J. D. Ferry. The Temperature Dependence of Relaxation Mechanisms in Amorphous Polymers and Other Glass-forming Liquids. *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 77, n° 14, p. 3701-3707, juill. 1955.
- [138] D. Fotheringham, B. W. Cherry, C. Bauwens-Crowet. Comment on “the compression yield behaviour of polymethyl methacrylate over a wide range of temperatures and strain-rates. *J. Mater. Sci.*, vol. 11, n° 7, p. 1368-1371, juill. 1976.
- [139] J. Richeton, S. Ahzi, K. S. Vecchio, F. C. Jiang, R. R. Adharapurapu. Influence of temperature and strain rate on the mechanical behavior of three amorphous polymers: Characterization and modeling of the compressive yield stress. *Int. J. Solids Struct.*, vol. 43, n° 7, p. 2318-2335, avr. 2006.
- [140] J. Richeton, S. Ahzi, K. S. Vecchio, F. C. Jiang, A. Makradi. Modeling and validation of the large deformation inelastic response of amorphous polymers over a wide range of temperatures and strain rates. *Int. J. Solids Struct.*, vol. 44, n° 24, p. 7938-7954, déc. 2007.
- [141] E. M. Arruda, M. C. Boyce. A three-dimensional constitutive model for the large stretch behavior of rubber elastic materials. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 41, n° 2, p. 389-412, févr. 1993.
- [142] A. Cohen. A Padé approximant to the inverse Langevin function. *Rheol. Acta*, vol. 30, n° 3, p. 270-273, mai 1991.
- [143] B. Sillion. Les polymères à mémoire de forme. L'Actualité Chimique. 2002.
- [144] D. Ratnan, J. Karger-Kocsis. Recent advances in shape memory polymers and composites: A review. *J. Mater. Sci.*, vol. 43, n° 1, p. 254-269, janv. 2008.
- [145] C. C. Wang, W. M. Huang, Z. Ding, Y. Zhao, H. Purnawali. Cooling-/water-responsive shape memory hybrids. *Compos. Sci. Technol.*, vol. 72, n° 10, p. 1178-1182, juin 2012.
- [146] M. Behl, A. Lendlein. Shape-memory polymers. *Materialstoday.*, vol. 10, no 4 p. 20-28, 2007.
- [147] H. Tobushi, K. Okumura, S. Hayashi, N. Ito. Thermomechanical constitutive model of shape memory polymer. *Mechanics of Materials.*, vol. 33, no 10 p. 545-554, 2001.
- [148] J. R. Lin, L. W. Chen. Shape-memorized crosslinked ester-type polyurethane and its mechanical viscoelastic model. *Journal of Applied Polymer Science.*, vol. 73, n° 7 p. 1305-1319, 1999.
- [149] C.P. Buckley, C. Prisacariu, A. Caraculacu. Novel triol-crosslinked polyurethanes and their thermorheological characterization as shape-memory materials. *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 48, n° 5 p. 1388-1396, 2007.
- [150] P. Ghosh, A. R. Srinivasa. Development of a finite strain two-network model for shape memory polymers using QR decomposition. *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 81, p. 177-191, août 2014.
- [151] O. Balogun. C. Mo. Shape memory polymers: three-dimensional isotropic modeling. *Smart Mater. Struct.*, vol. 23, n° 4, p. 045008, 2014.
- [152] J. Diani, Y. Liu, K. Gall. Finite strain 3D thermoviscoelastic constitutive model for shape memory polymers. *Polym. Eng. Sci.*, vol. 46, n° 4, p. 486-492, avr. 2006.