



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ

PAR

Khalid ACHOR ZYAD

Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ de METZ

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Génie Mécanique

**Etude du comportement élastoviscoplastique d'un
polycarbonate à grande vitesse de déformation - simulation
numérique du cisaillement adiabatique**

Soutenue le 3 Décembre 1999 devant le jury composé de :

Ph. BEGUELIN	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Rapporteur
J. R. KLEPACZKO	Université de Metz	Directeur de thèse
J. L. LATAILLADE	E. N. S. A. M. de Bordeaux	Rapporteur
E. PATOOR	E. N. S. A. M de Metz	Président
R. SCHIRRER	Université de Strasbourg	Examineur
B. VIVIEN	Centre Technique d'Arcueil	Examineur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux

U.M.R. C.N.R.S. 7554

Univers

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 304119 2

< 01.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19990865
Cote	S/M3 99/3.91
Loc	Magasin

REMERCIEMENTS

C'est au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique de Metz qu'a été réalisé ce travail, que j'ai l'honneur de vous présenter.

Tout d'abord, j'exprime ma gratitude et ma reconnaissance à Monsieur J. R. Klepaczko, Directeur de recherches au C.N.R.S., pour m'avoir accueilli dans son équipe et pour avoir accepté de diriger cette thèse. Je le remercie également pour sa disponibilité pendant mes quatre années de thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur E. Patoor, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Metz, pour l'intérêt qu'il a voulu accorder à mon travail et pour avoir accepté de présider le jury.

Qu'il me soit permis aussi de remercier Messieurs Ph. Béguelin, Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne et J. L. Lataillade, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Talence (Bordeaux), pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accorder à cette étude en tant que rapporteurs. Leur présence dans le jury est pour moi un très grand honneur.

Mes remerciements vont également à Messieurs R. Schirrer, Directeur de recherches au C.N.R.S et B. Vivien, Ingénieur de recherches au Centre Technique d'Arcueil, pour avoir voulu examiner mon travail et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Que tous mes collègues du Laboratoire trouvent ici l'expression de mes remerciements, aussi bien pour l'ambiance sympathique dans laquelle s'est déroulée cette thèse, que pour leur disponibilité.

Je tiens à remercier toutes celles et ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à l'aboutissement de ce travail, et en particulier ceux qui ont eu la gentillesse de participer à la correction de la langue française.

Enfin, j'aimerais réserver les derniers mots de remerciement à toute ma famille pour son soutien et sans qui ce travail ne se serait pas réalisé.

TABLE DES MATIERES

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre I : Déformation plastique des polymères	4
I.1 Introduction	4
I.2 Aspect général des polymères.....	5
I.3 Observations expérimentales.....	5
I.3.1 Analyse mécanique dynamique.....	5
I.3.1.1 Types de relaxation dans un polymère amorphe.....	5
I.3.1.2 Origine moléculaire.....	8
I.3.2 Comportement plastique des polymères amorphes aux grandes déformations.....	9
I.3.2.1 Allure générale du comportement des polymères amorphes	10
I.3.2.2 Influence de la température.....	11
I.3.2.3 Effet de la vitesse de déformation.....	13
I.3.2.4 Influence de la vitesse de déformation et de la température sur la limite élastique	14
I.3.2.5 Influence de la pression hydrostatique.....	16
I.3.3 Critères de plasticité	18
I.3.3.1 Critère de Tresca	18
I.3.3.2 Critère de Von-Mises.....	18
I.3.4 Mécanisme de la déformation plastique des polymères	20
I.3.5 Mode de déformation plastique des polymères.....	21
I.4 Modèles physiques de déformation plastique des polymères amorphes vitreux	23
I.4.1 Modèle d'Eyring.....	23
I.4.2 Modèle de Roberston.....	25
I.4.3 Modèle d'Argon	26
I.4.4 Modèle de Bowden et Raha	29
I.4.5 Modèle d'Escaig-Lefebvre.....	30
I.4.6 Modèle de G'sell et Jonas	32
I.4.7 Modèle de Perez.....	34
I.5 Conclusion.....	36
Chapitre II : Conditions et techniques expérimentales	38
II.1 Introduction.....	38
II.2 Présentation du Matériau.....	38
II.3 Dispositifs expérimentaux.....	40
II.3.1 Compression	40
II.3.1.1 Essais quasi-statiques	40
II.3.1.1.1 Partie hydromécanique.....	40
II.3.1.1.2 Partie commandes et mesures.....	40

II.3.1.2 Essais dynamiques.....	42
II.3.1.2.1 Dispositif en barre d'Hopkinson utilisé.....	42
II.3.1.2.2 Analyse des signaux des jauges	44
II.3.2 Le double cisaillement.....	46
II.3.2.1 Essais dynamiques.....	47
II.3.2.1.1 Dispositif expérimental.....	47
II.3.2.1.2 Géométrie de l'éprouvette.....	49
II.3.2.1.3 Dépouillement des essais dynamiques.....	50
II.3.2.1.4 Principe de mesure	51
II.3.2.2 Essais quasi-statiques	53
II.3.2.2.1 Description du montage utilisé.....	53
II.3.2.2.2 Dépouillement des essais quasi-statiques	53
II.3.2.2.3 Principe de mesure	54
II.4 Conclusion.....	56
Chapitre III : Résultats expérimentaux et discussions	57
III.1 Introduction.....	57
III.2 Partie I : Essais de compression.....	57
III.2.1 Résultats sur les essais quasi-statiques	58
III.2.2 Résultats sur les essais dynamiques.....	59
III.2.3 Comportement du polycarbonate après décharge.....	61
III.2.4 Evaluation des coefficients de la sensibilité à la vitesse de déformation.....	64
III.3 Partie II : Essais de double cisaillement.....	73
III.3.1 Allure générale du comportement du polycarbonate en double cisaillement.....	73
III.3.2 Influence de la vitesse de déformation.....	74
III.3.3 Comparaison du comportement en compression et en double cisaillement.....	79
III.3.4 Influence de la température	81
III.3.5 Transition ductile fragile du polycarbonate	83
III.3.6 Effet de la vitesse de déformation et de la température sur la limite élastique en cisaillement	84
III.3.7 Echauffement adiabatique.....	86
III.4 Choix d'une loi de comportement.....	90
III.4.1 Identification des paramètres de la loi de comportement.....	92
III.5 Conclusion	98
Chapitre IV : Simulation numérique d'une couche infinie cisailée en cisaillement simple	99
IV.1 Introduction	99
IV.2 Formulation du problème.....	101
IV.2.1 Mise en équation du problème	102
IV.2.2 Analyse dimensionnelle	103
IV.2.3 Conditions aux limites	103
IV.2.4 Discrétisation des équations.....	104

IV.2.5 Loi de comportement utilisée	105
IV.3 Résultats numériques	106
IV.3.1 Incidence de la taille du maillage	106
IV.3.2 Distribution des profils	107
IV.3.3 Incidence de la vitesse de déformation	110
IV.3.4 Incidence de la taille du défaut	114
IV.3.5. Largeur de bande	119
IV.3.6 Effet de l'écrouissage	125
IV.4 Conclusion	128
Conclusion générale et perspectives	130
Références bibliographiques	133
Annexe	143

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'évolution des technologies impose de plus en plus à l'ingénieur de recourir au choix de matériaux adaptés à des conditions spécifiques. Ceci nécessite une connaissance fine du comportement des matériaux en service. Ainsi, l'apparition de polymères amorphes thermoplastiques comme matériaux de structure dans divers milieux industriels (aéronautique, aviation etc ...) impose une maîtrise de leur comportement à la fois pour des trajets de chargement complexes et pour leur tenue au cours du temps.

L'intérêt industriel de ces matériaux est lié essentiellement à leur transparence et à leur rigidité élastique élevée. La transparence est due à l'homogénéité statique de l'état amorphe où aucune particule hétérogène ne peut diffuser les ondes électromagnétiques lumineuses. La rigidité mécanique (module élastique relativement élevé) est assurée par la faible mobilité des chaînes macromoléculaires qui possèdent des radicaux chimiques rigides et volumineux dans la chaîne principale ou dans des branches latérales.

Par ailleurs, leur comportement mécanique est compliqué à appréhender puisqu'il dépend non seulement du temps et de la température, mais il est particulièrement sensible au vieillissement chimique qui fragilise le matériau et diminue la durée de vie des structures. C'est en ce sens que ces matériaux suscitent un intérêt croissant pour la compréhension de leurs mécanismes fondamentaux mis en jeu lors de la déformation plastique.

Il existe en général deux raisons principales d'utilisation des polymères. S'ils sont utilisés dans des pièces techniques devant supporter de façon rigide des contraintes élevées (exemple : bouteille plastique pour boissons gazeuses), la déformation plastique conduirait irrémédiablement à la destruction de la pièce. On recherchera donc à élever au maximum la limite d'élasticité. Dans la pratique on sera même amené à utiliser des polymères renforcés par fibres. En revanche, s'ils sont destinés à subir sans se fissurer des chocs violents, une trop grande rigidité du matériau peut être préjudiciable puisqu'aucun mode de déformation ne permet alors de relaxer les contraintes en tête d'une fissure éventuelle. On choisira dans ce cas un matériau pouvant supporter sans se rompre une certaine quantité de déformation plastique.

C'est dans ce contexte que se situe ce travail dont la motivation consiste à étudier le comportement élastoviscoplastique d'un polymère amorphe résistant au choc le polycarbonate (PC) dans une large gamme de vitesses de déformation et de température. Ce matériau étant utilisé dans l'industrie aéronautique pour la fabrication des pare-brises, qui sont d'habitude

exposés à différents types de choc (impacts d'oiseaux à titre d'exemple) pousse les industriels à utiliser ces matériaux aux limites de leurs performances. Pour cela, nous utiliserons deux types d'essais : la compression dynamique pour caractériser le comportement du matériau et le double cisaillement dont le but est d'atteindre de très grandes vitesses de déformation et un large domaine de déformations.

Le plan de notre travail obéit à deux logiques :

La première consiste à contribuer à une meilleure analyse et compréhension du comportement des polymères amorphes résistant au choc. C'est dans cette perspective qu'on vise à approfondir la connaissance du comportement de ce matériau et en particulier de sa sensibilité à la vitesse de déformation, moyennant une approche classique basée sur les essais de compression, et de sa plasticité dynamique à grandes vitesses de déformation au moyen d'une nouvelle technique expérimentale qu'est le double cisaillement par impact direct.

La seconde s'attache à effectuer une simulation numérique de l'essai du double cisaillement afin d'étudier le cisaillement adiabatique et la rupture dynamique dans ce type de polymère.

Pour se faire, notre choix s'est fixé sur le polycarbonate Makrolon 3200, en raison de ses excellentes propriétés physiques et mécaniques, notamment sa transparence et sa bonne résistance au choc. Il est par conséquent couramment utilisé, aussi bien dans le domaine civil (alimentaire, électroménager etc...) que dans des secteurs de sécurité (casque de sécurité, bouclier de CRS, pare-brise d'avion etc...).

Le contenu du présent mémoire s'articule de la façon suivante :

En première partie, figure un rappel bibliographique des données de la littérature visant essentiellement à faire connaître les polymères, leurs caractéristiques dynamiques internes, et ensuite à mettre en évidence des observations expérimentales tels que les effets de la vitesse de déformation, de la température et de la pression hydrostatique. Puis, nous discuterons des mécanismes physiques de la déformation et d'un ensemble de lois de comportement proposées dans la littérature.

La présentation du matériau ainsi que la description des différentes techniques expérimentales utilisées dans le cadre de cette thèse seront présentées dans le deuxième chapitre.

L'ensemble des résultats expérimentaux sera étudié dans le troisième chapitre. Nous analyserons, premièrement, les résultats relatifs à la réponse mécanique de notre matériau aux différentes

sollicitations quasi-statiques et dynamiques auxquelles il est soumis et notamment, à la compression et au double cisaillement. Ensuite, nous examinerons plus particulièrement l'effet de la vitesse de déformation et de l'histoire de la vitesse de déformation relatifs aux essais de compression, puis l'effet de la vitesse de déformation, de la température et de l'échauffement adiabatique qui en résulte relatifs aux essais de double cisaillement. Enfin, une loi de comportement (contrainte, déformation, température et vitesse de déformation) phénoménologique sera identifiée.

Le quatrième chapitre sera consacré à la mise en œuvre de cette loi constitutive dans un code de calcul basé sur la méthode des différences finies. Ce code que nous avons conçu et développé au laboratoire, utilise comme méthode d'intégration dans le temps la méthode d'Euler semi-implicite. Cette mise en œuvre du modèle de comportement proposé dans le chapitre précédent, nous permettra de faire une analyse de l'incidence des effets de la vitesse de déformation, de la température et du couplage diffusion thermique-inertie sur la réponse thermo-mécanique du polymère étudié dans le cas des sollicitations rapides en double cisaillement. Dans un premier temps, l'accent est porté essentiellement sur les évolutions spatio-temporelles de la déformation et de la température : ces deux paramètres, faisant l'objet d'un intérêt croissant dans l'étude des bandes de cisaillement adiabatique (BCA), permettent en effet de quantifier la largeur de la bande de localisation. On s'intéressera par la suite aux effets engendrés par la taille d'un défaut géométrique initial et le durcissement sur la localisation.

Enfin, ce travail s'achèvera par une conclusion ayant pour but de mettre en évidence les points forts de notre étude tout en proposant de nouvelles perspectives.

CHAPITRE I

DEFORMATION PLASTIQUE DES POLYMERES AMORPHES

Chapitre I

Déformation plastique des polymères

I.1 Introduction

La déformation plastique des polymères amorphes a fait l'objet d'un grand nombre de travaux (expérimentaux, théoriques et numériques) et ce à tous les niveaux, en passant par le niveau moléculaire jusqu'à l'endommagement et la rupture. La détermination de leurs lois de comportement présente un intérêt théorique et technologique fondamental, d'une part pour comprendre les processus élémentaires à l'origine de cette déformation plastique, et d'autre part pour leurs applications pratiques (mise en forme, tenue au choc, etc...). En raison de la complexité de leur comportement et de l'intérêt qu'ils suscitent dans l'industrie, plusieurs approches phénoménologiques et physiques prédictives ont été développées, capables de reproduire les résultats expérimentaux observés : effet de la vitesse de déformation, effet de la température, de la pression hydrostatique, etc....

Les théories phénoménologiques du comportement mécanique ignorent les spécificités microstructurales du matériau. Quant aux théories physiques, elles interprètent les mécanismes intermoléculaires à l'origine du comportement macroscopique. Dans cette voie, on distingue deux démarches principales. La première privilégie le caractère intramoléculaire des interactions qui contrôlent les processus élémentaires. La deuxième envisage la nucléation de germe de plasticité par analogie aux concepts de dislocation.

Dans ce chapitre, nous allons présenter, sans être exhaustif, les résultats des travaux menés dans le domaine des polymères amorphes afin de mettre en évidence leurs comportements mécaniques macroscopiques et les mécanismes microscopiques nécessaires pour leurs déformations plastiques. Nous proposons, en premier lieu, de décrire quelques aspects expérimentaux de la déformation non élastique des polymères amorphes solides pour de petites déformations, tels que les phénomènes de relaxation mécaniques α , β , etc..., et pour de grandes déformations (essais mécaniques conventionnels). Nous verrons ensuite comment évolue la limite élastique avec la température, la vitesse de déformation et la pression hydrostatique. Le mode de déformation plastique, la manifestation des bandes de cisaillement seront également évoqués. Enfin, nous exposerons les diverses approches proposées ces dernières années rendant compte des mécanismes moléculaires de cette déformation plastique.

I.2 Aspect général des polymères

Les matériaux qualifiés d'amorphes sont des matériaux qui n'ont pas de structure régulière et dans lesquels la molécule est l'unité structurale fondamentale. Toutefois, les arrangements des macromolécules peuvent présenter un ordre à courte distance. Parmi ces matériaux figurent les polymères. Ils sont constitués de longues chaînes macromoléculaires, formées de plusieurs milliers de monomères identiques. Le squelette de la chaîne principale est formé essentiellement d'atomes de carbone, reliés entre eux par la liaison covalente intra-atomique. L'énergie de cette liaison est très élevée, de l'ordre de 100 kcal/mol. Une liaison secondaire, à longue distance, relie les atomes de la même chaîne et éventuellement à ceux de chaînes voisines. Cette liaison, de type Van der Waals, est de faible énergie comparée aux liaisons covalentes de la chaîne ; elle est de l'ordre de 1 kcal/mol (G'sell, 88).

Ces polymères adoptent un aspect et un comportement mécanique bien différents, selon que la température soit au-dessous ou au-dessus de la température de transition vitreuse T_g (cette caractéristique importante des polymères est définie au paragraphe suivant).

- A basse température, le polymère est amorphe, rigide, fragile, avec un module de Young de l'ordre de 1000 MPa ;
- au-dessus de la température de transition vitreuse, le comportement mécanique devient viscoélastique, puis caoutchoutique avec un module de Young de l'ordre de 1MPa. Le matériau peut alors subir des allongements hyperélastiques considérables ;
- à des températures encore plus élevées, l'agitation thermique est telle que la diffusion des chaînes devient très aisée et le comportement est alors celui d'un fluide visqueux (c'est le domaine d'application des procédés de mise en forme à l'état fondu).

I.3 Observations expérimentales

Dans cette partie, nous nous limitons à la présentation des caractéristiques principales du comportement mécanique des polymères : du linéaire relatif aux petites déformations (faibles contraintes) au non linéaire pour des grandes déformations (contraintes élevées).

I.3.1 Analyse mécanique dynamique

I.3.1. 1 Types de relaxation dans un polymère amorphe

Les matériaux polymères amorphes présentent, aux petites déformations, un comportement viscoélastique. Il est caractérisé par différentes méthodes parmi lesquelles se trouve celle du pendule de torsion, appelée méthode de spectroscopie mécanique. Ce dispositif permet de mettre

en évidence plusieurs phénomènes de relaxation par une simple mesure des caractéristiques propres du pendule, à savoir la pulsation propre ω et l'angle de torsion θ . En effet, l'équation du mouvement d'un pendule placé en régime d'oscillations sinusoïdales est :

$$M \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\pi r^4}{2L} G^* \theta = 0 \quad (I.1)$$

M est le moment d'inertie du disque, L et r sont respectivement la longueur et le rayon de l'échantillon, G^* est le module de cisaillement complexe.

La résolution de l'équation (I.1) conduit à l'expression suivante du module complexe : $G^* = G' + iG''$.

$$G' = \frac{2ML\omega^2}{\pi r^4} \quad (I.2)$$

$$G'' = \frac{2ML\omega^2\theta}{\pi r^4}$$

$$\text{tg}(\delta) = \frac{G''}{G'} = \frac{\theta}{\pi} \quad (I.3)$$

La figure I.1 montre l'allure d'un spectre isochrone de frottement intérieur d'un polymère amorphe "le polycarbonate (PC)" à la fréquence de sollicitation de 0.1 Hz (G'sell, 89). Elle représente la variation du module de cisaillement et la tangente de l'angle de perte $\text{tg}\delta$ en fonction de la température. Cette figure montre les différentes relaxations du matériau qui sont repérées par les maxima de $\text{tg}(\delta)$. Ce même phénomène a déjà été observé par plusieurs auteurs (Heigboer, 69, Bauwens, 79). Le pic de la relaxation principale α apparaît à 425 K, et il correspond à la température de la transition vitreuse T_g (ou transition principale). La valeur de cette dernière est relativement élevée, comparée à d'autres polymères amorphes (polystyrène : PS, polyméthacrylate de méthyle : PMMA...). Cette différence peut être attribuée à la présence des radicaux phényles dans la chaîne du motif constitutif. L'énergie d'activation apparente de cette transition principale est de 625 kJ/mol (6.48 eV) (Matsuoka, 66). Il est intéressant de noter que la courbe $\text{tg}\delta$ présente à basse température, $T_\gamma = 160$ K, un pic assez important caractéristique d'une mobilité partielle des chaînes macromoléculaires. L'énergie d'activation de cette relaxation est de 25 kJ/mol (0.26 eV). Il est associé à une transition secondaire, relaxation γ . Entre ces deux pics se situe un troisième de faible amplitude, mais significatif d'une relaxation à une température $T_\beta = 290$ K et d'énergie associée 20 kJ/mol (0.20 eV) (Matsuoka, 66). Cette relaxation est nommée relaxation β .

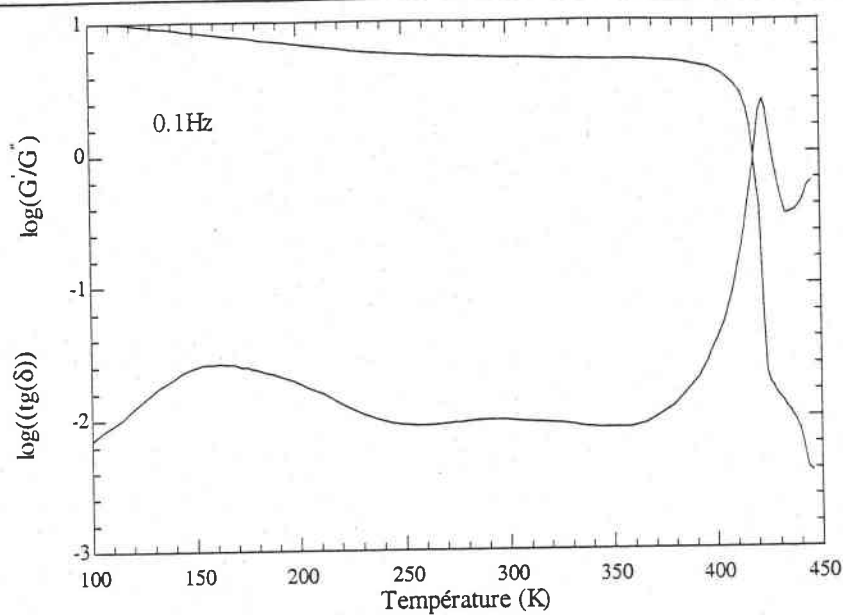


Figure I.1 : Variation de la tangente de l'angle de perte $\text{tg}(\delta)$ et du module du cisaillement G' en fonction de la température, (G'sell, 89).

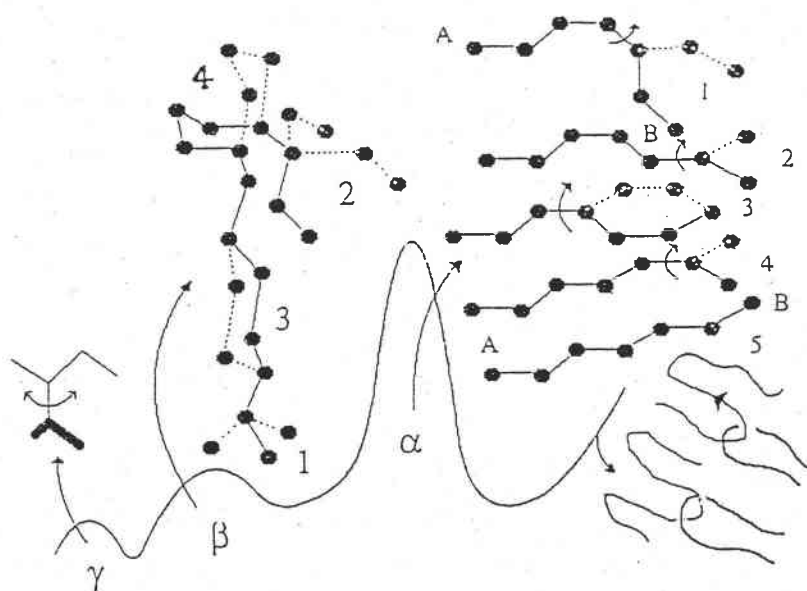


Figure I.2 : Types de mouvements moléculaires participant aux différentes relaxations d'un polymère amorphe (Perez, 94).

I.3.1.2 Origine moléculaire

L'origine moléculaire des diverses relaxations reste encore souvent discutée. On peut cependant relier chaque relaxation à un type de mouvement plus ou moins localisé (Perez, 94) (figure I.2).

Les mouvements α correspondent aux déplacements des chaînes entre les nœuds chimiques ou physiques. Ils traduisent donc une perte de cohésion intermoléculaire du matériau et conduisent à une chute brutale du module de cisaillement G' .

Les mouvements β correspondent le plus souvent à des couplages entre les mouvements de la chaîne principale (changement conformationnel) et les mouvements des radicaux pendants. Ils vont donc conditionner la flexibilité de la chaîne macromoléculaire, celle-ci est d'autant plus flexible que la relaxation β se produit à basse température. Ceci semble alors avoir des répercussions directes sur les propriétés ultimes du matériau, car cette température (T_β) correspond à la température de fragilisation du matériau. En effet, plusieurs auteurs (Boyer, 68, Xiao, 94) ont observé sur plusieurs polymères que la température de transition du comportement fragile-ductile est d'autant plus faible que la température de relaxation β est basse.

Les autres relaxations secondaires (γ ...) correspondent à des mouvements très localisés de portion de chaînes n'impliquant pas de changements conformationnels.

La nature exacte de cette transition β ainsi que l'influence des traitements thermiques et des fréquences de sollicitations sur celle-ci a fait l'objet de nombreuses controverses dans la littérature.

Bauwens (Bauwens, 79) a montré que le pic associé à la relaxation β disparaît sur la courbe d'un échantillon recuit pendant 3 h à 80°C, alors qu'il est toujours présent pour un échantillon trempé.

Varadarjan et Boyer (Varadarjan, 82), considèrent que cette relaxation est due aux mouvements locaux de la chaîne principale impliquant plusieurs unités de répétitions (mouvements coopératifs). Le recuit a pour effet de diminuer le volume libre ; par conséquent cette mobilité locale se réduit et le pic disparaît.

Hong et Brittain (Hong, 81) observent sur un échantillon déformé, après recuit, que ce pic réapparaît. Ils concluent que l'origine de celui-ci est due à une désorientation locale des segments de chaînes. Cette hypothèse a été également supposée par (Watts, 78).

Par contre G'sell et al. (G'sell, 89) ont observé que ce pic est toujours présent sur des échantillons recuits (après un chauffage), ou trempés (après un refroidissement). Ce résultat est observé pour plusieurs fréquences (0.01 Hz, 0.1 Hz et 1Hz). L'influence de l'histoire thermique est mise en évidence sur le spectre de $\text{tg}(\delta)$. Une baisse du niveau de ce spectre est apparente dans le cas du

refroidissement. Cela montre que cette transition ne peut être imputée au recuit (autrement dit ne peut pas être un artefact de baisse de $\text{tg}(\delta)$ due à un effet de recuit), puisque ce pic a été observé aussi bien pendant le chauffage que le refroidissement. Ces auteurs ont trouvé que cette relaxation β dépend de la température suivant une loi d'Arrhénius. L'énergie d'activation associée à cette transition est $0.9 (\pm 0.15) \text{ eV}$ (86.731 kJ/mol).

I.3.2 Comportement plastique des polymères amorphes aux grandes déformations

Le comportement plastique des polymères amorphes a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Nous citons à titre d'exemple Bauwens (Bauwens, 72), Argon (Argon, 73), Ward (Ward, 83), G'sell (G'sell, 85) etc.... Ces recherches ont tenté d'expliquer, d'un point de vue microscopique, les mécanismes élémentaires qui contrôlent la déformation plastique de ces polymères, et d'un point de vue macroscopique, la dépendance de ces matériaux vis-à-vis des différentes conditions de sollicitations.

Cependant, chaque étude décrit le comportement des polymères à l'aide d'un seul type d'essai mécanique, souvent l'essai de la traction uniaxiale. Bien que cet essai soit fructueux dans l'obtention des grandes déformations, il est peu adapté pour étudier la plasticité des polymères. En effet, la limite de la déformation élastique est souvent suivie, soit par une rupture fragile, comme cela est observé sur du PMMA à 23°C , soit par l'apparition et la propagation de la striction, phénomène qui rend difficile le contrôle de la déformation et de la vitesse de déformation vraie. Pour palier ce problème, plusieurs auteurs ont développé d'autres méthodes de caractérisation. Bowden et Raha (Bowden, 70) ont utilisé les essais de compression en déformation plane pour étudier le PMMA et PS. G'sell et al. (G'sell, 83) ont développé une technique expérimentale basée sur les essais en cisaillement simple pour le polyéthylène (PE) de haute densité. Là encore, la striction apparaît. Il est donc nécessaire de faire une mesure locale de la déformation. Pour se faire, ils ont utilisé un dispositif vidéo permettant de suivre et d'enregistrer la déformation locale lors de la striction. Par la suite, un post-traitement permet d'accéder à la déformation locale vraie dans l'éprouvette. Wang et al. (Wang, 85) ont utilisé sur le PC les essais de compression uniaxiaux qui sont devenus les plus utilisés pour étudier la plasticité des polymères.

Actuellement, il est établi, grâce à ces études, que le comportement des polymères est sensible non seulement à la température et à la vitesse de déformation, mais aussi à la pression hydrostatique, à l'histoire thermomécanique et encore à la nature de déformation et à l'état microstructural (lié à la relaxation structurale ou vieillissement physique) (Perez, 92).

I.3.2.1 Allure générale du comportement des polymères amorphes

Lorsque les polymères sont soumis à des sollicitations mécaniques simples (traction, compression, cisaillement, etc...), ils présentent en général, dans leur état amorphe solide, un comportement typique reproduit schématiquement par la figure I.3. Celui-ci est caractérisé par un maximum de la contrainte suivi d'un adoucissement puis un durcissement aux grandes déformations. Le fait le plus remarquable dans ce comportement est le maximum de la contrainte, appelé aussi, "seuil de plasticité" (limite élastique).

La figure I.3 caractéristique du comportement du polycarbonate en sollicitation uniaxiale (G'sell, 85), représente l'évolution de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie. On peut distinguer quatre stades :

- Stade I : il correspond à une réponse viscoélastique homogène du polymère.
- Stade II : il est caractérisé par une diminution de la contrainte après passage par un maximum. Ce stade nommé "crochet de cisaillement" ou adoucissement, correspond à la formation et la propagation d'une bande de déformation longitudinale unique (G'sell, 85). Donc c'est le stade où débute la déformation plastique.
- Stade III : il commence au minimum de la contrainte. Dans ce stade la bande de déformation se propage latéralement, à charge sensiblement constante, pour atteindre les deux bords de l'éprouvette .
- Stade IV : un durcissement structural apparaît aux fortes déformations lié vraisemblablement à l'orientation progressive des chaînes dans la direction principale de la déformation (Boyce, 90), et il résulte de la diminution d'entropie du réseau de chaînes orientées (Argon, 73, Boyce, 90). Ce stade est caractérisé par une déformation macroscopique homogène qui se termine par la rupture de l'éprouvette.

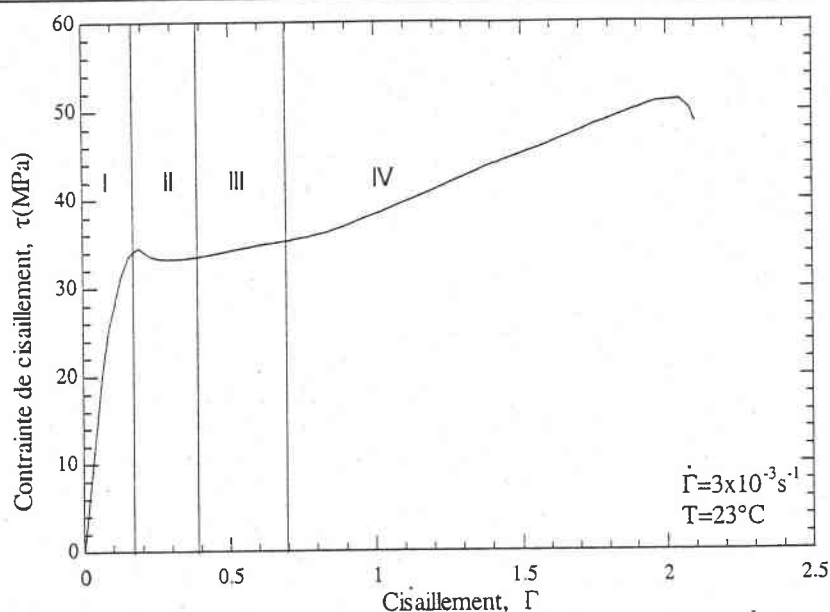


Figure I.3 : Comportement du polycarbonate en cisaillement simple (G'sell, 85).

I.3.2.2 Influence de la température

Les courbes de la figure I.4, dues à Arruda et al. (Arruda, 94) montrent l'influence de la température sur le comportement mécanique des polymères en particulier le PMMA. Cette figure montre clairement la sensibilité du comportement à la température. La limite élastique (contrainte d'écoulement), le module de Young, l'amplitude du crochet ainsi que le durcissement diminuent lorsque la température augmente. Afin de bien étudier cet effet, en particulier sur le polycarbonate, nous avons tracé l'évolution de la limite élastique en fonction de la température pour une vitesse de déformation de l'ordre de $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ lors d'un essai de cisaillement simple (figure I.5) (G'sell, 85). Ces résultats montrent que la température a une influence importante sur la limite élastique. En effet, cette limite élastique qui diminue quand la température augmente, tend rapidement vers zéro pour des températures proches de la température de transition vitreuse $T_g = 150^\circ \text{C}$, alors qu'elle augmente rapidement pour des basses températures. Cette augmentation de la limite élastique aux basses températures s'accompagne d'une plus grande fragilité qui limite l'emploi de certains polymères dans des applications en conditions extrêmes.

En fait, cette sensibilité à la température prouve que les mécanismes physiques qui régissent la déformation plastique des polymères changent selon les domaines de température. Pour des températures en-dessous de la température de la transition secondaire T_β , les mouvements de la chaîne se limitent principalement à la rotation du groupe du côté du méthane. Pour des températures au-dessus de la température de la transition secondaire T_β , les groupes benzéniques dans la chaîne principale peuvent également tourner ; le mouvement de la chaîne principale est limité pour se produire dans un tube élastique défini par les autres molécules voisines. Lorsque la

température est au-dessus de la température de transition vitreuse T_g , les liaisons de Van der Waals de la chaîne principale se diffusent facilement. Le comportement des polymères a donc des propriétés identiques à celle d'un caoutchouc ou d'un liquide visqueux (Fleck, 90).

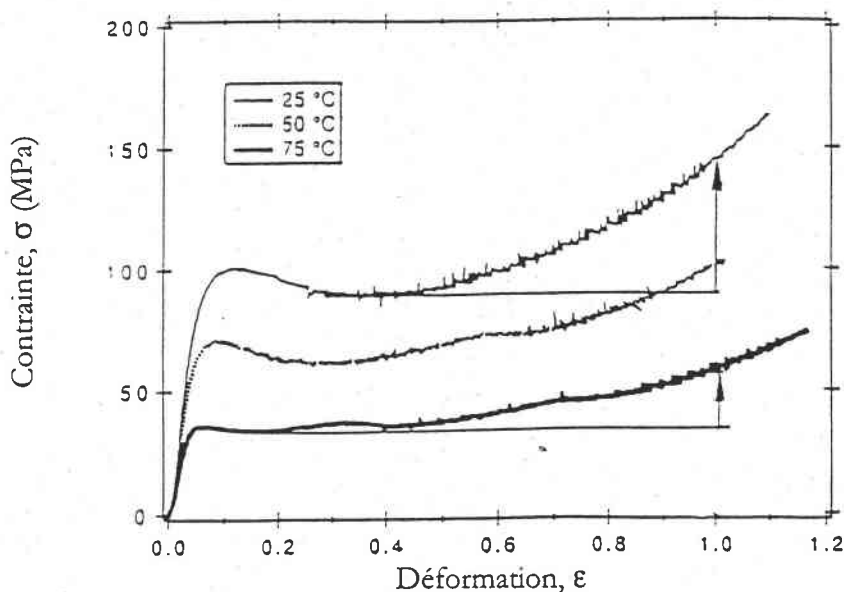


Figure I.4 : Effet de la température sur le comportement du PMMA à une vitesse $\dot{\epsilon} = 10^{-3}$ lors d'un essai de compression (Arruda, 94).

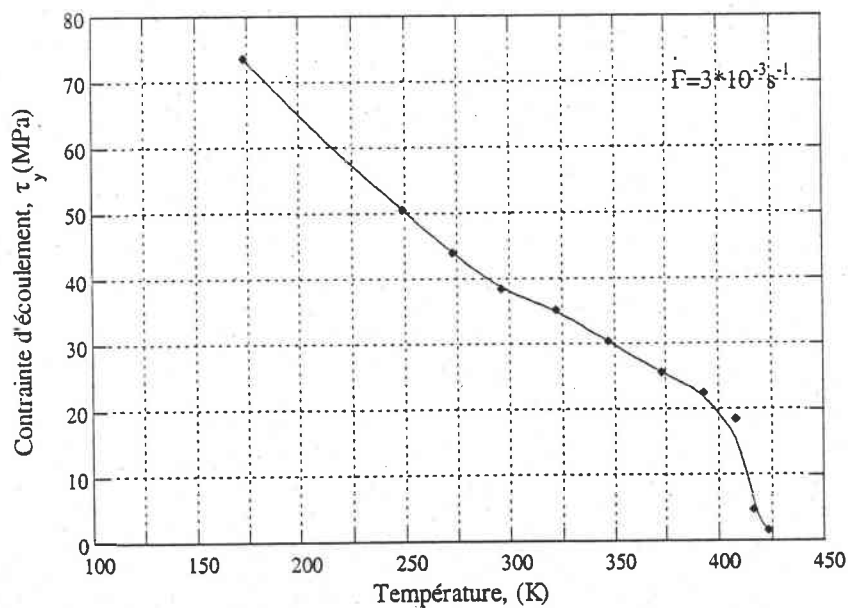


Figure I.5 : Evolution de la contrainte d'écoulement du polycarbonate en fonction de la température en cisaillement simple, (G'sell, 85).

I.3.2.3 Effet de la vitesse de déformation

L'effet de la vitesse de déformation est déterminé par un ensemble d'essais mécaniques à différentes vitesses de déformation ou à partir de sauts de vitesse réalisés au cours d'un essai donné. De nombreuses études expérimentales ont mis en évidence la variation de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation. Les courbes de la figure I.6 représentent les résultats des essais de torsion réalisés sur un polycarbonate à température ambiante (Fleck, 90). Ces résultats montrent que le comportement du matériau est sensible à la vitesse de déformation. En effet, la contrainte d'écoulement augmente en fonction de la vitesse de déformation.

Expérimentalement, cette sensibilité à la vitesse de déformation est déterminée, dans le cas de la traction-compression, par l'une des deux expressions suivantes (Klepaczko, 88) :

$$\beta = \left(\partial \sigma_y / \partial \log(\dot{\epsilon}) \right)_{T, \epsilon} \quad \text{ou} \quad m = \left(\partial \log \sigma_y / \partial \log(\dot{\epsilon}) \right)_{T, \epsilon} \quad (I.4)$$

Où m est appelé coefficient de la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation. Ces deux coefficients sont liés entre eux par $\beta = m\sigma$.

Pour les polymères amorphes, ce coefficient dépend de la température : il varie de $m=0.03$ à l'état vitreux jusqu'à pratiquement zéro à l'état caoutchoutique, en passant par un maximum vers la température de transition vitreuse (G'sell, 95, Souahi, 92).

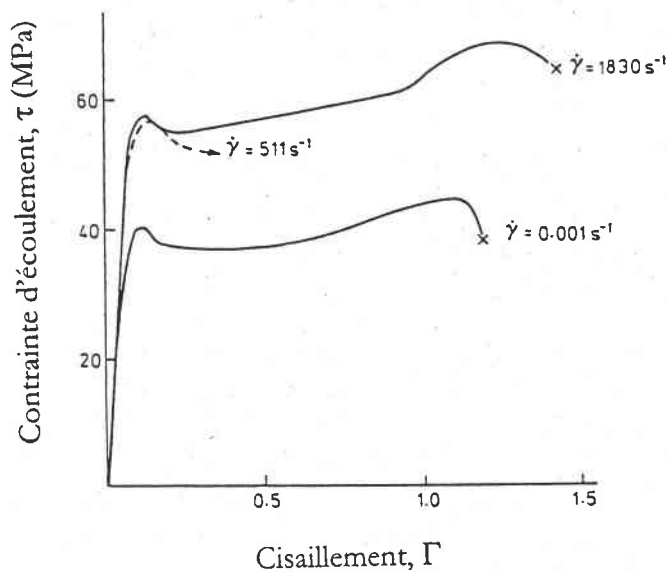


Figure I.6 : Effet de la vitesse de déformation sur le comportement d'un PC pour différentes vitesses de déformation lors d'un essai de torsion (Fleck, 94).

I.3.2.4 Influence de la vitesse de déformation et de la température sur la limite élastique

La limite élastique macroscopique est la valeur de la contrainte nominale à partir de laquelle le matériau s'écoule plastiquement et la déformation résultant de cet écoulement présente un caractère "irréversible". Cette limite élastique (appelée aussi seuil de plasticité) est en général difficile à déterminer dans le cas des polymères car la déformation apparaît souvent progressivement. En effet, cette limite élastique est définie de deux manières différentes : dans le cas des polymères amorphes présentant un crochet, la limite élastique peut être choisie comme la contrainte au sommet du crochet (c'est la manière la plus usuelle) ou bien au minimum après la chute de la contrainte. Dans le cas où il n'y a pas de crochet, la limite élastique est située à l'intersection des stades élastiques et plastiques extrapolés linéairement.

La dépendance de la limite élastique avec la température et la vitesse de déformation a amené plusieurs auteurs, (Bauwens, 72, Argon, 73, Ward, 83, G'sell, 85, Perez, 92), à interpréter le mécanisme élémentaire mis en jeu lors de la déformation plastique des polymères soit comme des défauts microstructuraux correspondant à des micro-domaines cisailés en analogie avec les dislocations, soit ils l'identifient à des mouvements moléculaires thermiquement activés.

(Argon, 73) a proposé un modèle où la déformation se fait par le décrochement de la chaîne moléculaire. Dans son approche, il a montré qu'à 0 K la limite élastique est voisine de la contrainte de Frenkel (en cisaillement $\tau_y \cong 0.11\mu$, où μ est le module de cisaillement), et la décroissance de la limite élastique avec la température est due à l'activation thermique de défaut correspondant à une concentration locale d'énergie élastique stockée.

(Bauwens, 72), pour étudier la réponse du PC soumis à des sollicitations de compression et de traction dans un large domaine de température $-140^\circ\text{C} < T < 120^\circ\text{C}$ et de vitesses de déformation $10^{-4}\text{s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 1\text{s}^{-1}$, a utilisé une approche d'activation thermique basée sur l'équation d'Eyring (Eyring, 36). Celle-ci s'écrit :

$$\frac{\sigma_y}{T} = \frac{k}{V_{\text{exp}}} \left[\log \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) + \frac{Q}{kT} \right] \quad (\text{I.5})$$

k est la constante de Boltzman, V_{exp} le volume d'activation expérimental, $\dot{\epsilon}_0$ un facteur de fréquence, et Q l'énergie d'activation.

Une étude détaillée du comportement des polymères dans un large domaine de vitesses de déformation et de température montre l'intervention de manière additive de plusieurs mécanismes. Ainsi, Bauwens et al. (Bauwens, 72a, 72b) ont montré que lorsque le matériau possède une transition secondaire β , dans la zone de température explorée, l'équation liant la limite élastique à la vitesse, est plus complexe (§ I.4.1). Pour rendre compte du comportement des

polymères dans un large domaine de vitesses de déformation et de température, cette approche d'activation thermique a été également utilisée par (Steer, 85, Rietsch, 90).

Sur la figure I.7, les courbes σ_y/T en fonction de $\ln(\dot{\epsilon})$ d'un polycarbonate sollicité en compression dans la plage de températures ($-40 < T < 60$) et de vitesses de déformation $10^{-4} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 4500 \text{ s}^{-1}$ sont quasiment linéaires dans deux domaines de températures et de vitesses de déformation. Une vitesse de déformation de transition au voisinage de 10^{+2} s^{-1} peut être mise en évidence. En-dessous de cette vitesse, la déformation est dominée par la relaxation de mode α , alors, qu'au delà, le comportement est gouverné par les deux modes de relaxations α et β d'une manière additive.

La valeur mesurée du volume d'activation V_{exp} pour les deux processus α et β est de l'ordre de $3-6 \text{ nm}^3$ (Ward, 83, Bauwens, 72). Cette valeur est beaucoup plus grande que le volume d'une unité monomère. Ceci suggère que la plasticité des polymères est contrôlée par des mouvements coopératifs thermiquement activés de plusieurs segments de la chaîne moléculaire contre les contraintes élastiques dues à la matrice environnante (G'sell, 85a).

L'interprétation de la limite élastique en terme de relaxation élémentaire a été reprise et développée par Perez (Perez, 92) à l'aide d'un modèle très élaboré mettant en jeu l'activation forcée sous l'effet de la contrainte du mouvement moléculaire collectif sur la base de la transition β . Cette analyse rejoint donc les modèles de dislocations, car ces mouvements macromoléculaires sont localisés dans des microdomaines cisailés.

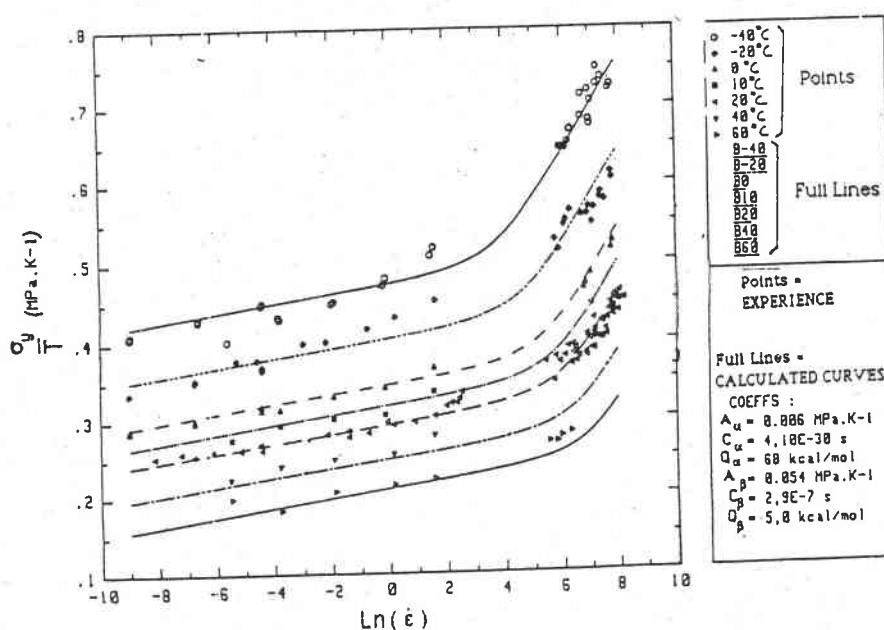


Figure I.7 : Variation de la limite élastique avec la vitesse de déformation et la température (Document CTA).

I.3.2.5 Influence de la pression hydrostatique

De nombreuses études ont montré que le comportement mécanique des polymères est très sensible à l'existence d'une pression hydrostatique appliquée (figure I.8). Le niveau des contraintes, la déformation au seuil ainsi que le module élastique augmentent avec la pression.

Un tel phénomène s'observe également lors de la comparaison des courbes obtenues en traction et en compression (figure I.9) où la contrainte d'écoulement est inférieure pendant le premier mode de sollicitation que pendant le deuxième. En effet, ces deux essais uniaxiaux développent une pression hydrostatique p définie par : $p = \frac{1}{3} \sum \sigma_{ii}$.

Cette pression hydrostatique a un rôle direct sur la dynamique des mécanismes de plasticité thermomécaniquement activés. Plusieurs auteurs (Ward, 71, Bauwens, 71, Bowden, 72) ont suggéré que la pression hydrostatique a pour effet d'augmenter la barrière énergétique à franchir, ce qui réduit par conséquent la mobilité moléculaire. Pour provoquer l'écoulement plastique, il faut donc fournir une contrainte importante. Afin de modéliser cet effet, ils postulent alors une dépendance linéaire de la barrière énergétique avec la pression hydrostatique.

$$\Delta G_0 = \Delta G_0(P) + \Omega P \quad (I.6)$$

avec Ω le volume d'activation de la pression.

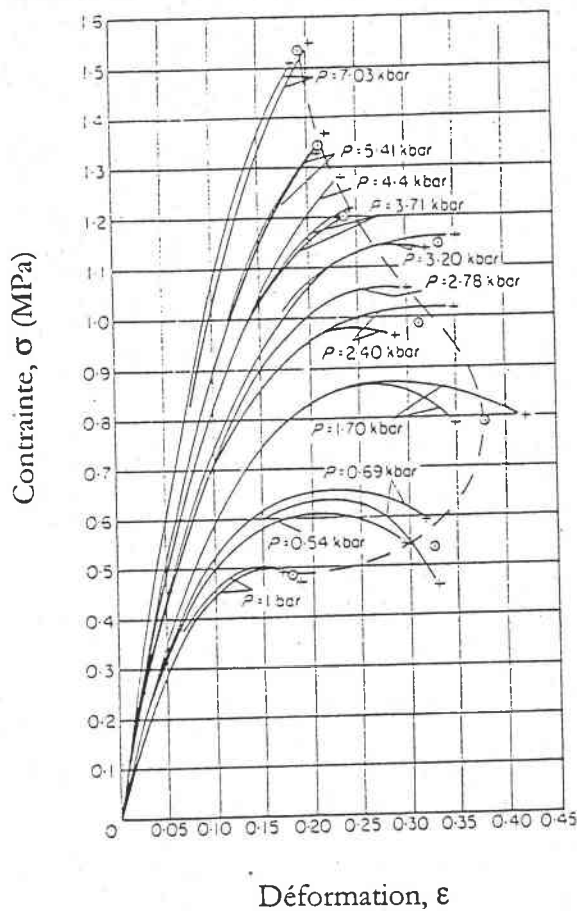


Figure I.8 : Influence de la pression hydrostatique (Rabinowitz, 70).

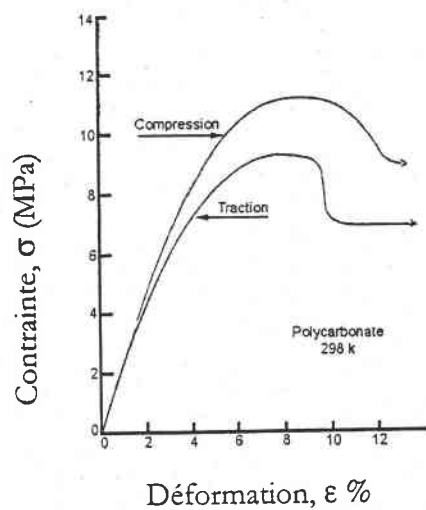


Figure I.9 : Influence de la pression hydrostatique (Rabinowitz, 74).

I.3.3 Critères de plasticité

Un critère de plasticité définit les conditions critiques satisfaites par le tenseur de contrainte pour produire la déformation plastique.

Dans le paragraphe précédent, nous avons pu montré l'influence particulièrement marquée de la pression hydrostatique sur la limite élastique. Pour rendre compte de cette influence, plusieurs critères ont été proposés. Nous nous limiterons à la présentation des critères les plus courants.

I.3.3.1 Critère de Tresca

Le premier critère d'écoulement plastique est proposé par Tresca en 1867. Ce critère a été développé originellement pour les métaux. Il suppose que la plasticité se produit lorsque la contrainte de cisaillement maximale atteint une valeur critique τ_c . En utilisant la représentation de Mohr, cela correspond à :

$$\sigma_1 - \sigma_3 = 2\tau_c \quad (I.7)$$

avec $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ où τ_c est une constante du matériau correspondante à la contrainte de cisaillement critique.

La surface d'écoulement est un prisme hexagonal dans l'espace des contraintes principales avec un axe le long de la ligne hydrostatique.

I.3.3.2 Critère de Von-Mises

Dans ce critère, Von-Mises suppose que la plasticité a lieu lorsque le second invariant du tenseur déviateur des contraintes atteint une valeur critique ; cela conduit à la relation suivante :

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 = 9\tau_c^2 \quad (I.8)$$

Pour un matériau isotrope, on obtient dans l'espace des contraintes principales une surface de plasticité. Dans une section perpendiculaire à la direction définie par $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$ (figure I.10a), cette surface correspond à un cercle pour le critère Von-Mises, et à un hexagone régulier pour le critère Tresca. Dans le plan $\sigma_3 = 0$ (figure I.10b), elle correspond à une ellipse pour Von-Mises et à un hexagone irrégulier pour Tresca.

Ces deux critères initialement développés pour les métaux, ne sont pas adaptés à l'étude de la déformation plastique dans les polymères, car ils sont insensibles à la pression hydrostatique et ils supposent l'égalité du comportement en traction et en compression. Dans le but de les rendre valables pour les polymères, ces deux critères ont été modifiés en remarquant que la contrainte d'écoulement est une fonction linéaire de la pression hydrostatique.

Le critère de Tresca modifié (Bowden, 72) s'écrit alors de la manière suivante :

$$\tau_T = \tau_T^0 + \mu_T p \quad (\text{I.9})$$

Le critère de Von-Mises modifié (Bauwens, 70, Sternstein, 68) s'écrit ainsi :

$$\tau_M = \tau_M^0 + \mu_M p, \quad (\text{I.10})$$

où μ_T et μ_M sont les constantes représentant la sensibilité du matériau à la pression p .

Nous avons représenté sur la figure I.11 l'allure des deux enveloppes de plasticité correspondant à ces deux critères modifiés. Tous deux présentent une forme conique à section circulaire suivant l'axe $[111]$. Dans le plan $\sigma_3 = 0$, les critères de Von-Mises et Tresca, modifiés, correspondent respectivement à une ellipse et à un hexagone irrégulier excentrés.

Le choix de tel ou tel critère pour décrire le comportement des polymères, et en particulier la déformation plastique, semble difficile étant donné que celui-ci dépend du matériau, du mode de déformation ainsi que des conditions d'essais. En effet, Quinson (Quinson, 95) a montré que le critère de Tresca modifié permet une description satisfaisante du comportement plastique des polymères amorphes (PMMA, PC, PS). Dans le cas du PMMA, pour toutes les températures étudiées comprises entre 20 °C et 90°C, et dans le cas du PS à 90°C, le critère de Von-Mises est tout aussi satisfaisant, ou même meilleur. D'autres travaux comme par exemple ceux de, (Bowden, 72) et (Souahi, 92) montrent que le critère de Von-Mises modifié décrit mieux le comportement de la plupart des polymères.

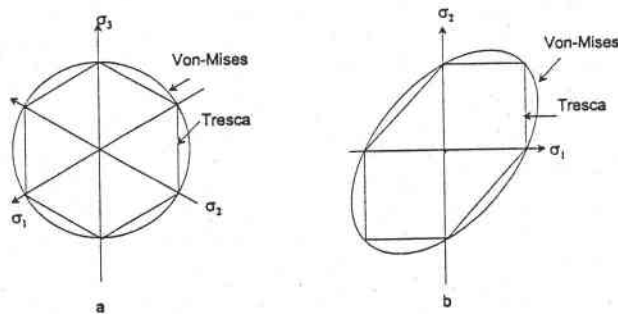


Figure I.10 : Enveloppes des critères de Tresca et Von Mises observées dans un plan perpendiculaire à l'axe $[111]$ (a) et dans le plan $\sigma_3 = 0$ (b).

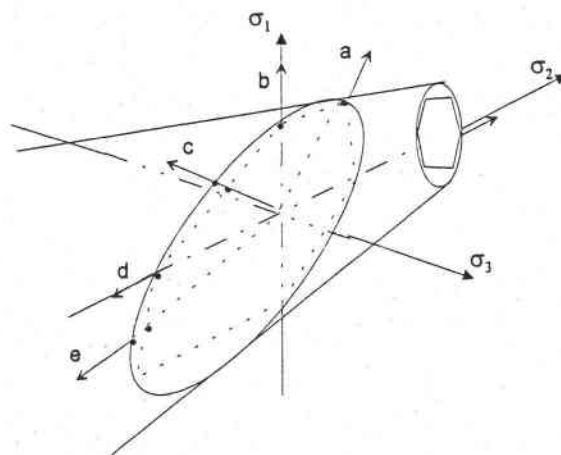


Figure I.11 : Représentation dans l'espace des enveloppes des critères modifiés. Les chemins a, b, c, d, e correspondent respectivement aux essais : traction biaxiale, traction, cisaillement, compression et bipoinçonnement.

I.3.4 Mécanisme de la déformation plastique des polymères

Dans les paragraphes précédents de ce chapitre, nous avons abouti à une interprétation du comportement mécanique des polymères tel qu'il est observé expérimentalement. Il nous reste donc à essayer d'expliquer ou de décrire les mécanismes de déformation pouvant avoir lieu lors des sollicitations mécaniques. Dans ce cas, plusieurs approches ont été proposées, leurs analyses feront plus en détail, l'objet d'une discussion. Pour décrire le mécanisme de déformation plastique, nous allons nous référer à l'approche schématique de G'sell (G'sell, 88).

Aux températures supérieures à T_g , les polymères amorphes caoutchoutiques se déforment de manière progressive, homogène et réversible. Sous l'effet d'une contrainte, les chaînes diffusent rapidement et les pelotes moléculaires s'allongent dans la direction de traction principale. On n'observe pas de seuil d'écoulement. La contrainte augmente régulièrement de manière non linéaire avec la déformation. La force de retour élastique qui s'oppose à l'extension des chaînes est d'origine entropique. Les molécules tendent à revenir à la forme idéale de pelotes sphériques ce qui assurent une entropie maximale.

Dans le cas des polymères vitreux, le mécanisme de déformation est moins bien compris. Aux petites déformations, le comportement est viscoélastique avec une contribution élastique liée à la distorsion des liaisons de Van-der-Waals (Yannas, 83) et une composante retardée due à la relaxation de certaines conformations à haute énergie sous l'effet de réarrangements diffusionnels à courte distance. A plus forte contrainte, ces liaisons ne tiennent plus et une déformation irréversible brutale est observée. Dans certains matériaux polymères (PS, PMMA), elle se produit avec décohésion de la matière par formation de microcraquelures "crazes" au niveau desquelles les chaînes s'étirent localement entre les lèvres de cavités internes en forme de fissures (Kramer,

82). Pour les polymères ductiles (PC, PET, PVC à l'ambiante et presque tous les matériaux à l'approche de T_g), la matière se déforme pratiquement sans formation de microcavité. Cette plasticité se produit par cisaillement. Les mécanismes, qui contrôlent ce processus agissent à très courte distance : un petit segment de chaîne emprisonné dans la cage constituée par ses proches voisins subit un basculement qui accommode localement le cisaillement macroscopique (Escalaig, 78). L'activation d'un événement plastique local crée autour du segment concerné un champ de contrainte élastique qui tend à propager le processus au voisinage immédiat du site initial et dans la direction du cisaillement macroscopique (Argon, 75). Le front de cisaillement ainsi formé a toutes les caractéristiques d'une dislocation par ces propriétés topologiques générales (Bowden, 74, G'sell, 86). Ce cisaillement reste rarement dispersé dans tout le volume de la matière mais se concentre au contraire dans les lignes de glissement d'épaisseur d'une fraction de micromètre (Li, 76) car la multiplication des dislocations dans l'état amorphe est un phénomène qui s'entretient spontanément. En d'autres termes, le déclenchement de la plasticité dans un verre polymère est plus difficile que sa propagation car c'est la formation des premiers défauts qui demande la contrainte la plus élevée. Aux plus fortes déformations plastiques, les chaînes subissent aussi une orientation progressive dans le sens de l'axe principal des déformations, de sorte que leur distorsion ultérieure devient de plus en plus difficile (durcissement plastique). La rupture survient par des mécanismes d'endommagement.

I.3.5 Mode de déformation plastique des polymères

Les polymères vitreux présentent deux modes élémentaires de déformation : la "craquelure" (ou "crasing") et "le cisaillement" .

La craquelure est un mode de déformation propre à la traction. Elle apparaît pour une contrainte prolongée statique et pour une vitesse de déformation imposée. C'est une microfissure contenant des chaînes moléculaires dont la densité est inférieure à celle du polymère solide. Elle apparaît également pour une contrainte inférieure au seuil d'écoulement et à basse température. Les craquelures ont une forme lenticulaire et sont toujours perpendiculaires à la direction de la traction. Elles sont souvent observées près des zones de concentration de contraintes (entailles, défauts de surface ...) et produisent un blanchissement caractéristique. Leur ouverture n'est pas tout à fait réversible, et la longueur d'une éprouvette déformée par crasing ne retrouve pas sa forme initiale après décharge. Le crasing a donc pour effet d'augmenter la complaisance mécanique du matériau, de produire un degré de déformation irréversible et de conduire à une rupture prématurée par coalescence si leur taille est suffisante. Cependant, elle ne peut rendre compte de la déformation intensive généralisée qui peut affecter les polymères amorphes en compression (Schirrer, 95).

En ce qui concerne le cisaillement, il est mis en évidence par la formation des bandes de cisaillement inclinées par rapport à la direction de sollicitation après déformation (figure I.12). Plusieurs auteurs ont observé ces bandes de cisaillement dans le cas du PS et du PMMA (figure I.13). Ils ont montré que la déformation plastique des polymères, comme dans les métaux, peut se faire par un cisaillement de la matière sous l'effet des cisssions développées sur des plans inclinés, c'est-à-dire le plan de glissement qui coïncide avec le plan où le cisaillement est maximum. On distingue alors deux types de bandes qui dépendent essentiellement de l'histoire thermique et des conditions d'essais. Dans certains cas, il est même possible de voir ces deux bandes dans un même échantillon.

Le premier type appelé bandes diffuses ("coarse band") apparaît à grande vitesse, à faible température et aux endroits de fortes concentrations de contrainte. Ces bandes diffuses ont non seulement la caractéristique de se propager rapidement, de se localiser à la surface mais également conduire à la rupture fragile le long de la bande. Le deuxième type, quant à lui, est appelé bandes fines ("fine band"). Ces dernières apparaissent à faible vitesse et à haute température. Cependant, elles se développent et se multiplient tout en couvrant une large région. On observera alors une rupture ductile avec une déformation considérable (Li, 82).

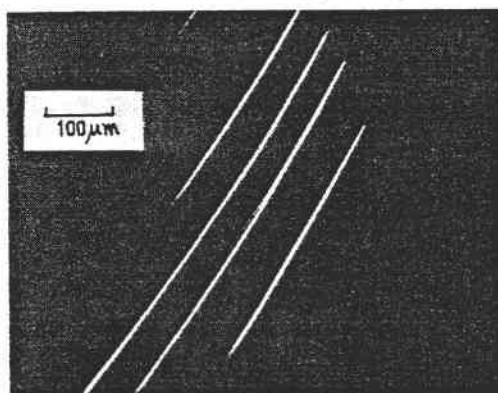


Figure I.12 : Bandes de cisaillement observées en compression du PMMA à -196°C (Bowden,70).

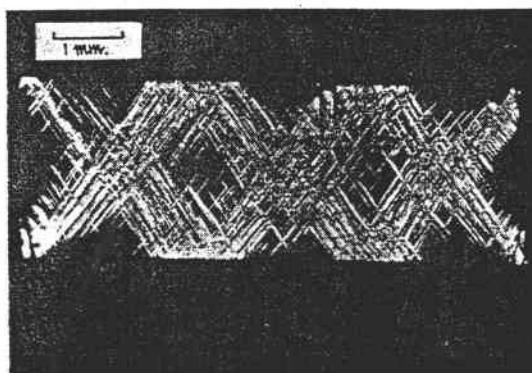


Figure I.13 : Bandes de cisaillement observées en compression du PS à 60°C (Bowden,70).

I.4 Modèles physiques de déformation plastique des polymères amorphes vitreux

L'étude des mécanismes microscopiques à l'origine de la déformation plastique dans un matériau amorphe à l'état vitreux a poussé de nombreux chercheurs à proposer des modèles pour modéliser son comportement et associer ainsi sa microstructure à l'analyse mécanique macroscopique de ses propriétés (Eyring, 36, Roberston, 66, Argon, 73, Bowden, 74, Escaig, 82, Perez, 88, etc...). Dans ce cadre, on distingue deux démarches principales. La première privilégie le caractère intramoléculaire des interactions qui contrôlent les processus élémentaires. La deuxième envisage la nucléation de germes de plasticité par analogie aux concepts de dislocation. Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue quelques modèles proposés pour la déformation plastique des polymères amorphes à l'état vitreux. Cette revue n'étant pas exhaustive, nous renvoyons le lecteur à des articles de synthèses comme ceux présentés par (Perez, 82) ou plus en détail dans (Gopez, 85).

I.4.1 Modèle d'Eyring

C'est l'un des modèles quantitatifs les plus anciens utilisés pour décrire l'écoulement visqueux thermiquement activé des polymères (Eyring, 36). Dans cette approche, les segments moléculaires sont considérés individuellement dans des positions d'équilibre et le passage d'une position à une autre suppose l'acquisition de l'énergie d'activation nécessaire au franchissement d'une barrière d'énergie ΔG . L'application d'une contrainte a pour effet de réduire la hauteur de cette barrière dans le sens de son application, et de l'augmenter dans le sens opposé d'une quantité $v^* \tau$.

La vitesse de cisaillement est proportionnelle à la fréquence du saut. Elle est donnée sous la forme :

$$\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau^*, T)}{kT}\right) \sinh\left(\frac{v^* \tau}{2kT}\right) \quad (I.11)$$

où $\dot{\Gamma}_0$ est le facteur pré-exponentiel, k la constante de Boltzman et v^* le volume d'activation. Ce volume est égal au produit d'une aire par la distance sur laquelle une unité structurale se déplace. La quantité $v^* \tau$ représente le travail effectué par un segment mobile lors d'un saut, sous l'action d'une contrainte effective appliquée τ .

La contrainte d'écoulement peut s'écrire en inversant l'équation (I.11) soit :

$$\frac{\tau}{T} = \frac{2k}{v^*} \sinh^{-1}\left[\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0} \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau^*, T)}{kT}\right)\right] \quad (I.12)$$

A faibles vitesses de déformation et à hautes températures, c'est-à-dire pour une contrainte d'écoulement faible, la contrainte d'écoulement est proportionnelle à la vitesse de cisaillement appliquée (viscosité Newtonienne). En effet, pour x faible $\sinh^{-1}(x) = x$. Ceci se traduit physiquement par le fait que autant de sauts au-dessus de la barrière se produisent dans le sens inverse que dans le sens direct.

A grandes vitesses de déformation et aux basses températures, la contrainte d'écoulement varie linéairement avec le logarithme de la vitesse de cisaillement ($\sinh^{-1}(x) \approx \log(x)$, pour x important).

Soit :

$$\frac{\tau}{T} = \frac{2k}{v^*} \left[\frac{\Delta G(\tau^*, T)}{kT} + \log \left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0} \right) \right] \quad (I.13)$$

Dans ce domaine, le nombre de saut de la barrière dans la direction inverse est négligeable. Le modèle d'Eyring s'est révélé donc insuffisant pour décrire le comportement plastique des polymères, étant donné qu'il ne considère qu'un seul processus moléculaire responsable de la plasticité des polymères. Par conséquent, d'autres approches ont été développées pour inclure d'autres processus. Roelting (Roelting, 65), Bauwens (Bauwens, 71) et Bauwens (Bauwens, 72) utilisent l'approche de Ree-Eyring (Ree, 58), qui considère que la contrainte d'écoulement est la somme de plusieurs contraintes associées à divers types de mouvements moléculaires impliqués dans le processus de déformation. Ces auteurs, pour rendre compte dans un large domaine de température et de vitesse-de déformation du comportement du PMMA (Roelting, 65), du PVC (Bauwens, 71) et du PC (Bauwens, 72a), n'ont utilisé que deux processus correspondant aux mouvements associés aux relaxations α et β . Ainsi, l'équation liant la limite élastique τ_y à la vitesse de déformation est plus complexe. Elle est donnée par :

$$\frac{\tau_y}{T} = A_\alpha \left(\ln 2C_\alpha \dot{\Gamma} + \frac{Q_\alpha}{RT} \right) + A_\beta \sinh^{-1} \left(C_\beta \dot{\Gamma} \exp \left(\frac{Q_\beta}{RT} \right) \right) \quad (I.14)$$

où les paramètres A_α , C_α , A_β et C_β sont des constantes caractéristiques du matériau, Q_α et Q_β sont les énergies d'activation des mouvements moléculaires de la transition vitreuse (ou relaxation principale α) et de la première relaxation secondaire β . Ces différents paramètres sont des constantes ajustées mathématiquement aux données expérimentales.

Cette approche semi-empirique s'est révélée performante car elle tient compte de la température et de la vitesse de déformation de manière quantitative. En effet, elle a été appliquée avec succès pour le PC (Steer, 85, Rietsch, 90).

I.4.2 Modèle de Roberston

L'approche de Roberston est la première qui a tenté d'associer la microstructure à l'analyse des propriétés mécaniques des polymères (Roberston, 66-68). Dans son modèle, il suppose qu'à chaque instant les segments moléculaires sont distribués statiquement suivant deux conformations différentes : "cis" de haute énergie et "trans" de basse énergie. La population de segments "cis" à l'état vitreux est en équilibre à la température de transition vitreuse T_g , au-dessous de laquelle le polymère est "gelé". L'application d'une contrainte permet à certains segments de passer de la conformation "trans" à la conformation "cis". Ceci augmente suffisamment la population "cis", pour produire l'écoulement plastique (figure I.14) et permet alors d'assimiler la structure des polymères à celle que l'on trouverait à l'état fondu à une température T_1 proche de la température de transition vitreuse T_g .

La vitesse de déformation plastique est donnée par :

$$\dot{\Gamma}_p = \frac{\tau}{\eta} \quad (\text{I.15})$$

où η est la viscosité du polymère à la température T_1 , calculée par l'intermédiaire de l'équation de Williams-Landel et Ferry (WLF) (Ferry, 61).

$$\eta = \eta_g \exp\left(-\frac{\Delta G(T_1)}{kT}\right) \quad (\text{I.16})$$

avec

$$\Delta G(T_1) = \frac{ABk}{T_1 - T_g + B} \quad (\text{I.17})$$

où η_g est la viscosité à la température de transition vitreuse T_g , A et B sont les constantes de la loi de (WLF).

Pour des températures proches de la température de la transition vitreuse (où les interactions intramoléculaires sont prépondérantes) et des vitesses de déformation très basses, ce modèle donne des résultats relativement satisfaisants du comportement au seuil de plasticité d'un certain nombre polymères amorphes (PMMA, PS, PC). Toutefois, lors de son extrapolation aux basses températures (proches de zéro absolu), ce modèle n'est plus satisfaisant puisque la cohésion des polymères est principalement due aux interactions intermoléculaires.

Duckett et al. (Duckett, 70) ont modifié ce modèle en incorporant l'effet de la composante hydrostatique du tenseur des contraintes sur la limite élastique. Ils suggèrent que l'effet de la pression augmente la différence d'énergie entre les conformations "cis" et "trans", car un segment dans une conformation "cis" est susceptible d'emballer moins efficacement et d'occuper un plus grand volume. Cette théorie modifiée a permis d'obtenir de bons résultats pour la modélisation du PMMA et le poly(éthylène terephthalate) (PET).

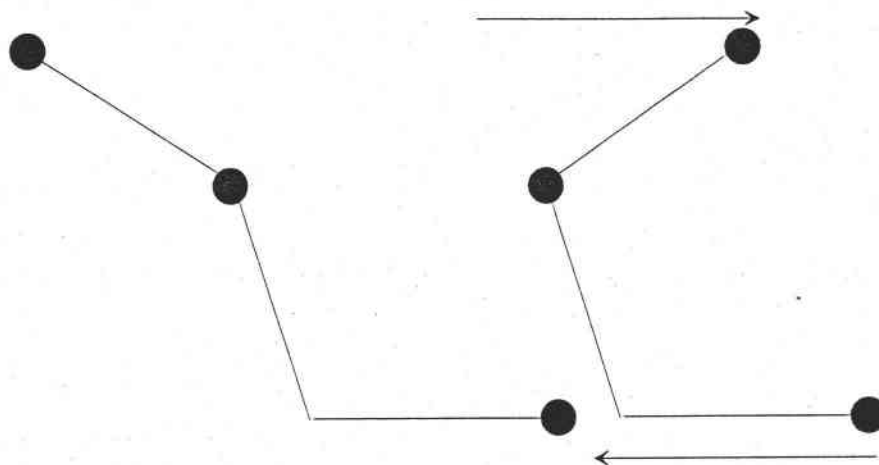


Figure I.14: Représentation schématique du modèle de Roberston.

I.4.3 Modèle d'Argon

La première théorie, s'appuyant sur la nécessité de vaincre les interactions intermoléculaires pour aboutir à la déformation plastique, est celle d'Argon (Argon, 73). Il considère en effet que le polymère est constitué de segments moléculaires orientés globalement de manière isotrope, et la chaîne du polymère est alors assimilée à un tube moléculaire de forme cylindrique. Ainsi, le processus moléculaire responsable de la déformation locale est basé sur l'hypothèse de formation d'une paire de disinclinations (ou décrochements) ("Kinks pair") (figure I.15). La résistance à la formation d'une paire de double décrochements dans la molécule est le résultat de l'interaction élastique de la molécule avec ses proches voisins. Utilisant la théorie de Li et Gilman (Li, 70) pour le calcul de l'énergie de formation d'une disinclinaison et en tenant compte de l'effet de la pression hydrostatique au travers de la dilatation accompagnant la formation de paire de décrochements, Argon calcule l'énergie libre d'activation donnée par :

$$\Delta G = \frac{3\pi\omega^2 a^3}{16(1-\nu)} \left[1 - 8.5(1-\nu)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{\tau}{\nu} \right)^{\frac{5}{6}} \right] + 0.15\mu a^3 (\omega - \omega_c)^2 \left(\frac{p}{\mu} \right) \quad (I.18)$$

où μ et ν sont respectivement le module de cisaillement et le coefficient de Poisson, a est le rayon du tube moléculaire, ω est l'angle de disinclinaison (angle de rotation du segment de

disinclinaison), ω_c est l'angle de rotation critique donnant lieu à une séparation des molécules au voisinage des disinclinaisons, et p est la pression hydrostatique.

La vitesse de déformation produisant l'écoulement plastique s'écrit :

$$\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{kT}\right) \quad (I.19)$$

avec $\dot{\Gamma}_0 = N_0 v_0 \gamma_1$, γ_1 est l'incrément élémentaire de déformation associé à la création d'une paire de disinclinaisons par unité de volume, N_0 est la densité totale des sites activés et v_0 est un facteur de fréquence.

Finalement, la contrainte d'écoulement est :

$$\frac{\tau}{\mu} = \frac{0.077}{(1-\nu)} \left[1 - \frac{16(1-\nu)kT}{3\pi\mu w^2 a^3} \log\left(\frac{\dot{\Gamma}_0}{\dot{\Gamma}}\right) \right] \quad (I.20)$$

A $T=0$ K, la limite élastique est indépendante de la vitesse de déformation et elle est donnée par :

$$\frac{\tau}{\mu} = \frac{0.077}{(1-\nu)} \quad (I.21)$$

Ce modèle donne des bons résultats confrontés à l'expérience excepté pour des températures élevées notamment celles proches de T_g , domaine où le modèle de Roberston devient satisfaisant.

Il est intéressant de distinguer la dualité entre l'interaction intermoléculaire (basses températures) dans la théorie d'Argon et l'interaction intramoléculaire (hautes températures) dans la théorie de Roberston. Aux basses températures, les barrières d'énergies intermoléculaires, qui sont à l'origine de la cohésion des solides vitreux, sont des barrières plus importantes à franchir. En revanche, aux températures élevées et proches de T_g , les forces intramoléculaires deviennent prédominantes.

Arruda et Boyce (Arruda, 93) ont étendu ce modèle pour inclure le rôle de la pression et de l'adoucissement, et l'ont développé pour décrire le comportement aux grandes déformations. Ces auteurs proposent deux origines pour expliquer la résistance à la déformation. Dans un premier temps, la déformation nécessite le franchissement d'une barrière énergétique qui s'oppose à la rotation des segments de chaînes. Cette contribution prend en compte les interactions intermoléculaires et le formalisme est comparable à celui développé par Argon.

$$\dot{\Gamma}_p = \dot{\Gamma}_0 \exp \left[-\frac{\Delta G_0}{kT} \left(1 - \left(\frac{\tau}{\tau_\mu} \right)^{\frac{5}{6}} \right) \right] \quad (I.22)$$

ΔG_0 est l'énergie d'activation à contrainte nulle et dépend de la pression hydrostatique, τ_μ est la contrainte athermique définissant la résistance du matériau. Cette contrainte est liée au module de cisaillement par $\tau_\mu = 0.077\mu/(1-\nu)$. En fait, τ_μ évolue avec la vitesse de déformation jusqu'à un état de saturation $\tau_{\mu s}$, et elle varie linéairement avec la pression hydrostatique (Boyce, 88).

$$\dot{\tau}_\mu = h \left(1 - \frac{\dot{\tau}_\mu}{\tau_{\mu s}} \right) \dot{\gamma} \quad (I.23)$$

où h est la pente d'adoucissement. Ensuite, la chaîne s'aligne dans la direction d'écoulement. L'entropie du système diminue et crée une contrainte interne. Cette contrainte est calculée en considérant la mécanique statistique de l'élasticité caoutchoutique. Deux réseaux différents sont alors utilisés : un réseau modèle à trois chaînons (Wang, 52), qui décrit bien la traction et la compression, et un réseau modèle à huit chaînons (Souahi, 92), (Arruda, 93). Ce modèle a été utilisé pour reproduire l'effet de la vitesse de déformation, en tenant compte des phénomènes d'échauffement provoqués par le travail de la contrainte. Il tient également compte des effets de l'écrouissage lors de l'écoulement après propagation d'une striction (Boyce, 88).

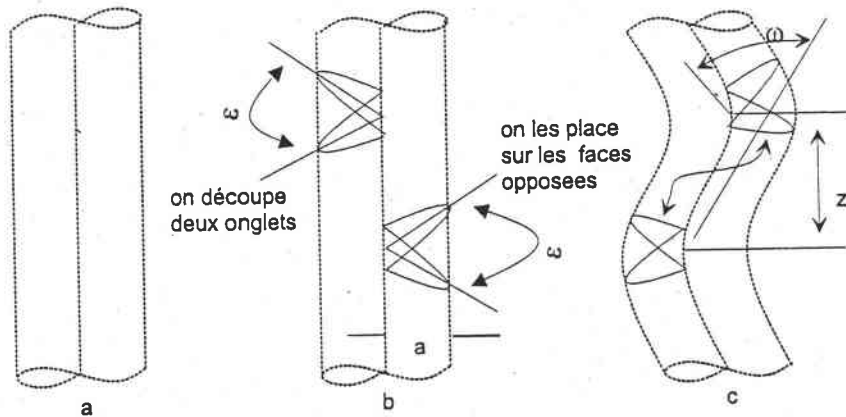


Figure I.15 : Représentation schématique du modèle d'Argon.

I.4.4 Modèle de Bowden et Raha

Ces auteurs ont adopté le concept de Gilman (Gilman, 73), pour qui la notion de dislocation dans les matériaux amorphes est raisonnable. Ils ont été les premiers à décrire la déformation plastique en terme de nucléation thermomécaniquement activée de boucles de dislocations coin limitant des zones cisailées (Bowden, 74). Le vecteur de Burgers $\bar{b}$ équivalent du matériau est défini comme étant le déplacement (par cisaillement) de l'endroit cisailé qui constitue un défaut, (figure I.16). L'énergie d'une boucle de dislocation ayant un vecteur de Burgers $\bar{b}$ et un rayon R dans un solide de module de cisaillement μ soumis à une contrainte appliquée τ est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta G = (2\pi R) \frac{\mu b^2}{4\pi} \log\left(\frac{2R}{r_0}\right) - (\pi R^2) \tau b \quad (I.24)$$

où μ est le module de cisaillement, r_0 le rayon au cœur d'une dislocation et R le rayon de la boucle de dislocation.

Dans cette expression, le premier terme représente l'énergie élastique du champ de déformation de la dislocation. Le second terme correspond au travail effectué par la contrainte appliquée pendant la formation de la boucle.

La variation de ΔG avec R présente un maximum ΔG_c pour un rayon critique R_c . Toute boucle avec $R < R_c$ redisparsait ; seules celles pour lesquelles $R > R_c$ peuvent s'étendre et contribuer à la déformation plastique.

La vitesse de déformation plastique s'exprime alors :

$$\dot{\Gamma} = N v_D b d^2 \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau)}{kT}\right) \quad (I.25)$$

où N est le terme de site actif, v_D la fréquence de Debye et ΔS l'entropie du processus de nucléation.

Cependant, deux difficultés apparaissent dans ce modèle. D'une part, il est difficile de connaître le nombre de sites de nucléation. D'autre part, la valeur théorique de l'énergie d'activation est supérieure à celle de la relaxation primaire α . Cela suppose que, s'il y a nucléation thermomécanique de boucles de dislocation, celle-ci a très probablement lieu dans des sites où la résistance au cisaillement est plus faible que dans le cas d'un arrangement compact d'unités structurales (Perez, 92).

Ainsi, pour tenter d'interpréter la déformation plastique des polymères amorphes solides en terme de nucléation des défauts, il faudrait plutôt considérer la propagation des dislocations. Ces dislocations ne peuvent être que celles de Somigliana (Li, 76, 82), elles ne peuvent pas se déplacer par glissement (elles sont sessiles) et admettent des fluctuations du vecteur de Burgers le long de la ligne de dislocation.

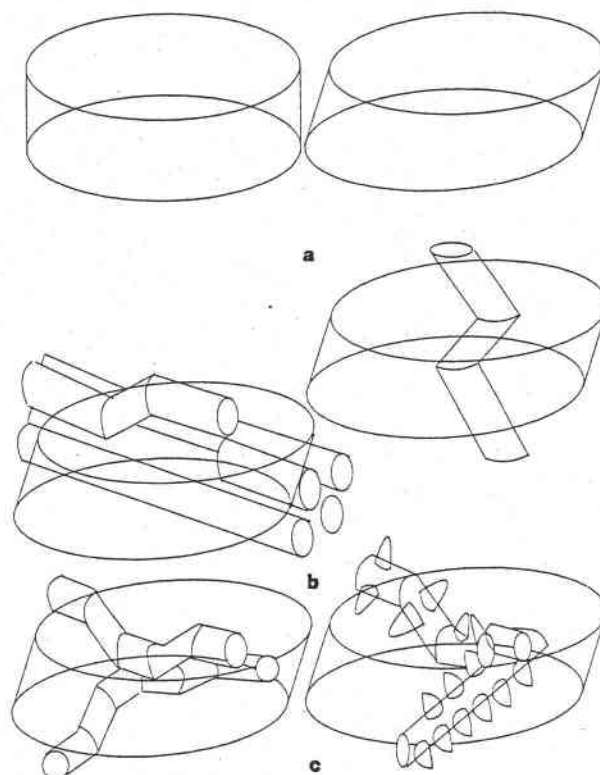


Figure I.16 : Représentation schématique du modèle de Bowden et Raha : cisaillement idéal d'un volume donné (a). Le vecteur de Burgers du polymère réel relié à un certain nombre de paramètres : la largeur de la chaîne et sa disinclinaison (b) ; la longueur des chaînons constituant la macromolécule et l'espacement des groupes (c).

I.4.5 Modèle d'Escaig-Lefebvre

Ces auteurs ont utilisé une approche thermodynamique et cinétique de l'écoulement plastique des polymères, exprimée par l'hypothèse des défauts microscopiques appelés "germes de plasticité". Dans leur approche, ils ont suivi une démarche métallurgique, dans laquelle ils ont transposé à ces matériaux polymères la démarche et les concepts de plasticité des solides cristallins. Ils envisagent plus particulièrement la germination d'une zone cisailée dans un petit volume V du matériau à l'aide des fluctuations thermiques cohérentes (Escaig, 82), (Lefebvre, 82), (figure I.17). L'écoulement observé à la limite élastique est le résultat de germes qui ont atteint une taille critique instable V_c . La propagation de ces défauts nécessite le passage au-dessus d'une barrière

d'énergie ΔG_a . La vitesse de déformation macroscopique, produite par le développement des germes de cisaillement ayant atteint la configuration critique, s'exprime par :

$$\dot{\epsilon} = N\epsilon_0 R \quad (I.26)$$

$$\dot{\epsilon} = \rho \Delta e_0 \Omega R \quad (I.27)$$

où ρ est la densité de sites actifs, $\epsilon_0 = \Delta e_0 / V_{tot}$ la déformation moyenne atteinte à chaque événement d'activation, Δe_0 le cisaillement élémentaire dans le germe, Ω le volume du germe totalement développé ($\Omega \gg V_c$) et R le taux d'activation donné par :

$$R = v_N \exp\left(-\frac{\Delta G_a(\tau^*, T)}{kT}\right) \quad (I.28)$$

où le facteur de fréquence v_N est lié à la fréquence fondamentale des vibrations corrélées dans le germe, alors que le terme $\exp(-\Delta G_a(\tau^*, T)/kT)$ exprime la probabilité, au sens de Boltzmann, d'une fluctuation thermique d'énergie plus grande que la hauteur de la barrière ΔG_a .

Finalement, la vitesse de déformation s'exprime sous la forme :

$$\dot{\Gamma} = \rho \Delta e_0 \Omega v_N \exp\left(-\frac{\Delta G_a(\tau^*, T)}{kT}\right) \quad (I.29)$$

$$\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_a(\tau^*, T)}{kT}\right) \quad (I.30)$$

La contrainte τ^* , dans cette relation, est la contrainte locale effective au niveau du défaut, définie comme la différence entre la contrainte appliquée et les contraintes internes ($\tau^* = \tau - \tau_\mu$).

Cette approche donne accès aux paramètres de sensibilité de la vitesse de déformation à la température et à la contrainte appliquée. Ils sont définis sous la forme suivante :

$$V^* = kT \left(\frac{\partial \log(\dot{\epsilon})}{\partial \tau} \right)_{\tau, \text{struct}} \quad (I.32)$$

$$\Delta G = kT^2 \left(\frac{\partial \log(\dot{\epsilon})}{\partial T} \right)_{\tau, \text{struct}} \quad (I.33)$$

où V^* le volume d'activation et ΔG l'énergie libre d'activation.

Cette approche thermodynamique permet de reproduire correctement les résultats expérimentaux aux températures inférieures à la température de la relaxation β . A partir de cette température, la

mobilité moléculaire augmente et la déformation fait davantage appel à des phénomènes liés à des mouvements coopératifs des segments des chaînes et à une mobilité à caractère diffusionnel dont ne rend pas bien compte une telle approche.

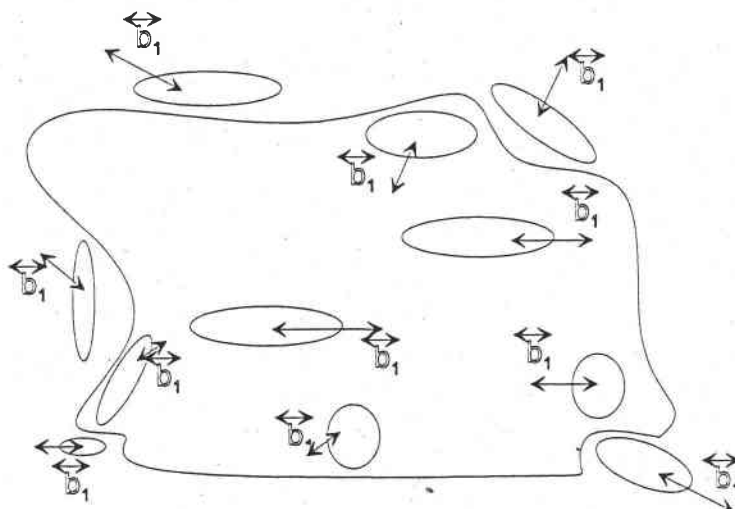


Figure I.17 : Représentation schématique du modèle d'Escaig .

I.4.6 Modèle de G'sell et Jonas

Ces auteurs ont développé un modèle basé sur l'existence des défauts linéaires localisés ("ondes de plasticités") dans l'analyse du comportement transitoire des polymères solides à la limite élastique ou lors d'un changement de vitesse. Ils supposent que le déclenchement de la plasticité, dans un polymère amorphe à l'état d'origine, se fait par la multiplication brutale de la densité de dislocations (défauts) depuis une valeur initiale ρ_i très faible jusqu'à une valeur d'équilibre caractéristique du régime plastique établi à vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ (figure I.18). Pendant le régime transitoire, la densité de dislocations $\rho(\epsilon)$, est fonction de la déformation, elle est linéaire entre 0 et ϵ^* . Dans les conditions du régime établi, elle est constante, et ne dépend que de la contrainte effective σ^* (G'sell, 81).

$$\rho(\sigma^*, \epsilon) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \epsilon_{pl} = 0 \\ \rho_i(\sigma^*) \frac{\epsilon}{\epsilon^*} & \text{pour } 0 < \epsilon_{pl} < \epsilon^* \\ \rho_i(\sigma^*) & \text{pour } \epsilon_{pl} > \epsilon^* \end{cases}$$

Dans leur approche, les auteurs ont décomposé la déformation totale en trois composantes :

- une composante élastique définie par :

$$\dot{\epsilon}_{el} = \frac{\dot{\sigma}(\epsilon)}{E} \quad (I.33)$$

- une composante viscoélastique, qui obéit à une loi du type Kelvin-Voigt définie par :

$$\dot{\epsilon}_{\text{visc}} = \left(\frac{\sigma/E_v - \epsilon_{\text{visc}}}{\tau_R} \right) \quad (\text{I.34})$$

τ_R est le temps de relaxation moyen et E_v le module relaxé associé aux mécanismes viscoélastiques,

- et une composante plastique déterminée par analogie avec l'équation d'Orowan :

$$\dot{\epsilon}_{\text{pl}} = \rho(\sigma^*, \epsilon) v(\sigma^*) \delta \quad (\text{I.35})$$

ρ est la longueur de l'onde de plasticité par unité de volume, v la vitesse moyenne de propagation de défaut (onde de plasticité), et δ le déplacement moyen caractérisant le déplacement en cisaillement, dû au passage d'un défaut.

La longueur de l'onde de plasticité s'écrit :

$$\rho(\sigma^*) = \rho_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_0^r - r\sigma^*}{kT}\right) \quad (\text{I.36})$$

ΔG_0^r est l'énergie libre d'activation et r le volume élémentaire d'activation du processus de germination.

L'expression de la vitesse de propagation est :

$$v(\sigma^*) = v_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_0^v - w\sigma^*}{kT}\right) \quad (\text{I.37})$$

ΔG_0^v est l'énergie libre d'activation et w le volume élémentaire d'activation du processus de propagation.

D'après les équations précédentes, on a $v_a = w + r$ et $\Delta G_0 = \Delta G_0^r + \Delta G_0^v$, d'où l'expression de la vitesse de déformation qui s'exprime sous la forme :

$$\dot{\epsilon}_{\text{pl}} = \dot{\epsilon}_0(T) \exp\left(\frac{v_a \sigma^*}{kT}\right) \quad (\text{I.38})$$

v_a est le volume d'activation apparent, $\dot{\epsilon}_0(T)$ un facteur de fréquence donnant l'effet de l'activation thermique et l'effet de la température sur la structure du matériau, $\sigma^*(\dot{\epsilon}) = (\sigma - \sigma_\mu)$ la contrainte effective activée thermiquement. C'est elle qui est responsable de la formation et de la

propagation des défauts. Alors σ_μ est la contrainte interne d'origine entropique, due à l'allongement des chaînes moléculaires pendant le durcissement.

Ce modèle permet de reproduire avec succès l'allure des courbes contraintes-déformations, ainsi que l'effet de la vitesse de déformation et de la température. Il est également en mesure d'expliquer les effets de transition (dûs aux sauts de vitesses) ainsi que le crochet de déformation observé dans les polymères amorphes vitreux. Cependant, il reste un modèle semi-phénoménologique.

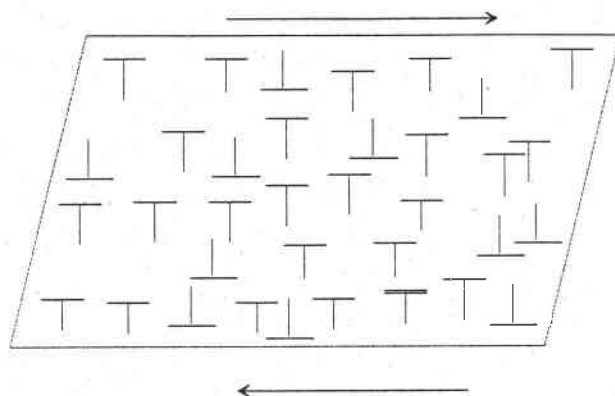


Figure I.18 : Représentation schématisée du modèle de G'sell.

I.4.7 Modèle de Perez

Le modèle de Perez a été développé initialement afin de représenter le comportement des polymères amorphes aux faibles déformations. Il a été étendu par la suite pour rendre compte du comportement non linéaire observé aux grandes déformations (Cavaillé, 87, Perez, 88, Mangion, 92). La non linéarité du comportement est décrite par l'évolution de la microstructure avec la déformation, et par l'activation mécanique des mouvements β précurseurs des mouvements anélastique et plastique associés à la relaxation α . Ce modèle repose sur trois hypothèses, (figure I.19).

1. La matière amorphe est considérée comme un arrangement désordonné d'unités structurales. Ainsi, il existe des sites présentant un excès d'enthalpie et d'entropie, qualifiés de défauts quasi-ponctuels, dans lesquels la mobilité moléculaire est supérieure à celle du matériau. Ces défauts sont répartis avec une concentration ρ_d ,
2. L'application d'une contrainte de cisaillement conduit à la formation de micro-domaines cisailés (MDS) qui s'étendent et coalescent si la contrainte est suffisamment lente. La ligne bordant un MDS peut être considérée comme une boucle de dislocation de Somigliana (vecteur de cisaillement variable). La déformation non élastique résulte alors de la nucléation et de la croissance de ces micro-domaines cisailés dans les sites où la mobilité moléculaire est élevée.

Cette déformation non élastique est recouvrable dans une échelle de temps court. La coalescence des micro-domaines crée une déformation viscoplastique recouvrable par un traitement à une température supérieure à la température de transition vitreuse T_g .

3. L'extension des micro-domaines cisailés se fait avec des mouvements moléculaires hiérarchiquement corrélés. Par conséquent, les processus anélastiques s'étendent sur une échelle de temps comprise entre le temps caractéristique du mouvement moléculaire élémentaire, assimilé à t_β , et le temps maximum mis par une unité structurale pour se translater d'une distance égale à sa longueur définie par :

$$t_{\text{mol}} = t_0 \left(\frac{t_\beta}{t_0} \right)^{\frac{1}{\chi}} \quad (\text{I.39})$$

t_0 est un paramètre d'échelle des temps moléculaires. χ exprime l'intensité des effets de corrélation. Elle est comprise entre 0 et 1, ($0 < \chi < 1$).

Le temps caractéristique de la relaxation β suit la loi d'Arrhénius. Cependant lorsque la contrainte appliquée est élevée, le comportement devient non linéaire. Le processus de relaxation β est assisté par la contrainte.

$$t_\beta(\sigma) = t_{0\beta} \exp \left(\frac{\Delta G_\beta \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{\frac{3}{2}}}{kT} \right) \quad (\text{I.40})$$

σ_0 est la contrainte à 0 K qui permettrait de franchir la barrière énergétique conduisant à l'écoulement de la plasticité.

Pour $t < t_\beta$ la réponse est purement élastique,

pour $t_\beta < t < t_{\text{mol}}$ la réponse est composée d'une partie anélastique,

pour $t > t_{\text{mol}}$ la réponse est complétée par une composante viscoplastique.

Cette théorie a été appliquée avec succès pour décrire les essais mécaniques à la fois aux faibles et aux grandes déformations, et permet de rendre compte du fluage non linéaire, de la relaxation et l'anti-relaxation des contraintes (Ouali, 93, Perez, 94, Quinson, 95).

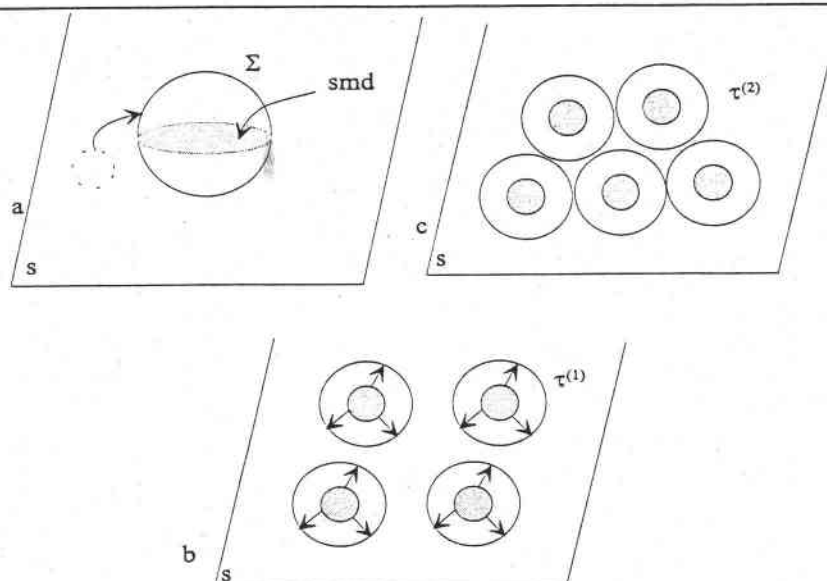


Figure I.19 : Représentation schématique du modèle de Perez.

I.5 Conclusion

A travers cette étude bibliographique, nous avons essayé d'aborder tous les points concernant le comportement mécanique des polymères amorphes à l'état solide, à savoir du comportement microscopique (aspect et mobilité moléculaires) jusqu'à la phase ultime (instabilité et endommagement des matériaux). Ainsi, cette étude nous a permis de bien comprendre le comportement de ces matériaux :

- tout d'abord, du point de vue microscopique, ces matériaux dépendent de l'histoire thermique, notamment le vieillissement physique, qui a une influence importante sur les propriétés physiques, tels que le volume spécifique, la température de relaxation secondaire T_β etc...
- le comportement de ces matériaux dépend de la température, de la vitesse de déformation, de la pression hydrostatique et également de l'histoire de chargement, ainsi que du mode de chargement,
- deux mécanismes physiques principaux agissent sur la déformation plastique des polymères : ce sont les mécanismes de mode α et de mode β ,
- on distingue deux démarches principales utilisées pour modéliser le comportement plastique des polymères. La première privilégie le caractère intramoléculaire. La deuxième envisage la nucléation de germes de plasticité par analogie avec les concepts de dislocation,
- le modèle de Perez constitue, à notre avis, un aboutissement très intéressant pour les travaux antérieurs car à partir d'une description microscopique de l'état amorphe, il rend compte du

comportement macroscopique global de la déformation plastique. Cependant, quelques améliorations sont à prévoir, celles-ci consistent à réduire le nombre de paramètres intervenant dans le modèle, et à étendre ce dernier aux grandes vitesses de sollicitation.

- en plus des modèles physiques évoqués dans ce chapitre, il existe des modèles rhéologiques basés sur le principe de superposition de Boltzman. Ces modèles n'étant pas évoqués dans ce chapitre restent largement étudiés et permettent de reproduire le comportement élastoviscoplastique de plusieurs polymères (Hamdy, 81).

Par ailleurs, le comportement des polymères présente trois particularités importantes : à savoir un adoucissement "thermique" lié à l'amorçage de la plasticité, suivi d'un durcissement qui peut être qualitativement corrélé à l'anisotropie du matériau, puis l'auto-échauffement présent même pour des vitesses de déformation faibles. Tout cela est synonyme d'un comportement complexe et difficile à appréhender notamment dans la détermination d'une loi de comportement pertinente pour ces matériaux d'où l'importance et l'intérêt de beaucoup d'efforts qu'il faudra investir dans ce domaine. En particulier, en ce qui concerne des techniques expérimentales bien développées, des analyses microstructurales et ensuite, des simulations numériques qui tiennent compte à la fois des phénomènes observés et les caractéristiques du matériau, notamment les caractéristiques thermiques.

CHAPITRE II

CONDITIONS ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Chapitre II

Conditions et techniques expérimentales

II.1 Introduction

Les moyens techniques expérimentaux mis en œuvre pour la caractérisation mécanique des matériaux sont très variés. Le choix de ces moyens n'est pas fortuit mais cible des objectifs bien précis, selon les besoins des industriels que ce soit dans le domaine civil ou militaire. Ces techniques peuvent se diviser en deux grandes catégories :

1. des techniques utilisant les machines hydrauliques permettant des sollicitations à des vitesses de déformation faibles et moyennes ;
2. des techniques basées sur le dispositif des barres d'Hopkinson (ou barres de Kolsky, 49) pour atteindre des vitesses de déformation très élevées.

Pour ce qui concerne la deuxième catégorie, ces techniques sont très diversifiées et peuvent être classées selon trois versions les plus couramment utilisées à savoir : la compression, la traction et la torsion.

Dans la présente étude, nous n'allons pas passer en revue toutes les techniques énoncées dans la littérature, mais nous nous limiterons plus particulièrement à la compression et au double cisaillement (Klepaczko, 94) : ce sont ces deux techniques expérimentales qui ont été utilisées pour notre étude.

La présentation du matériau, les méthodes d'essais et le principe de mesure font l'objet de la description dans ce chapitre.

II.2 Présentation du Matériau

Le matériau étudié est un thermoplastique amorphe vitreux et transparent : le polycarbonate de bisphénol A (PC). Il est produit par BAYER et commercialisé sous le nom de **MAKROLON 3200**. Ce polycarbonate nous a été fourni par le Centre Technique d'Arcueil : C. T. A (Monsieur Bernard Vivien), sous forme de plaque d'épaisseur de 10 mm, dans le cadre du GDR 972 "Impact Matériaux".

La figure II.1 représente la structure du monomère. La chaîne principale présente à la fois un caractère rigide dû à la présence des groupes de phényle, et un caractère flexible dû aux simples liaisons (rotation libre) sur le squelette et à l'absence de radicaux latéraux encombrants. La masse moléculaire d'un monomère est de 254 g/mol.

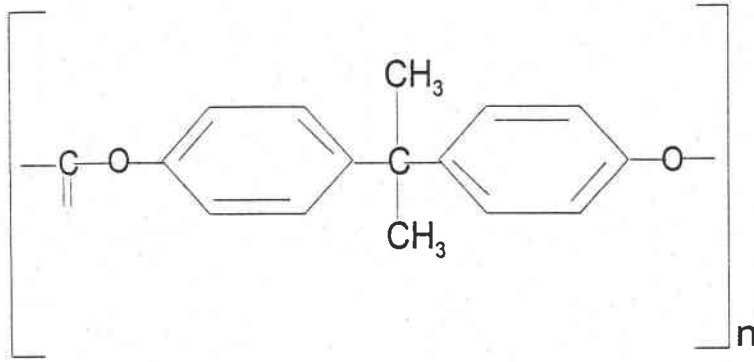


Figure II.1 : Structure chimique du polycarbonate de bisphénol A.

Ce polymère est produit par la phosphogénéation du bisphénol A qui donne la structure linéaire des macromolécules. Il peut être considéré comme un polyester linéaire de l'acide carbonique. Il n'est pas réticulé.

Une analyse par chromatographie d'exclusion stérique, réalisée au Laboratoire Matériau-Macromoléculaire et Composite à l'INSA de Lyon, indique des masses moléculaires moyennes en nombre (M_n) et en poids (M_w) de 31207 g/mol et 79271 g/mol respectivement. L'indice de polymolécularité (M_w / M_n) est égal à 1.85 (Bisilliat, 97).

Ce polycarbonate présente des propriétés physiques et mécaniques exceptionnelles (tableau II.1), notamment une température de transition vitreuse élevée $T_g=423K$, une forte résistance au choc, une bonne tenue thermique et une excellente transparence dans le domaine vitreux $T=90\%$.

Ces propriétés en font un matériau de choix pour la réalisation de vitrage de sécurité, de matériel de protection (casques, visières, pare-brise, bouclier, etc...). Il est aussi employé dans les domaines de l'alimentaire et de l'électroménager (biberons, robots ménagers,...), etc...

Densité	1.2 g/cm ³
Chaleur spécifique	1.170 kJkg ⁻¹ K ⁻¹
T_g	150 °C
Coefficient de Poisson	0.38
Module de Young	2300 MPa
Conductivité thermique	0.2 Wm ⁻¹ K ⁻¹

Tableau II.1 : Propriétés physiques du polycarbonate MAKROLON.

II.3 Dispositifs expérimentaux

II.3.1 Compression

II.3.1.1 Essais quasi-statiques

Les essais quasi-statiques ont été réalisés par le biais de la machine hydraulique universelle Zwick-REL (L.P.M.M). Cette machine peut être décomposée en deux sous-ensembles. Une partie hydromécanique et une partie commandes et mesures (figure II.2a).

II.3.1.1.1 Partie hydromécanique

La partie hydromécanique est composée d'un premier bloc purement mécanique équipé de deux vérins hydrauliques indépendants : le premier permet de réaliser les essais de compression et de traction, il se déplace avec une vitesse maximale de 10 m/s et peut délivrer une force maximale de 100 kN, tandis que le deuxième réalise les essais de torsion. Ce dernier fournit un couple de 150 Nm pour un angle de rotation maximal de 100 ° et une vitesse de rotation de 2000 °/s. Le deuxième bloc est constitué d'un groupe hydraulique d'une puissance de 20 kW fournissant une pression de 260 bars et un débit de 200 l/min à une température de 60 °C. Le système est refroidi par un circuit d'eau glacée.

II.3.1.1.2 Partie commandes et mesures

La partie de commande comprend deux générateurs qui prévoit les trois possibilités de commandes : traction, compression et torsion. Le principe de chargement de l'éprouvette et de l'enregistrement des déplacements et des forces sont schématisés par la figure II.2b.

L'éprouvette est placée entre les deux vérins dont l'un est fixe et le deuxième est mobile. Ensuite, on impose la vitesse de déplacement du vérin mobile en choisissant, sur le bloc de commande, le parcours maximal désiré et la période de l'essai.

Le déplacement du vérin mobile est mesuré par un système de mesures, développé au LPMM, formé par deux capteurs de déplacement du type LVDT (Linear Variable Differential Transducer). Ceux-ci sont montés en parallèle avec l'éprouvette, et placés symétriquement sur la rallonge de la traverse fixe, de façon à mesurer le plus précisément possible le déplacement du vérin mobile $\delta(t)$. Celui-ci est relatif à la déformation de l'éprouvette. Quant à la force appliquée par la machine $F(t)$, elle est mesurée par un capteur de force incorporé à la machine et qui est monté en série avec l'éprouvette.

L'ensemble de la machine est relié à une chaîne d'appareils électronique et informatique permettant la visualisation, en temps réel, de l'évolution des signaux de déplacements et de forces en fonction de temps, ainsi que de l'enregistrement sous format numérique de ces derniers.

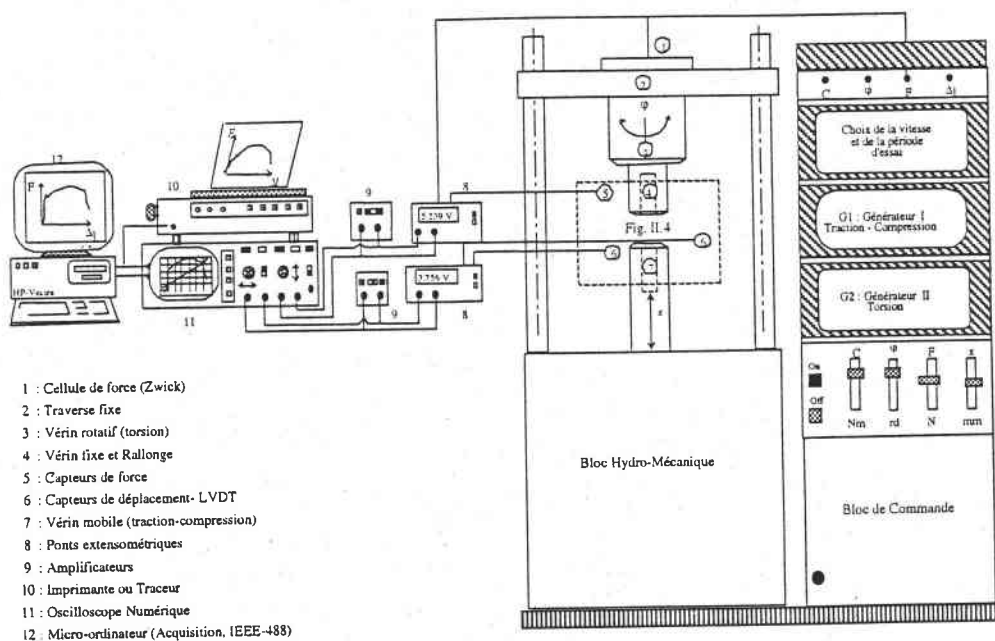


Figure II.2a : Schéma de l'ensemble machine hydraulique-Appareillage de mesure et de visualisation des signaux .

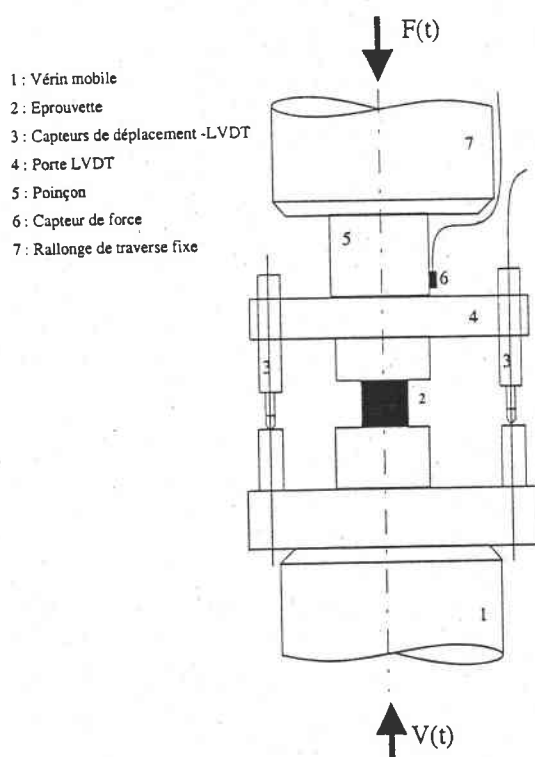


Figure II.2b : Schéma du montage conçu pour les essais en compression sur la machine hydraulique.

II.3.1.2 Essais dynamiques

Aux grandes vitesses de déformation, la technique la plus utilisée pour l'étude des propriétés dynamiques des matériaux est celle basée sur le dispositif en barres d'Hopkinson "Split Hopkinson Pressure Bar" (SHPB). Cette méthode développée au départ par Kolsky (Kolsky, 49) connaîtra par la suite plusieurs améliorations, (Lindholm, 64), etc... (voir Annexe 1). Son principe repose sur la théorie de la propagation des ondes élastiques dans les barres et permet d'obtenir des vitesses de déformation comprises entre 10^2s^{-1} et $5 \times 10^3 \text{s}^{-1}$.

II.3.1.2.1 Dispositif en barre d'Hopkinson utilisé

Le montage utilisé dans notre étude est illustré sur la figure II.3. Il est constitué de deux barres élastiques dites incidente et transmettrice (respectivement d'entrée et de sortie), de même diamètre ($\Phi=20 \text{ mm}$) et parfaitement alignées, entre lesquelles l'échantillon est pris en sandwich. Le projectile, de longueur L_p , propulsé à l'aide d'un canon à air comprimé vient frapper l'extrémité libre de la barre incidente engendrant ainsi une onde de compression élastique longitudinale qui se propage vers l'échantillon suivant le diagramme de marche illustré sur la figure II.4. En raison de la différence d'impédance entre la barre incidente et l'échantillon, seule une partie du signal de l'onde est transmise à travers l'échantillon dans la barre transmettrice, l'autre étant réfléchi en une onde de traction. Au moyen des jauges de déformation collées sur les barres à égale distance de l'échantillon, il est possible de déterminer les déformations des barres d'entrée et de sortie dues respectivement aux signaux des ondes incidentes, réfléchies et transmises. Ces signaux sont ensuite amplifiés, enregistrés dans un oscilloscope numérique puis stockés sur un micro-ordinateur PC.

La vitesse d'impact est mesurée grâce à un système de mesure, constitué de trois sources de lumières-photodiodes placées sur l'extrémité libre du tube du canon. Les intervalles de temps Δt_{12} et Δt_{23} sont mesurés par des compteurs de temps. On peut ainsi déterminer l'accélération (ou la décélération) du projectile après avoir parcouru une distance d'environ 2.5 m dans le tube du canon. Connaissant la distance entre l'échantillon et le dernier point de mesure, on peut calculer avec précision la vitesse du projectile au point d'impact.

Deux projectiles de longueurs différentes ont été utilisés. Le premier de longueur 400 mm pour une vitesse de déformation de 10^3s^{-1} . Le deuxième de longueur 300 mm pour une vitesse de déformation de $5 \times 10^3 \text{s}^{-1}$.

Une fois l'essai réalisé, les signaux produits par les ondes incidentes, réfléchies et transmises seront traités à l'aide du logiciel **DAVID** "Dépouillement Automatique et Visualisation pour compression Dynamique" (Gary, Klepaczko et Zhao, 91), qui permet de calculer à tout instant la vitesse de déformation, la déformation et la contrainte au sein de l'échantillon.

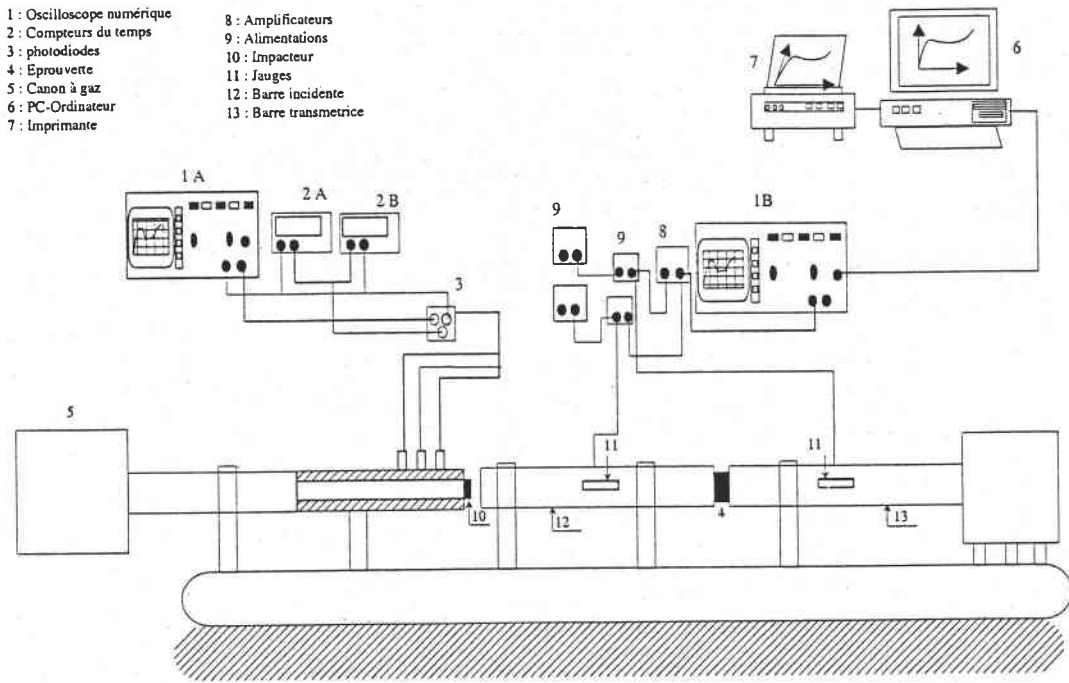


Figure II.3 Montage des barres d'Hopkinson en compression utilisé dans cette étude.

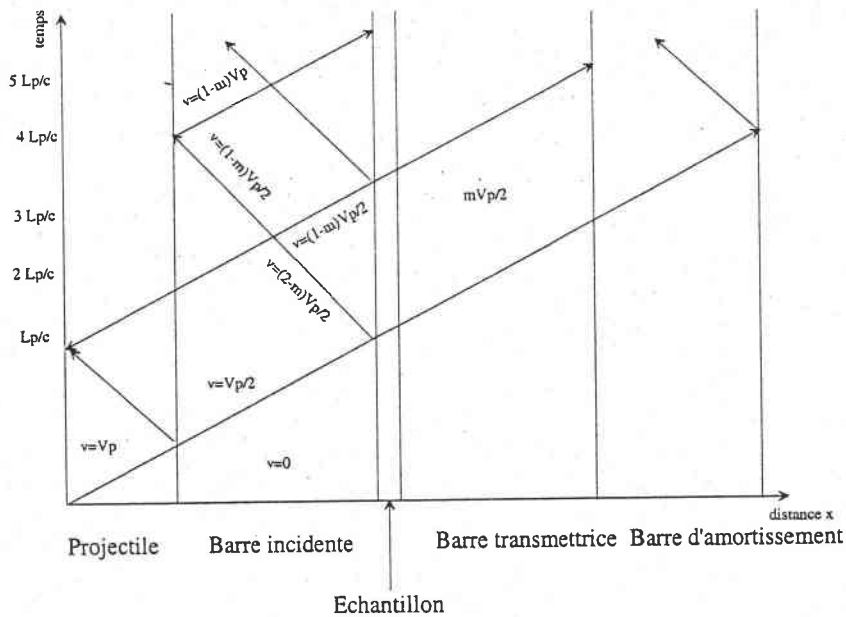


Figure II.4 : Diagramme de Lagrange.

II.3.1.2.2 Analyse des signaux des jauges

Une fois les différentes ondes enregistrées, nous pouvons alors calculer les valeurs moyennes de la déformation, de la vitesse de déformation et de la contrainte en fonction du temps dans l'éprouvette.

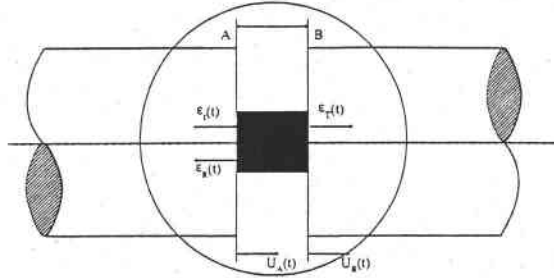


Figure II.5 : Schéma simplifié montrant la méthode de dépouillement.

Le déplacement $U_A(t)$ sur la face de la barre incidente, à l'interface avec l'éprouvette est la résultante de deux ondes superposées se déplaçant vers les x positifs ($\epsilon_I(t)$) et les x négatifs ($\epsilon_R(t)$) (figure II.5).

$$U_A(t) = U_I(t) + U_R(t) \quad (\text{II.1})$$

A l'aide de la théorie de la propagation des ondes élastiques (Kolsky, 49), on peut démontrer que :

$$U(t) = C_0 \int_0^t \epsilon(\theta) d\theta \quad (\text{II.2})$$

où C_0 est la célérité de propagation des ondes élastiques dans la barre, définie par : $C_0 = \sqrt{E_b/\rho}$, avec E_b le module de Young, et ρ la masse volumique des barres d'Hopkinson.

Alors :

$$U_A(t) = C_0 \int_0^t [\epsilon_I(\theta) - \epsilon_R(\theta)] d\theta \quad (\text{II.3})$$

De même, le déplacement $U_B(t)$ sur la face de la barre de transmission est obtenu à partir de la déformation transmise $\epsilon_T(t)$ se propageant vers les x positifs.

$$U_B(t) = C_0 \int_0^t \epsilon_T(\theta) d\theta \quad (\text{II.4})$$

La force F_A , agissant sur la face d'échantillon en contact avec la barre incidente, s'écrit :

$$F_A(t) = E_b A_b [\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t)] \quad (II.5)$$

La force F_B , agissant sur la surface en contact avec la barre de transmission, est donnée par :

$$F_B(t) = E_b A_b \varepsilon_T(t) \quad (II.6)$$

où E_b , et A_b sont respectivement le module de Young et la section des barres d'Hopkinson.

Connaissant les déplacements à ces interfaces, la déformation nominale moyenne dans l'éprouvette est donnée par :

$$\varepsilon_{ep}(t) = \frac{U_A(t) - U_B(t)}{l_0} \quad (II.7)$$

où l_0 est la longueur initiale de l'éprouvette.

En utilisant les relations (II.3) et (II.4), la déformation moyenne dans l'éprouvette sera écrite :

$$\varepsilon_{ep}(t) = \frac{C_0}{l_0} \int_0^t [\varepsilon_I(\theta) - \varepsilon_R(\theta) - \varepsilon_T(\theta)] d\theta \quad (II.8)$$

Il suffit de dériver cette expression par rapport au temps pour obtenir la vitesse moyenne de déformation :

$$\dot{\varepsilon}_{ep}(t) = \frac{C_0}{l_0} [\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) - \varepsilon_T(t)] \quad (II.9)$$

La contrainte moyenne dans l'éprouvette est donnée par la demi-somme des forces agissant sur les deux interfaces :

$$\sigma_{ep}(t) = \frac{F_A(t) + F_B(t)}{2A_{ep0}} \quad (II.10)$$

A_{ep0} étant la section initiale de l'éprouvette.

En combinant les relations (II.5) et (II.6), la contrainte moyenne dans l'éprouvette devient :

$$\sigma_{ep}(t) = \frac{E_b A_b}{2A_{ep0}} [\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) + \varepsilon_T(t)] \quad (II.11)$$

On considère que l'éprouvette est courte pour appliquer l'hypothèse d'équilibre des forces aux deux interfaces, ce qui a pour conséquence d'après (II.5) et (II.6) :

$$\varepsilon_R(t) + \varepsilon_I(t) = \varepsilon_T(t) \quad (II.12)$$

En substituant la relation (II.12) dans les expressions (II.8), (II.9) et (II.11), elles deviennent respectivement égales à :

$$\varepsilon_{ep}(t) = \frac{-2C_0}{l_0} \int_0^t \varepsilon_R(\theta) d\theta \quad (II.13)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ep}(t) = \frac{-2C_0}{l_0} \varepsilon_R(t) \quad (II.14)$$

$$\sigma_{ep}(t) = E_b \left[\frac{A_b}{A_{ep0}} \right] \varepsilon_T(t) \quad (II.15)$$

La simplicité de la technique des barres d'Hopkinson en compression, appelées aussi barres de Kolsky, fait d'elle l'une des techniques les plus utilisées aujourd'hui. Cependant cette technique présente deux séries d'inconvénients dès que la vitesse de déformation est supérieure à 10^3s^{-1} . La première source d'inconvénient est le temps de montée de l'onde incidente qui est de l'ordre de $20 \mu\text{s}$ à $30 \mu\text{s}$ pour un diamètre de 20mm d'une barre standard. Ainsi, la vitesse de déformation pendant les oscillations ne peut pas être considérée comme constante. Le deuxième type d'inconvénient est la limitation des déformations maximales. En effet pour une éprouvette courte, la déformation est limitée par les frottements et l'inertie radiale, il s'ajoute à cela les oscillations de Pochhammer-Chree des barres d'Hopkinson (Davies, 48) qui rendent plus difficile l'interprétation des essais de compression.

II.3.2 Le double cisaillement

Le double cisaillement est, parmi les méthodes expérimentales, la plus prometteuse pour la caractérisation mécanique des matériaux sollicités en dynamique. Cette méthode a été introduite par Ferguson et al. (Ferguson, 67), pour étudier la plasticité dynamique des monocristaux, en utilisant pour la première fois l'éprouvette du double cisaillement à double entaille (figure III.7a).

Par la suite Campbell et Ferguson (Campbell, 70) ont utilisé une telle éprouvette dont la longueur utile est de 0.84mm , dans le but d'étudier la dépendance de la contrainte d'écoulement des aciers doux en température et en vitesse de déformation. Le système de chargement utilisé est composé d'une barre incidente et d'un tube transmetteur d'Hopkinson. Dans cette méthode, la vitesse de déformation maximale atteinte dépasse 10^4s^{-1} .

Toutefois, ce montage présente deux principaux inconvénients. Le premier est dû au faible temps de montée de l'onde incidente dans la barre incidente qui est souvent de l'ordre de $20 \mu\text{s}$ à $30 \mu\text{s}$. Tandis que le deuxième est dû à la petite longueur utile de l'éprouvette du double cisaillement. Ce qui a pour conséquent d'imposer des déformations relativement larges dans les coins de l'entaille,

et conduit à un cisaillement non uniforme ainsi qu'à une concentration de la déformation plastique dans les appuis de l'éprouvette.

En effet, l'influence des dimensions des entailles de l'éprouvette du double cisaillement utilisée par (Campbell, 70) a été analysée par Ruiz et al. (Ruiz, 88, Ruiz, 91). Les étapes initiales de déformation de l'éprouvette ont été étudiées dans (Ruiz, 88) en utilisant la méthode expérimentale de la photoélasticité dynamique et une analyse numérique par un code de calcul ABAQUS. Ce qui a montré que dans la région des petites déformations, la distribution des contraintes de cisaillement dans la zone de cisaillement ne doit pas beaucoup varier, mais les concentrations de contraintes dans les coins de l'entaille carrée de largeur 0.84 mm sont élevées. Lors des déformations plastiques, elles ont également été analysées (Ruiz, 91). Cette étude montre que la non-uniformité des déformations plastiques dans les sections transversales de l'entaille et dans les supports sont aussi très élevées. Toutefois, une tentative faite par (Ruiz, 91) pour calibrer cette éprouvette de double cisaillement par la méthode des éléments finis ABAQUS montre que les facteurs de calibration de contrainte et la déformation ne sont pas constants.

Récemment, Klepaczko (Klepaczko, 94) a développé une nouvelle technique expérimentale, basée sur l'éprouvette du double cisaillement modifiée (voir paragraphe suivant), appelée aussi technique d'impact direct. Cette méthode combine plusieurs avantages des différents montages utilisés en dynamique, tels que la compression, la traction, la torsion etc.... En effet, elle donne plus de flexibilité dans la programmation de la vitesse de cisaillement nominale. Le temps de montée présent dans le cas de la configuration barre-tube est pratiquement éliminé et elle permet d'avoir une large gamme de vitesses de déformation nominales $10^3 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^5 \text{ s}^{-1}$, pour des vitesses d'impact comprises entre $2 \text{ m/s} < V_i < 200 \text{ m/s}$. Cette méthode apparaît donc tout à fait efficace et flexible pour tester les matériaux à grande vitesse de déformation comme pour l'étude des bandes de cisaillement adiabatique.

II.3.2.1 Essais dynamiques

II.3.2.1.1 Dispositif expérimental

Le montage utilisé a été conçu au LPMM par (Klepaczko, 94). Ce montage (figure II.6) consiste en un impact direct du projectile plat sur l'éprouvette du double cisaillement modifiée (MDS : Modified Double Shear geometry). Le principe de cette technique est relativement simple : après avoir fixé l'éprouvette sur le tube de sortie, par l'intermédiaire d'un bouchon en acier 35NCD traité thermiquement, un projectile à fond plat de diamètre $d_p = 10 \text{ mm}$ est lancé par un canon à gaz à la vitesse désirée V_i ($1 < V_i < 100 \text{ m/s}$). A l'arrivée du projectile sur l'éprouvette de double cisaillement, le déplacement axial $U_x(t)$ de la partie centrale de celle-ci est mesuré en fonction du temps par un extensomètre optique (type Zimmer OHG 200), agissant comme une jauge de déplacement sans contact. L'extensomètre optique réagit au mouvement axial des petites cibles

blanches et noires implémentées à la partie centrale de l'éprouvette du double cisaillement. La force axiale, transmise par les supports symétriques de l'éprouvette, peut être déterminée en fonction du temps à partir de l'onde longitudinale transmise mesurée par des jauges de déformation collées parallèlement à l'axe de sollicitation sur le tube de sortie. Tous les signaux électriques sont amplifiés, puis ensuite enregistrés par l'oscilloscope digital et stockés sur le disque dur d'un micro-ordinateur. De plus, une copie des signaux enregistrés peut être produite avec un enregistreur ou une imprimante.

Le système de mesure de vitesse d'impact qu'on a adopté est le même que celui utilisé pour la compression dynamique (voir paragraphe II.3).

Un autre paramètre important est la longueur du projectile L_p . Pour éviter les vibrations de l'éprouvette, il est souhaitable d'atteindre le temps de rupture t_r pendant le premier cycle de la propagation de l'onde élastique dans le projectile. Si la vitesse de déformation nominale est choisie et la contrainte critique de cisaillement est estimée, la longueur du projectile L_p qui assure le contact avec l'éprouvette jusqu'à la rupture est donnée par : $L_p = \frac{\gamma_{cr}}{2\dot{\gamma}} C_0$.

Par exemple, pour une déformation critique γ_{cr} égale à 1.0 et une vitesse de déformation nominale $\dot{\gamma}_n$ égale à 5.10^4 s^{-1} , la longueur du projectile L_p peut être réduit à 50 mm. Mais, pour une vitesse de déformation nominale $\dot{\gamma}_n$ égale à 10^3 s^{-1} , la longueur du projectile L_p doit être égale à 2500 mm. On remarque que pour des vitesses de déformations faibles, il est impossible de déformer et fracturer l'échantillon pendant le temps de contact $t_c = \frac{2L_p}{C_0}$. Il est donc important d'utiliser des longueurs de projectile très grandes.

Dans notre cas, pour deux vitesses de déformation nominales égales à $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $1.6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, les longueurs de projectiles sont respectivement égales à 300 et 200 mm, ce qui correspondaient à des déformations respectivement égales à 0.6 et 1.3 ($C_0 = 4.733 \text{ mm}/\mu\text{s}$).

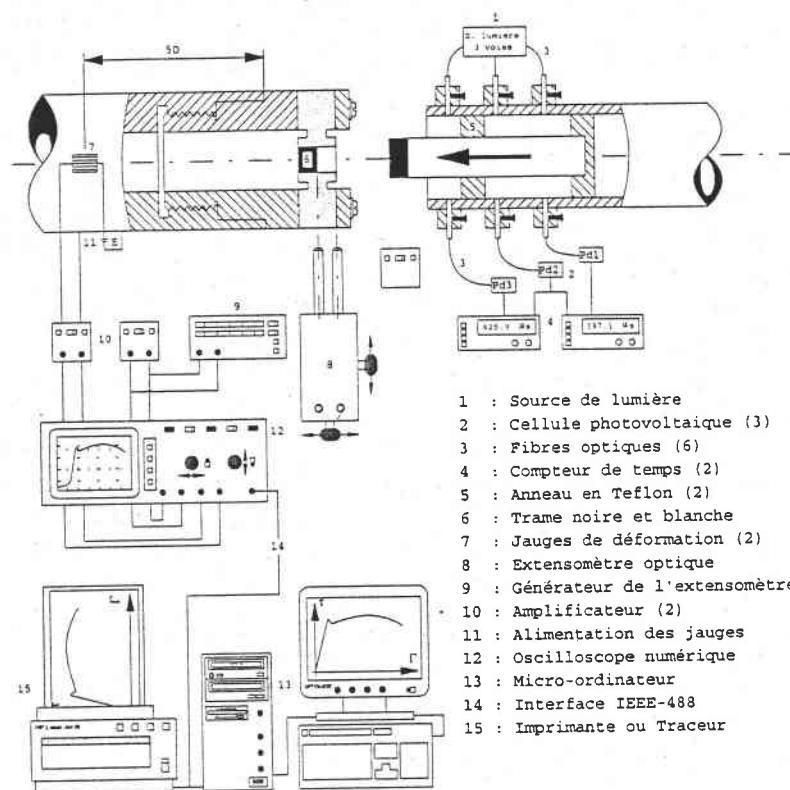


Figure II.6 : Schéma du dispositif de double cisaillement par impact direct.

II.3.2.1.2 Géométrie de l'éprouvette

Bien que l'essai du double cisaillement soit un bon essai pour l'étude dynamique des matériaux à grande vitesse de déformation, la géométrie de l'éprouvette quant à elle, joue un rôle très important dans l'efficacité de la technique et la validité des résultats. Donc l'amélioration de la géométrie de l'éprouvette est très importante pour optimiser les résultats obtenus par la méthode du double cisaillement.

Dans notre étude, la géométrie de l'éprouvette a été définie suite à des travaux antérieurs dans ce laboratoire (Rezaig, 94), (Klepaczko, 94), illustrée sur la figure II.7b. Celle-ci présente deux caractéristiques principales. D'une part, une longueur utile plus grande, $h=2$ mm, ce qui réduit fortement les concentrations de contraintes aux bords de l'entaille. D'autre part, les parties extérieures étant plus longues (10 mm de largeur), ce qui permet une meilleure fixation au tube transmetteur, par conséquent, éviter tout mode de flexion ou de rotation. En d'autres termes, satisfaire l'hypothèse d'un cisaillement pur.

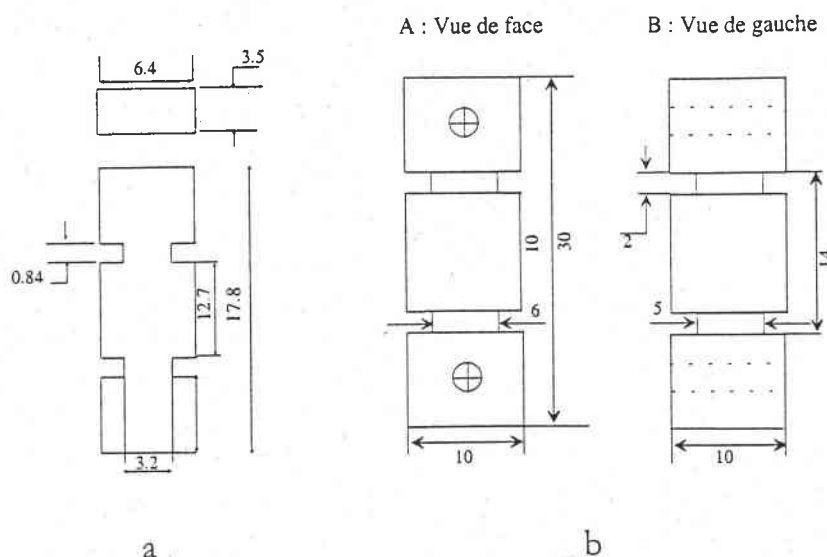


Figure II.7 : Géométrie de l'éprouvette de double cisaillement utilisée dans le cadre de ce travail.

II.3.2.1.3 Dépouillement des essais dynamiques

Dans le cas des essais de compression (SHPB), la déformation et la contrainte de l'éprouvette sont déterminées par les ondes incidentes et réfléchies. Par contre, dans le cas du double cisaillement, elles sont calculées à partir du déplacement de la partie centrale de l'éprouvette qui est mesuré à l'aide d'un extensomètre optique sans contact et par le signal de l'onde transmise dans le tube d'Hopkinson grâce à une jauge de déformation collée sur ce dernier.

Le déplacement axial U_{ep} imposé à l'éprouvette par l'impact du projectile est obtenu à l'aide de la relation suivante :

$$U_{ep}(t) = U_A(t) - U_{rub}(t) \quad (II.17)$$

où U_A est le déplacement axial de la partie centrale de l'éprouvette du double cisaillement mesuré par l'extensomètre optique, U_{rub} est le déplacement du tube d'Hopkinson, ce dernier peut être exprimé par :

$$U_{rub}(t) = C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\theta) d\theta \quad (II.18)$$

où ε_T est le signal transmis dans le tube d'Hopkinson mesuré par la jauge fixée sur la surface du tube de sortie à une distance de $5D$, où D est le diamètre extérieur du tube d'Hopkinson.

Si l'on note que h est la longueur de la partie cisailée de l'échantillon, la déformation nominale moyenne s'écrit :

$$\Gamma(t) = \frac{1}{h} \left[U_A(t) - C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\theta) d\theta \right] \quad (\text{II.19})$$

Par conséquent, la vitesse de déformation nominale est obtenue par dérivation par rapport au temps de (II.19) :

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{h} \left[\frac{dU_A(t)}{dt} - C_0 \varepsilon_T(t) \right] \quad (\text{II.20})$$

La force axiale transmise par le support de l'échantillon au tube d'Hopkinson est calculée à partir du signal de l'onde transmise dans le tube :

$$F(t) = E_{\text{tub}} A_{\text{tub}} \varepsilon_T(t) \quad (\text{II.21})$$

où E_{tub} et A_{tub} sont respectivement le module de Young et la section du tube, celle-ci étant définie par :

$$A_{\text{tub}} = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \quad (\text{II.22})$$

où D et d sont respectivement les diamètres externe et interne du tube d'Hopkinson avec des valeurs respectivement égales à 32.3 mm et 14.2 mm. La contrainte de cisaillement moyenne peut être déterminée à partir de :

$$\tau(t) = \frac{F(t)}{2A_{\text{ep}}} \quad (\text{II.23})$$

où $A_{\text{ep}} = ab$ est la section de l'une des parties actives de l'éprouvette du double cisaillement.

En utilisant, les expressions (II.21), (II.22), la relation (II.23) devient alors :

$$\tau(t) = \frac{\pi(D^2 - d^2)E_{\text{tub}}}{8ab} \varepsilon_T(t) \quad (\text{II.24})$$

Ainsi, la contrainte de cisaillement est proportionnelle au signal courant de l'onde longitudinale transmise $\varepsilon_T(t)$. Toutes ces relations sont obtenues en utilisant la théorie élémentaire des ondes élastiques longitudinales.

II.3.2.1.4 Principe de mesure

Le signal de sortie $V_d(t)$ de l'extensomètre optique, après son étalonnage, permet de remonter au déplacement axial de la partie centrale de l'éprouvette du double cisaillement, en effet :

$$U_A(t) = k_d V_d(t) \quad (\text{II.25})$$

où k_d est le facteur de calibration du déplacement ($k_d = 0.35 \text{ mm/V}$).

Après amplification, le signal de la jauge est mesuré, $V_F(t)$ s'exprime en fonction du signal de l'onde transmise $\varepsilon_T(t)$ par :

$$V_F(t) = k_F \varepsilon_T(t) \quad (\text{II.26})$$

où k_F est un facteur de calibration (alimentation+gain) des jauges ($k_F = 9903.1 \text{ V}$).

En tenant compte de l'expression (II.26), la force $F(t)$ (II.21) s'écrira alors :

$$F(t) = \frac{A_{\text{tub}} E_{\text{tub}}}{k_F} V_F(t) \quad (\text{II.27})$$

En utilisant les expressions (II.25) et (II.26), le déplacement réel (II.17) de l'échantillon s'exprimera donc :

$$U_{\text{ep}} = k_d V_d(t) - \frac{C_0}{k_F} \int_0^t V_F(\theta) d\theta \quad (\text{II.28})$$

Un exemple d'oscillogramme des signaux mesurés $V_d(t)$ et $V_F(t)$ est représenté sur la figure II.8, il est obtenu pour un essai réalisé à une vitesse d'impact égale à 10 m/s.

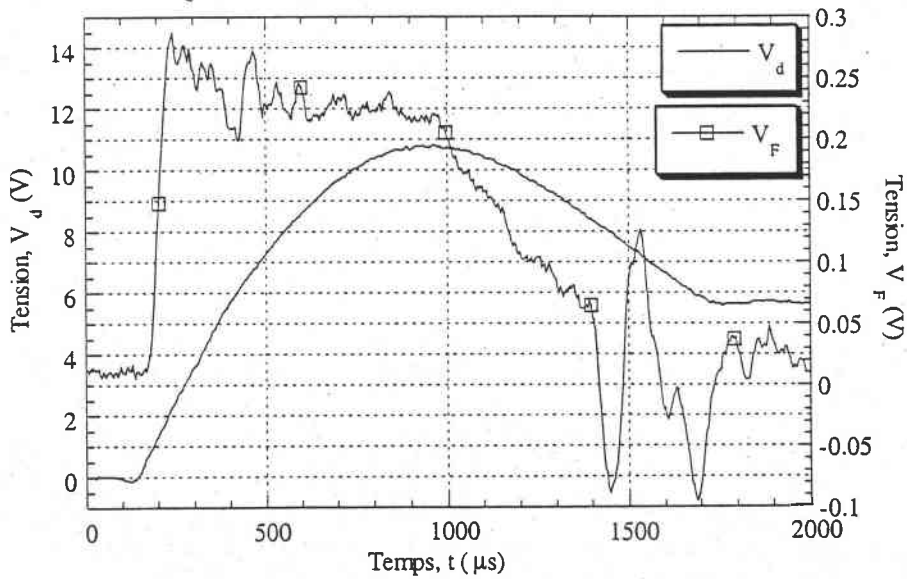


Figure II.8 : Oscillogramme représentant les signaux de déplacement et de la force mesurés lors d'un essai de double cisaillement réalisé à une vitesse d'impact de l'ordre de 10 m/s.

La déformation moyenne dans l'échantillon donnée par l'expression (II.19) s'exprimera en fonction des signaux $V_d(t)$ et $V_F(t)$, par :

$$\Gamma(t) = \frac{1}{h} \left[k_d V_d(t) - \frac{C_0}{k_F} \int_0^t V_F(\theta) d\theta \right] \quad (\text{II.29})$$

Par dérivation par rapport au temps de l'expression (II.29), la vitesse de déformation moyenne s'écrit :

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{h} \left[k_d \frac{dV_d(t)}{dt} - \frac{C_0}{k_F} V_F(t) \right] \quad (\text{II.30})$$

Finalement l'expression de la contrainte (II.24) devient :

$$\tau(t) = \frac{\pi(D^2 - d^2)E_{tub}}{8ab} \frac{V_F(t)}{k_F} \quad (\text{II.31})$$

II.3.2.2 Essais quasi-statiques

II.3.2.2.1 Description du montage utilisé

Dans le cas du double cisaillement en quasi-statique, les essais ont été réalisés sur la machine de traction-compression-torsion conventionnelle Zwick REL décrite précédemment, mais avec un montage propre à ce type d'essai (figure II.9).

II.3.2.2.2 Dépouillement des essais quasi-statiques

Le déplacement de l'échantillon dans le temps, est obtenu par une moyenne des déplacements mesurés par les deux LVDT :

$$U_{ep}(t) = \frac{U_1(t) + U_2(t)}{2} \quad (\text{II.32})$$

En divisant le déplacement par la longueur de l'entaille, la déformation sera donnée par :

$$\Gamma(t) = \frac{U_{ep}(t)}{h} \quad (\text{II.33})$$

Par dérivation par rapport au temps de (II.33), la vitesse de déformation s'écrit :

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{h} \frac{d}{dt} (U_{ep}(t)) \quad (\text{II.34})$$

Finalement, la contrainte est donnée, comme dans le cas dynamique, par la relation :

$$\tau(t) = \frac{F(t)}{2A_{ep}} \quad (\text{II.35})$$

où $A_{ep}=ab$ est la section de l'une des parties actives de l'échantillon du double cisaillement.

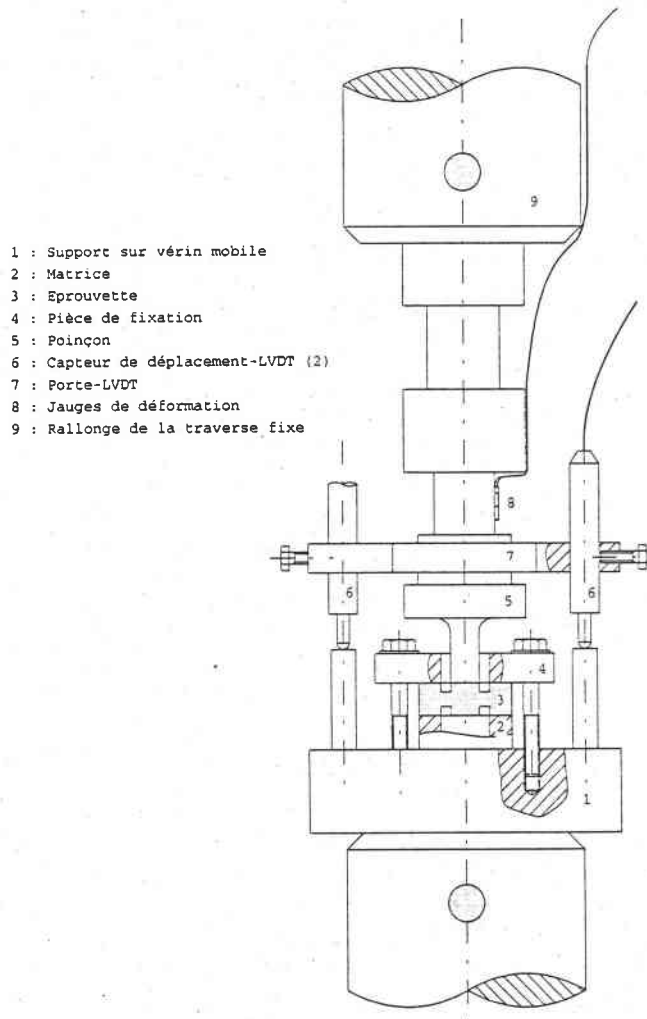


Figure II.9 : Schéma du montage conçu pour les essais de double cisaillement sur la machine hydraulique.

II.3.2.2.3 Principe de mesure

Une vis micrométrique a permis la détermination de la sensibilité des deux capteurs de déplacement LVDT : celle-ci s'exprime pour chacun des deux capteurs par les coefficients d'étalonnage k_{d1} et k_{d2} respectivement égal à 0.1762 mm/V et 0.1973 mm/V.

Les déplacements réels $U_1(t)$ et $U_2(t)$ des capteurs sont exprimés en fonction des tensions $V_{1t}(t)$ et $V_{2t}(t)$ fournies par le pont des jauges.

$$U_1(t) = k_{d1} V_{d1}(t) \quad (\text{II.36})$$

$$U_2(t) = k_{d2} V_{d2}(t) \quad (\text{II.37})$$

Les jauges extensométriques de déformation collées sur le poinçon, ont été étalonnées sur une machine de traction-compression hydraulique (Zwick-REL). Celle-ci permet de choisir, par affichage digital et avec une bonne précision, la valeur de la force appliquée. La force $F(t)$ appliquée à l'échantillon s'exprime en fonction de la tension du signal $V_F(t)$ fournie par le pont de jauges par :

$$F(t) = k_F V_F(t) \quad (\text{II.38})$$

où k_F est le coefficient d'étalonnage de la force égal à 11.2548 kN/V.

Un exemple des signaux $V_{d1}(t)$, $V_{d2}(t)$ et $V_F(t)$ mesurés, lors d'un essai du double cisaillement est illustrés sur la figure II.10.

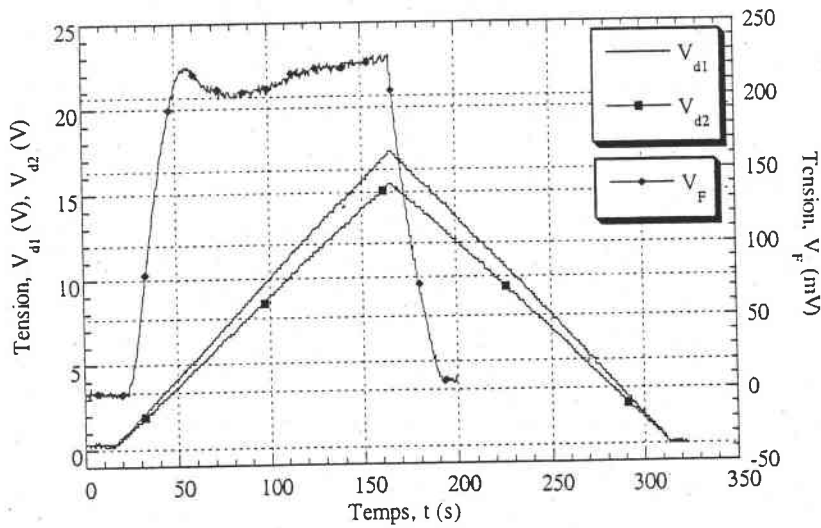


Figure II.10 : Oscillogramme représentant les signaux de déplacement et de la force mesurés lors d'un essai de double cisaillement réalisé à une vitesse nominale moyenne de l'ordre de $\dot{\Gamma} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

En substituant les expressions de (II.36), (II.37), dans (II.32), (II.33) et (II.34), on obtient :

$$U_{ep}(t) = \frac{\kappa_{d1} V_{d1}(t) + \kappa_{d2} V_{d2}(t)}{2} \quad (\text{II.39})$$

$$\Gamma(t) = \frac{k_{d1} V_{d1}(t) + k_{d2} V_{d2}(t)}{2h} \quad (\text{II.40})$$

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{2h} \left[k_{d1} \frac{dv_{d1}(t)}{dt} + k_{d2} \frac{dv_{d2}(t)}{dt} \right] \quad (\text{II.41})$$

En tenant compte de la relation (II.38), l'expression de la contrainte devient alors :

$$\tau(t) = \kappa_F \frac{V_F(t)}{2A_{ep}} \quad (\text{II.42})$$

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, sont présentées les conditions et les techniques expérimentales mises en œuvre pour la caractérisation du comportement d'un polymère qu'est le polycarbonate Makrolon 3200. A savoir la compression et le double cisaillement.

Les essais en compression quasi-statiques ont été réalisés sur la machine hydraulique de type Zwick REL. Quant aux essais dynamiques, ils ont été conduits à l'aide de la technique des barres d'Hopkinson. En ce qui concerne les essais de double cisaillement quasi-statiques, ils ont été menés aussi sur la machine hydraulique (Zwick REL), mais avec un montage propre, alors que pour les grandes vitesses, nous avons utilisé un nouveau dispositif développé au LPMM qui consiste en un impact direct et basé sur le principe du tube d'Hopkinson.

L'ensemble des résultats issus de ces expériences sont comparables à ceux exposés dans la littérature. Nous concluons alors que notre méthode est bien réussie aussi bien en quasi-statique qu'en dynamique. D'autre part, le dispositif des barres d'Hopkinson reste le moyen le plus utilisé pour créer une sollicitation rapide car il permet d'obtenir une large gamme de vitesses de déformation comprise entre 10^{+2} s^{-1} et $5 \times 10^{+3} \text{ s}^{-1}$, malgré les inconvénients cités auparavant. Et si, la technique du double cisaillement est accompagnée d'une optimisation adéquate des dimensions des éprouvettes, elle représente un des moyens futurs les plus prometteurs pour l'étude de la plasticité dynamique des matériaux. En effet, ce dispositif permet d'avoir accès à une gamme plus étendue des vitesses de déformation qui varie de 10^{+2} s^{-1} jusqu'à 10^{+5} s^{-1} .

Toutefois, cette caractérisation est loin d'être complète. Pour ce faire, il est nécessaire de lui associer une étude morphologique (observation par microscope...), afin de mieux comprendre les mécanismes physiques induisant à l'écoulement et à l'instabilité plastique et de trouver par la suite des lois de comportements pertinentes pour modéliser leur écoulement plastique.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus seront traités numériquement afin d'obtenir des courbes contrainte-déformation, qui seront analysés puis discutés en détail dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS

Chapitre III

Résultats expérimentaux et discussions

III.1 Introduction

Les récents développements de la chimie des polymères ont eu pour conséquence la modification des polymères de base pour les applications dites techniques. Une grande partie des modifications vise l'amélioration des propriétés mécaniques, particulièrement en ce qui concerne les propriétés de résistance aux vitesses de déformation élevées et leur réponse aux choc. Dans ce domaine, ces polymères ont fait l'objet de peu d'investigations expérimentales, par conséquent leurs caractéristiques mécaniques sont peu connues. Un des aspects de notre travail consiste à contribuer à la connaissance du comportement mécanique de ces matériaux notamment sous sollicitations dynamiques. Pour parvenir à cet objectif, nous avons choisi un polymère amorphe, le polycarbonate PC 3200, sur lequel a été effectué une série d'essais en quasi-statiques et en dynamiques sur deux modes de chargements différents, à savoir la compression et le double cisaillement décrits dans le chapitre précédent.

La première partie de ce chapitre concerne les résultats des essais quasi-statiques et dynamiques de compression. Elle vise surtout à évaluer l'influence de la vitesse de déformation et l'effet de l'histoire de la vitesse de déformation : ainsi, il sera possible de calculer quelques grandeurs caractéristiques tel que le coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation. La deuxième partie est consacrée aux résultats des essais du double cisaillement en quasi-statique et en dynamique, où nous examinerons plus particulièrement l'influence de la vitesse de déformation, de la température ainsi que l'élévation de la température dans le matériau.

Une fois la caractérisation mécanique faite, nous nous pencherons sur la détermination d'une loi de comportement qui permet à la fois de reproduire les observations expérimentales et d'avoir une connaissance approfondie de ces matériaux que sont les polymères. Cette loi sera exploitée dans les calculs numériques.

III.2 Partie I : Essais de compression

Nous allons ici nous intéresser à la caractérisation du comportement du polycarbonate lors des essais de compression. Ainsi, des essais à vitesses de déformation constantes ont été réalisés à la fois en quasi-statique et en dynamique. Ces expériences ont pour objectif d'étudier l'effet de la vitesse de déformation et de mettre en évidence l'influence de l'histoire de la vitesse de déformation.

Les conditions d'essais sont les suivantes :

- Essais quasi-statiques à quatre vitesses de déformation nominales égales à 10^{-3}s^{-1} , 10^{-2}s^{-1} , 10^{-1}s^{-1} et 1s^{-1} .
- Essais dynamiques à deux vitesses de déformation nominales égales à 10^{+3}s^{-1} et $5 \times 10^{+3}\text{s}^{-1}$.

Tous ces essais ont été effectués à température ambiante (296K) sur des éprouvettes ayant la dimension d'un parallélépipède à base carrée de 10 mm de côté sur 8 mm d'épaisseur. Ces éprouvettes ont été lubrifiées afin de réduire les forces de frottements. Pour chaque vitesse, trois éprouvettes ont été testées. Les résultats présentés ici correspondent aux valeurs moyennes des trois essais.

III.2.1 Résultats sur les essais quasi-statiques

La figure III.1 représente les courbes contrainte vraie-déformation vraie obtenues en sollicitation quasi-statique en compression du polycarbonate pour quatre vitesses de déformation couvrant la gamme explorée. Ces courbes nous permettent d'effectuer les premières observations sur le comportement du polycarbonate. Nous constatons qu'elles représentent le comportement classique d'un polymère amorphe à savoir une réponse viscoélastique, qui devient de plus en plus non linéaire quand la déformation augmente, essentiellement contrôlée par les interactions de Van der Waals entre les groupements moléculaires. Au fur et à mesure que l'on s'approche de la limite élastique, des processus de déformation pré-plastique commencent à être activés, correspondant à la multiplication de micro-domaines cisailés. Une fois que la contrainte passe par un maximum, considéré généralement comme étant la limite élastique (c'est la manière usuelle adoptée par plusieurs auteurs), elle commence à chuter. Le maximum de la contrainte est associé au début d'instabilité où le phénomène de multiplication (qui s'auto-accélère) dépasse le seuil strictement nécessaire à l'accommodation de la déformation imposée à l'échantillon. La chute de contrainte appelée adoucissement correspond à la propagation de l'instabilité (G'sell, 85). La déformation résultant de cet écoulement présente un caractère irréversible.

Nous remarquons ensuite l'effet peu marquant de la vitesse de déformation, notamment sur la contrainte au seuil (limite élastique σ_y), qui augmente de 17.4% quand la vitesse de déformation augmente de 10^{-3}s^{-1} à 1s^{-1} . La déformation au seuil, correspondant à la contrainte seuil, est aussi sensible à la vitesse de déformation : lorsque la vitesse de déformation augmente, la déformation au seuil augmente aussi. En effet, elle varie d'environ 0.070 à 10^{-3}s^{-1} jusqu'à environ 0.078 à 1s^{-1} .

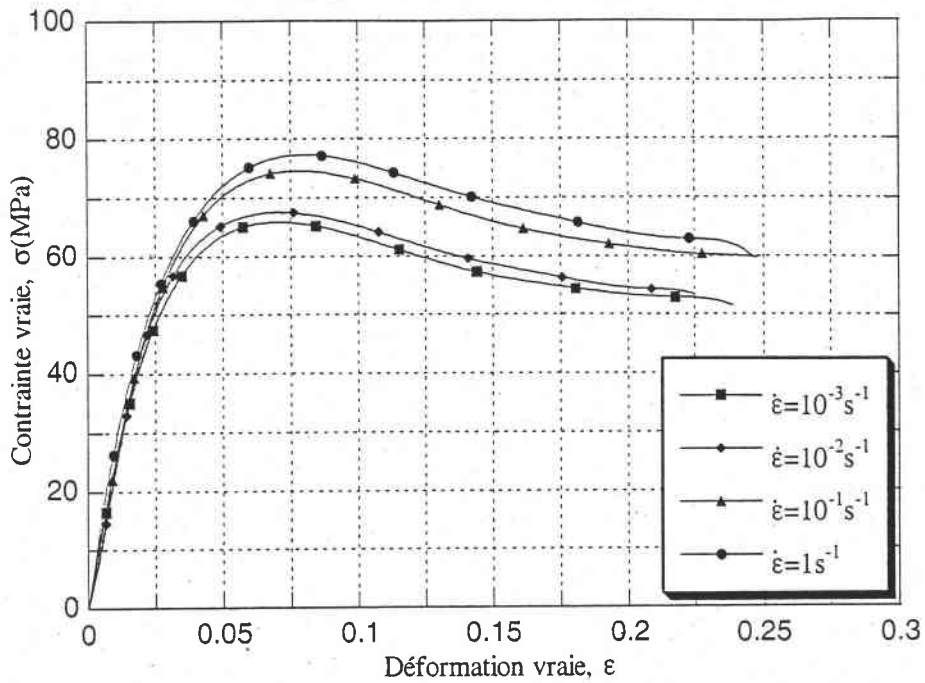


Figure III.1 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression quasi-statique à température ambiante pour différentes vitesses de déformation.

III.2.2 Résultats sur les essais dynamiques

Les figures III.2a et III.2b représentent les résultats moyens obtenus aux barres d'Hopkinson à deux vitesses de déformation respectivement égales à $10^{+3} s^{-1}$ et $5 \times 10^{+3} s^{-1}$. Nous signalerons tout d'abord que pour la vitesse élevée ($5 \times 10^{+3} s^{-1}$), l'éprouvette est totalement détruite : ce qui rend difficile la détermination de l'effet de la vitesse de déformation dans le domaine dynamique. En revanche, on constate l'évolution vers un comportement fragile de notre matériau pour de très grandes vitesses de déformation, se traduisant là par une baisse du niveau de la contrainte maximale (figure III.2b). Nous observons ensuite l'effet notable de la vitesse de déformation sur la limite d'écoulement par rapport aux résultats en quasi-statique. En effet, nous avons une contrainte moyenne à la limite élastique égale à 65.874 MPa en quasi-statique ($\dot{\epsilon} = 10^{-3} s^{-1}$), à comparer à 123.480 MPa en dynamique ($\dot{\epsilon} = 10^{+3} s^{-1}$), soit une variation de 87.449%.

Enfin, l'élévation de température induite par sollicitation dynamique ($\dot{\epsilon} = 10^{+3} s^{-1}$) s'avère importante. Celle-ci est calculée à partir de l'équation (III.6) (§ 3.5), elle est de l'ordre de 20 K à la fin de l'essai pour un taux de déformation $\epsilon = 0.25$. Par conséquent, l'adoucissement thermique dû à cette élévation de température l'emporte sur l'écrouissage et entraîne par la suite une instabilité pouvant provoquer l'endommagement du matériau par cisaillement adiabatique. Il est important de noter que lors de ces essais dynamiques, la vitesse de déformation reste constante au cours des essais (figure III.3).

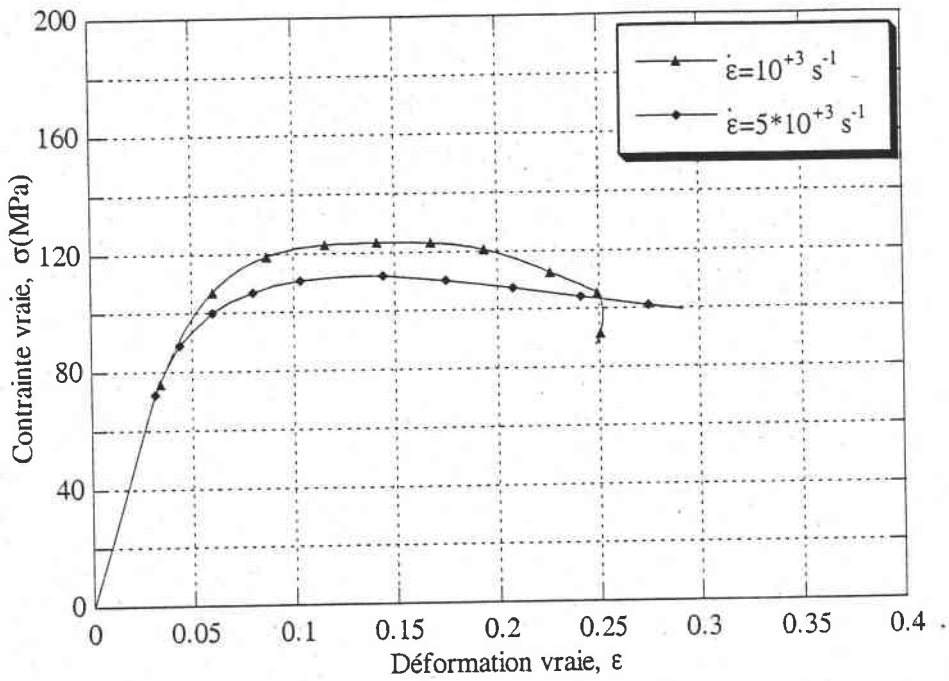


Figure III.2.a : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression dynamique à température ambiante pour deux vitesses de déformation.

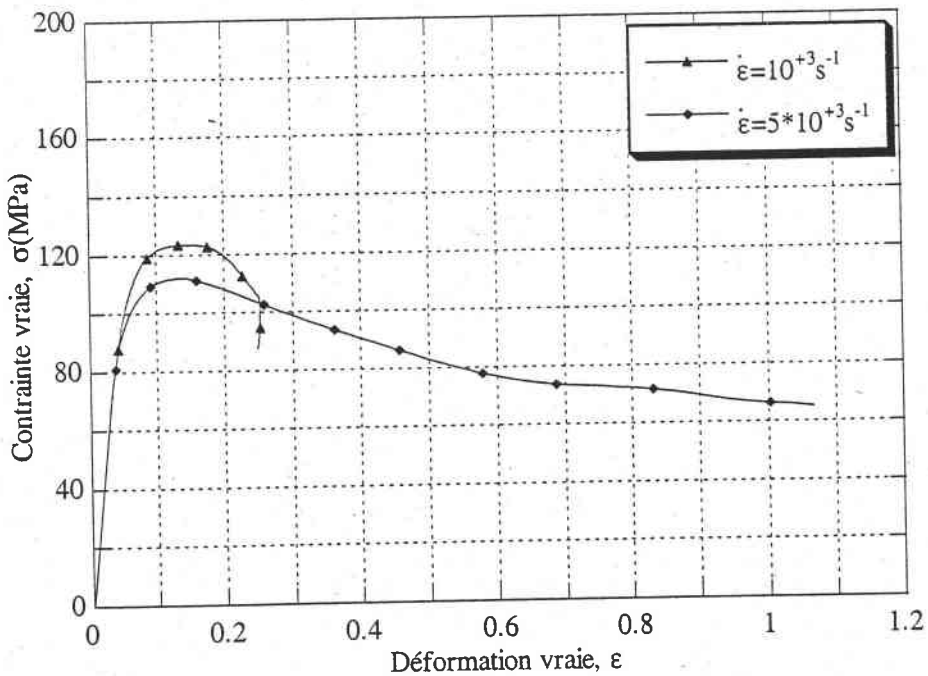


Figure III.2.b : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression dynamique à température ambiante pour deux vitesses de déformation.

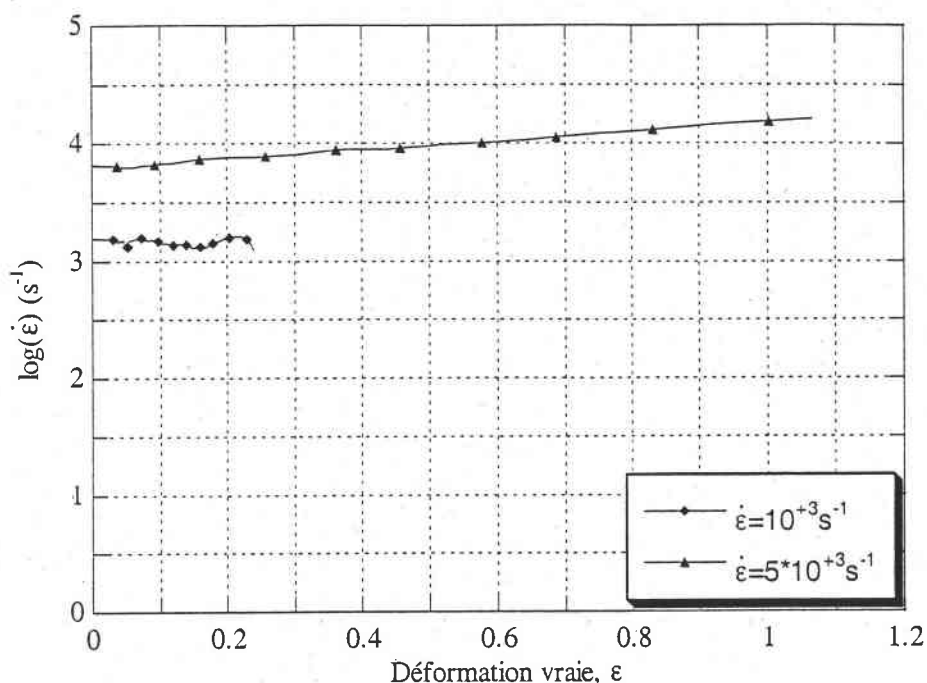


Figure III.3 : Histoire de vitesse de déformation lors d'un chargement en compression dynamique.

III.2.3 Comportement du polycarbonate après décharge

Afin d'étudier le comportement mécanique du matériau aux grandes déformations et d'analyser le comportement cyclique charge-décharge, nous avons rechargé quasi-statiquement les éprouvettes, initialement déformées en quasi-statique jusqu'à $\epsilon = 0.2$, avec les mêmes vitesses jusqu'à des taux de déformation d'environ 0.4. La décharge est obtenue en mettant la contrainte à zéro, et le rechargement est effectué après avoir laissé les éprouvettes déchargées pendant 33 min à 35 min. Ainsi, l'épaisseur de toutes les éprouvettes a augmenté de 0.02 mm à 0.03 mm.

Les courbes des figures III.4, III.5, III.6 et III.7 illustrent les résultats de ces essais. On note, tout d'abord, que les pics observés lors du premier chargement disparaissent lors du deuxième et le matériau a tendance à se durcir. Ces figures montrent également la réponse non linéaire de déchargement. Cette non linéarité est représentative d'un phénomène de mémoire d'énergie qui pilote la reprise non élastique de la contrainte lors du déchargement pendant que la contrainte diminue (Hasan, 95).

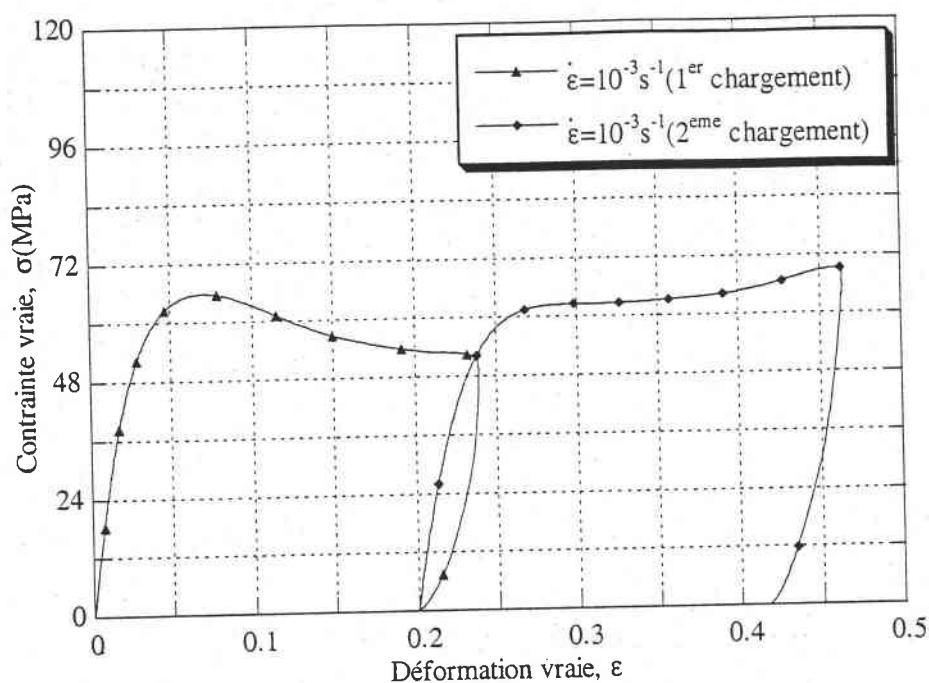


Figure III.4 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression quasi-statique à température ambiante pour deux chargements successifs, $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

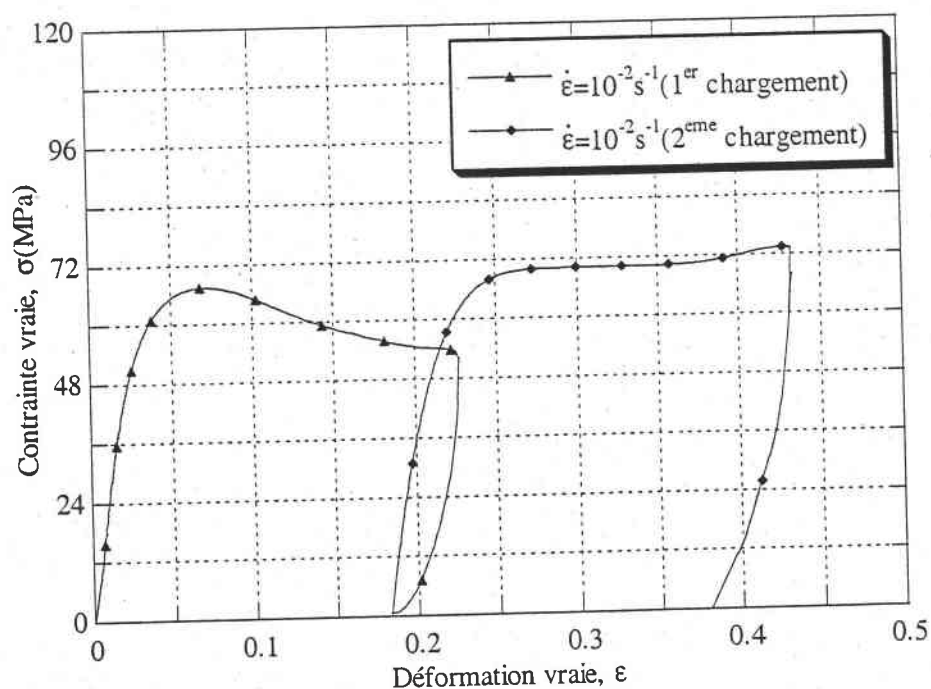


Figure III.5 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression quasi-statique à température ambiante pour deux chargements successifs, $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

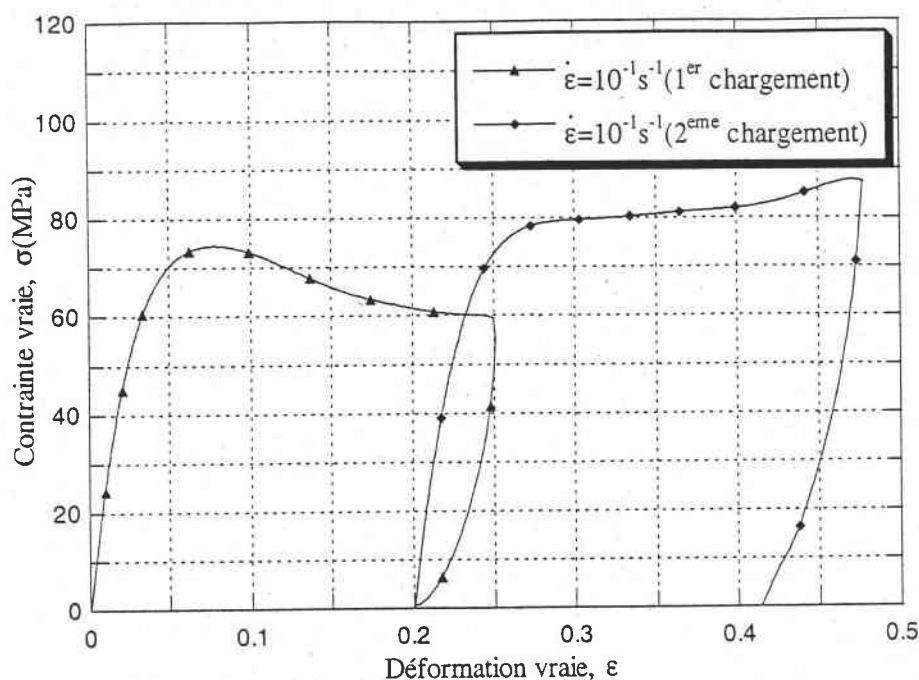


Figure III.6 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression quasi-statique à température ambiante pour deux chargements successifs, $\dot{\epsilon} = 10^{-1} \text{ s}^{-1}$.

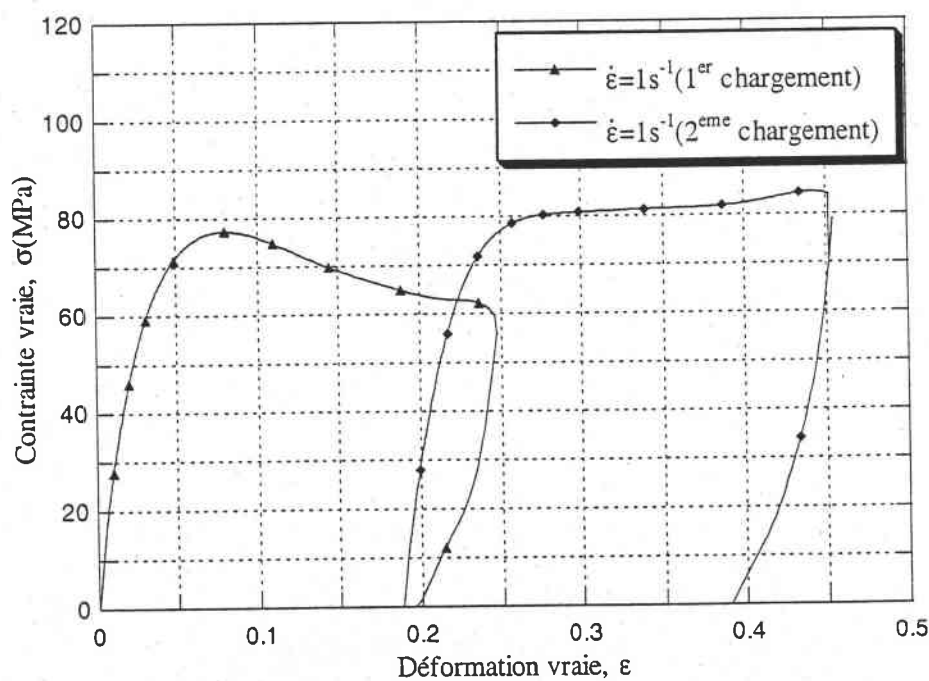


Figure III.7 Courbe contrainte vraie-déformation vraie du polycarbonate en compression quasi-statique à température ambiante pour deux chargements successifs, $\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$.

III.2.4 Evaluation des coefficients de la sensibilité à la vitesse de déformation

La sensibilité à la vitesse de déformation est un paramètre essentiel pour la caractérisation du matériau. Elle représente, en effet, la façon dont varie la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation. Cette sensibilité présente deux intérêt fondamentaux : prévoir l'effort demandé à l'outil pendant son chargement (sa mise en forme), et d'autre part prévoir la stabilité de la déformation et modéliser son comportement.

Les études sur l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement sont faites lors des expériences à vitesses de déformation constantes. Par contre, les études sur les effets de l'histoire de la vitesse de déformation nécessitent des changements de vitesses durant la déformation ou après un déchargement de la contrainte. Ainsi, deux sensibilités à la vitesse de déformation peuvent être évaluées, en comparant les différences de contrainte suivant la valeur de pré-déformation, à savoir la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation et la sensibilité totale à la vitesse de déformation.

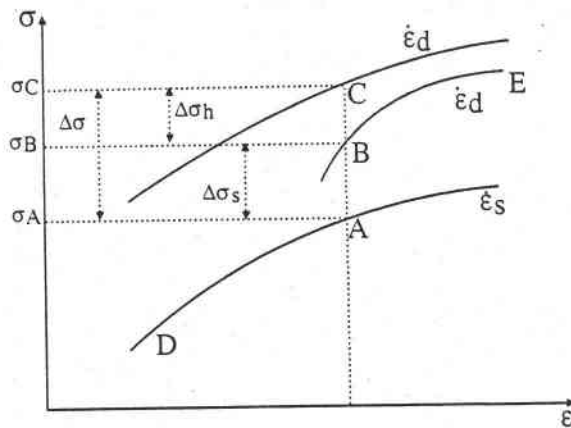


Figure III.8 : Schéma d'un essai avec un changement de vitesse.

En effet, la courbe de la figure III.8 montre schématiquement la courbe contrainte-déformation lors d'un essai avec un changement de vitesse de déformation. La courbe la plus basse et la haute représentent respectivement la contrainte d'écoulement aux vitesses constantes quasi-statique et dynamique. La courbe DABE montre le résultat d'un pré-chargement quasi-statique (DA) suivi d'un changement dynamique (ABE), A est le point correspondant au brusque changement de vitesse de $\dot{\epsilon}_s$ à $\dot{\epsilon}_d$ avec un accroissement de contrainte résultant : $\Delta\sigma_s$. Aux point B et C, la contrainte est différente pour une même déformation et vitesse de déformation, aussi $\Delta\sigma_h = (\sigma_C - \sigma_B)$ représente la dépendance de l'histoire, $\Delta\sigma = (\sigma_C - \sigma_A)$ est relatif à la sensibilité totale β , tandis que $\Delta\sigma_s = (\sigma_B - \sigma_A)$ est relatif à la sensibilité instantanée β_s .

En général, la définition de la sensibilité à la vitesse de déformation est donnée, dans le cas de traction-compression, par l'une des deux relations suivantes (Klepaczko, 88) :

$$\beta_{\sigma} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon, T} \quad \text{ou} \quad m_{\sigma} = \left(\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon, T} \quad \text{III.1}$$

où β et m sont respectivement la sensibilité à la vitesse de déformation et la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation, liées entre elles par :

$$\beta_{\sigma} = m_{\sigma} \sigma \quad \text{III.2}$$

En ce qui concerne la sensibilité à la vitesse, dite sensibilité instantanée à la vitesse de déformation, elle est définie selon la forme suivante :

$$\beta_{os} = \frac{(\sigma_B - \sigma_A)}{\log(\dot{\epsilon}_d / \dot{\epsilon}_s)} \quad \text{ou} \quad m_{os} = \frac{\log(\sigma_B / \sigma_A)}{\log(\dot{\epsilon}_d / \dot{\epsilon}_s)} \quad \text{III.3}$$

la deuxième, dite sensibilité totale à la vitesse de déformation, est définie par :

$$\beta_{\sigma} = \frac{(\sigma_C - \sigma_A)}{\log(\dot{\epsilon}_d / \dot{\epsilon}_s)} \quad \text{ou} \quad m_{\sigma} = \frac{\log(\sigma_C / \sigma_A)}{\log(\dot{\epsilon}_d / \dot{\epsilon}_s)} \quad \text{III.4}$$

Pour montrer l'effet de la vitesse de déformation sur l'écoulement plastique du polycarbonate, nous représentons sur la figure III.9 l'évolution de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation pour différents niveaux de déformation.

Dans le domaine des vitesses obtenues sur le banc quasi-statique $10^{-3} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 1 \text{ s}^{-1}$ (figure III.10), la contrainte peut être représentée en fonction du $\log(\dot{\epsilon})$ par le coefficient de sensibilité totale β_{σ} . Ainsi, l'approximation par des droites de la variation de la contrainte donne pour chaque niveau de déformation une valeur de β_{σ} (tableau III.1). Ces valeurs montrent bien que β_{σ} semble être indépendant de la déformation, d'où sa valeur moyenne entre $0.05 < \epsilon < 0.2$ de l'ordre de 4.020 MPa. En revanche, dans le domaine dynamique, β_{σ} n'a pas été déterminé faute de n'avoir pu réaliser suffisamment d'essais. Néanmoins, comme nous pouvons le constater (figure III.9), la pente hypothétique est plus accentuée dans le domaine dynamique, où β_{σ} est beaucoup plus important que dans le domaine quasi-statique. Cette différence de pente suffit pour justifier que des mécanismes de déformation différents régissent ces deux domaines de vitesses de déformation.

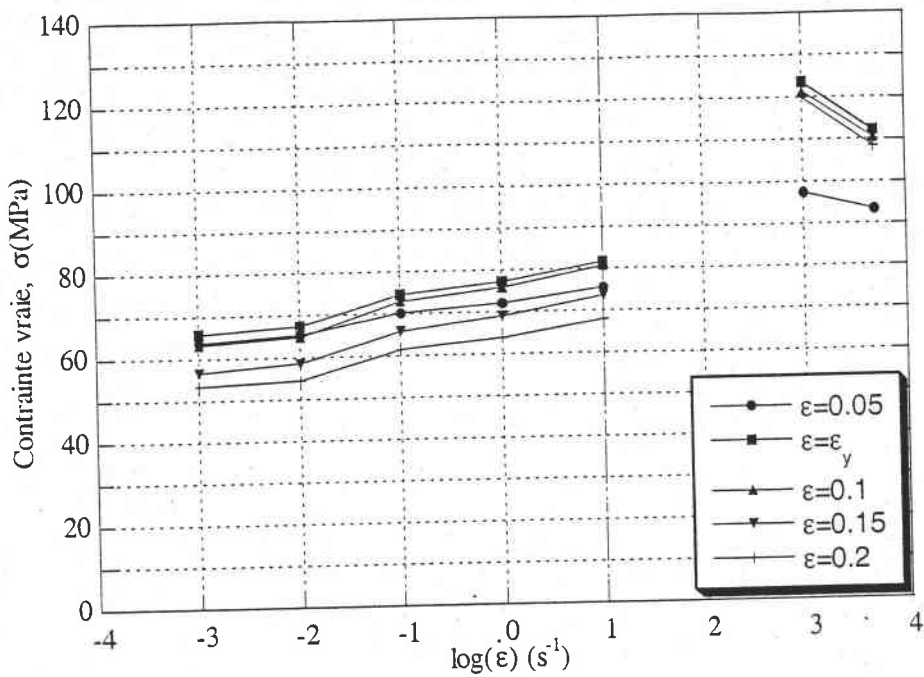


Figure III. 9 : Variation de la contrainte vraie en fonction de la vitesse de déformation pour différents niveaux de déformation.

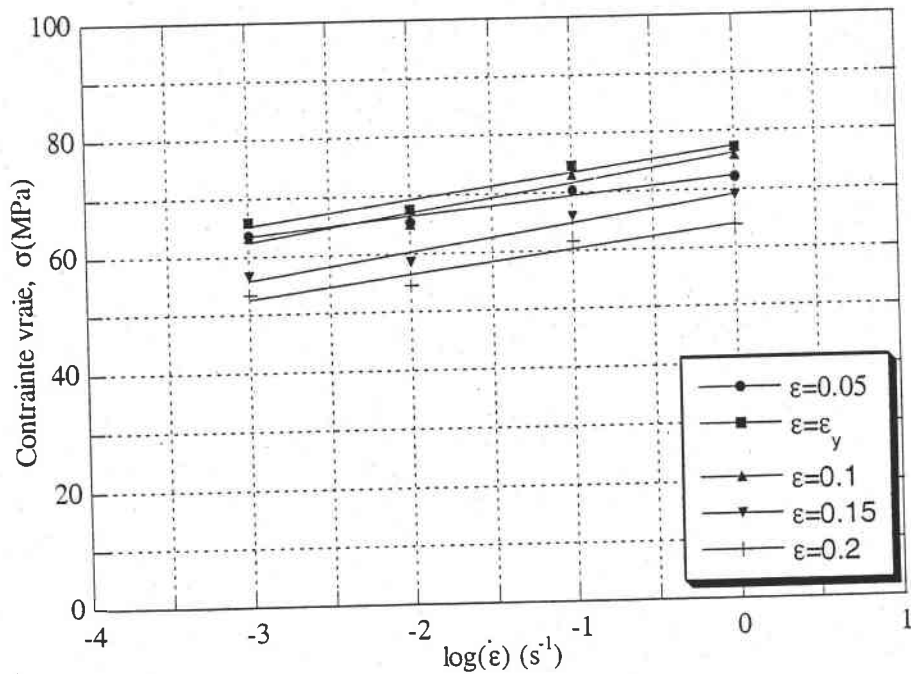


Figure III.10 : Variation de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation pour différents niveaux de déformation.

Déformation	Coefficient de la sensibilité à la vitesse dans le domaine quasi-statique	Coefficient de corrélation
ε	β_{σ} (MPa)	r
0.05	3.042	0.98033
0.07	4.135	0.97268
0.1	4.604	0.97057
0.15	4.475	0.97622
0.2	3.846	0.96325
$0.05 < \varepsilon < 0.2$	4.020	0.97363

Tableau III.1 Coefficient de la sensibilité totale β_{σ} à la vitesse de déformation pour différents niveaux de déformation pour $10^{-3} \text{ s}^{-1} < \dot{\varepsilon} < 1 \text{ s}^{-1}$.

Pour l'étude de l'effet de l'histoire de la vitesse de déformation sur le comportement du polycarbonate, nous avons rechargé en dynamique, avec une vitesse de déformation de 10^{+3} s^{-1} , des éprouvettes initialement pré-déformées deux fois successivement en quasi-statique pour des vitesses de déformation respectivement égales à 10^{-3} s^{-1} et 1 s^{-1} . Les figures III.11 et III.13 montrent les résultats de ces essais. Ces derniers sont importants car ils permettent d'une part d'évaluer la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation, et d'autre part, de mettre en évidence l'histoire de la vitesse de déformation qui reste constante au cours de l'essai (figures III.12, III.14).

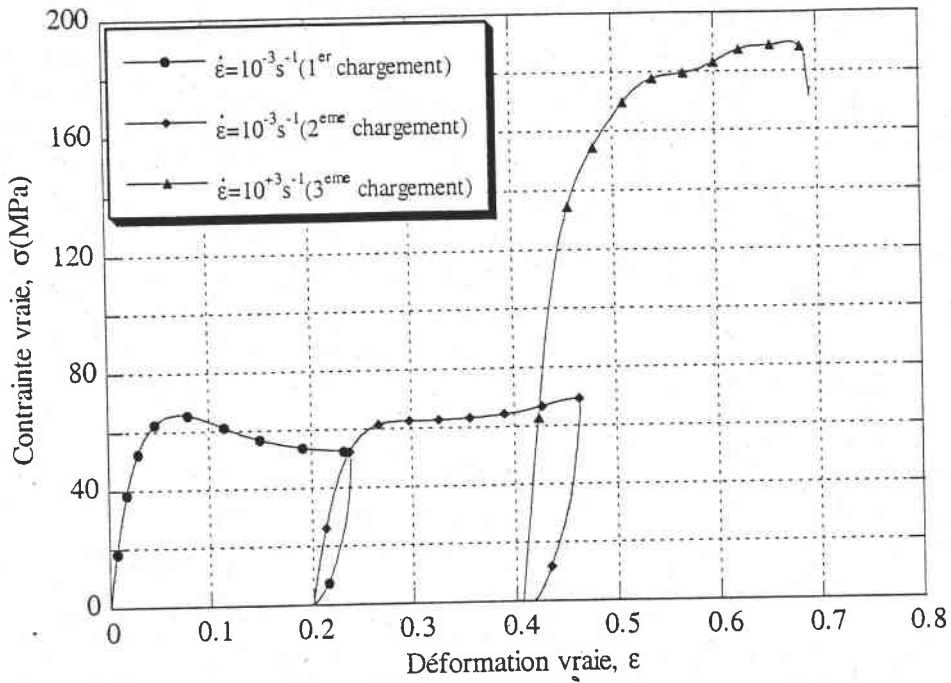


Figure III.11 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie lors d'un rechargement en compression dynamique $\dot{\epsilon} = 10^{+3} \text{ s}^{-1}$ d'une éprouvette chargée deux fois en compression quasi-statique $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

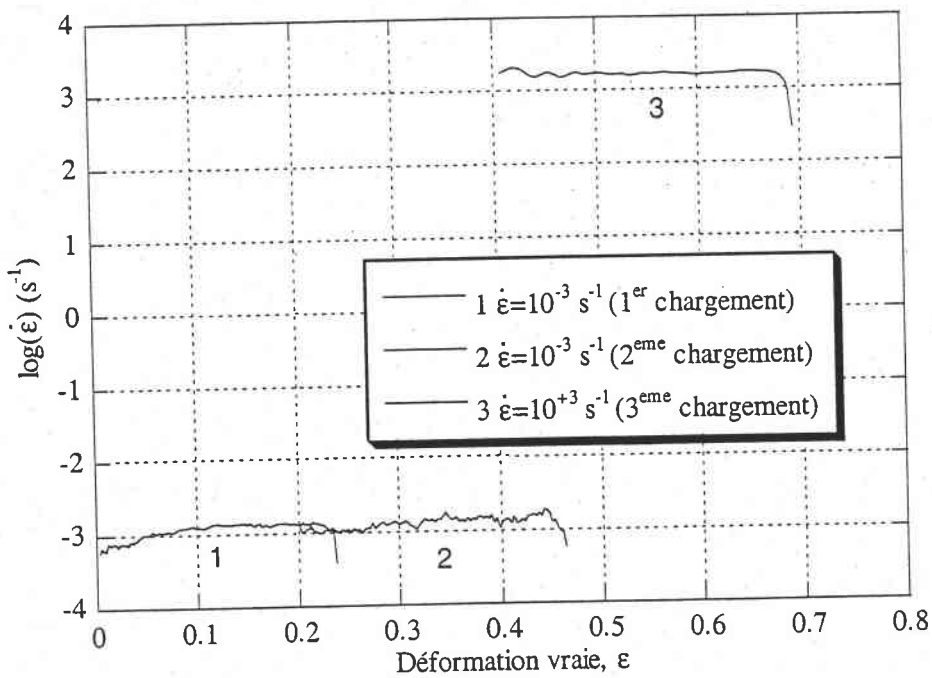


Figure III.12 : Histoire de la vitesse de déformation lors du rechargement dynamique.

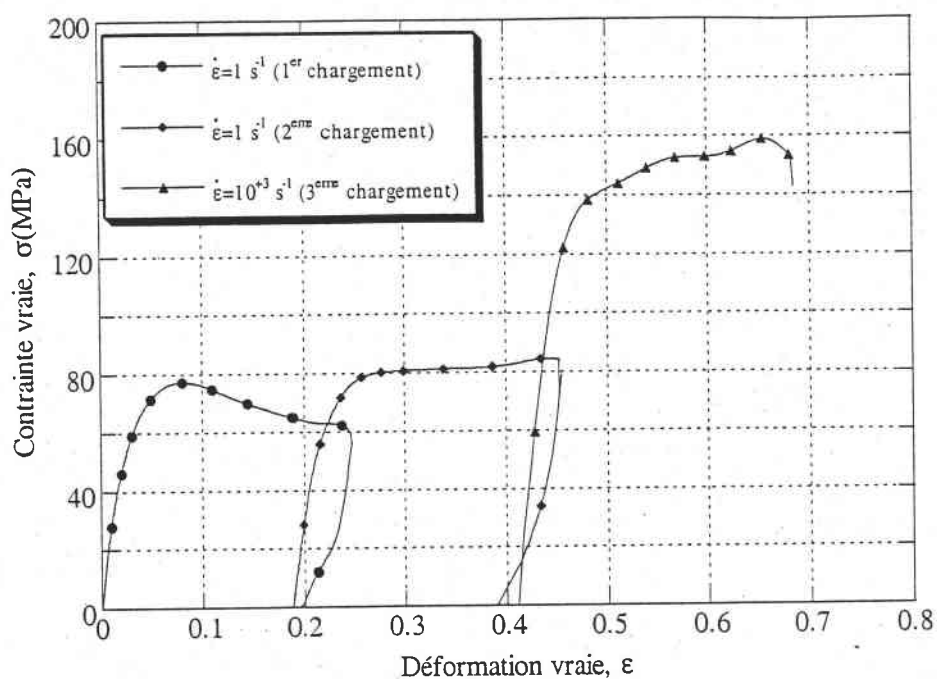


Figure III.13 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie lors d'un rechargement en compression dynamique $\dot{\epsilon} = 10^3 \text{ s}^{-1}$ d'une éprouvette chargée deux fois en compression quasi-statique $\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$.

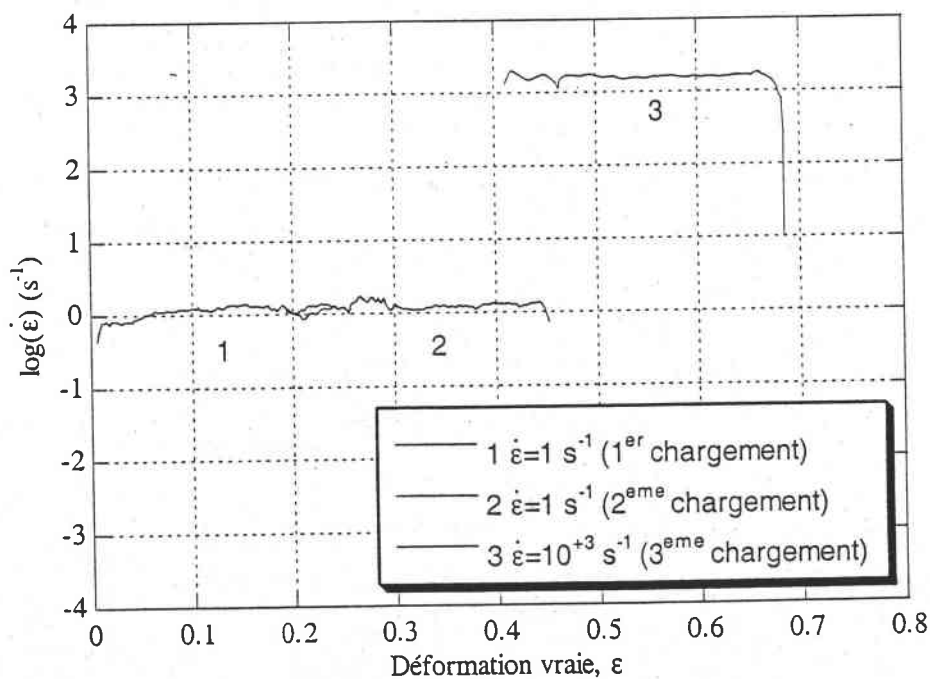


Figure III.14: Histoire de la vitesse de déformation lors d'un rechargement dynamique.

La détermination des valeurs des coefficients des sensibilités instantanées, correspondant au pré-chargement à 10^{-3}s^{-1} et 1s^{-1} , est illustrée schématiquement sur les schémas III.1 et III.2. Leurs valeurs pour deux niveaux de déformation sont données dans le tableau III.2.

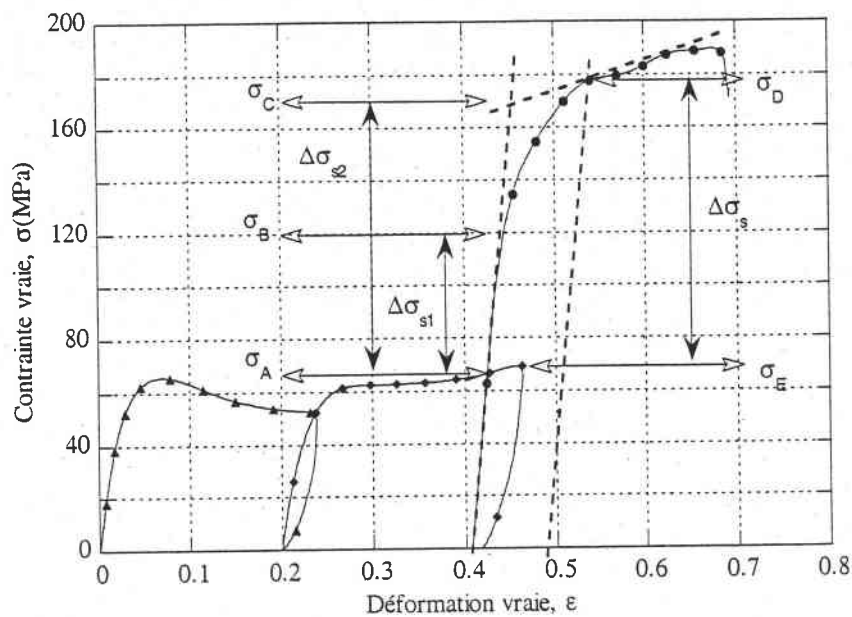


Schéma III.1 :Schéma d'illustration des niveaux de contraintes pour le calcul des sensibilités instantanées à la vitesse de déformation correspondant à l'éprouvette pré-chargée à 10^{-3} s^{-1} .

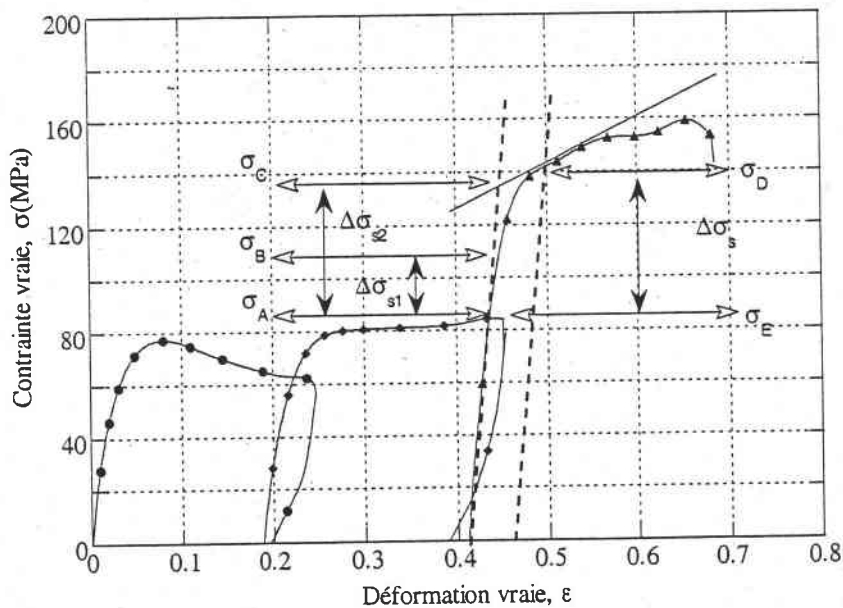


Schéma III.2 :Schéma d'illustration des niveaux de contraintes pour le calcul des sensibilités instantanées à la vitesse de déformation correspondant à l'éprouvette pré-chargée à 1 s^{-1} .

ϵ	$\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} = 10^{+3} \text{ s}^{-1}$	$\beta_{s1}(\text{MPa})$	$\beta_{s2}(\text{MPa})$	$\beta_{os}(\text{MPa})$
0.42	$\sigma_A = 66.39(\text{MPa})$	$\sigma_B = 120.00(\text{MPa})$	8.935		
0.42	$\sigma_A = 66.39(\text{MPa})$	$\sigma_C = 168.46(\text{MPa})$		17.012	
0.53	$\sigma_E = 68.87(\text{MPa})$	$\sigma_D = 176.76(\text{MPa})$			17.982
ϵ	$\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} = 10^{+3} \text{ s}^{-1}$			
0.43	$\sigma_A = 84.64(\text{MPa})$	$\sigma_B = 110.00(\text{MPa})$	8.453		
0.43	$\sigma_A = 84.64(\text{MPa})$	$\sigma_C = 134.43(\text{MPa})$		16.597	
0.48	$\sigma_E = 85.47(\text{MPa})$	$\sigma_D = 138.58(\text{MPa})$			17.703

Tableau III.2 : Coefficient de la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation (β_{s1} relatif à $\Delta\sigma_{s1}$, β_{s2} relatif à $\Delta\sigma_{s2}$ et β_{os} relatif à $\Delta\sigma$).

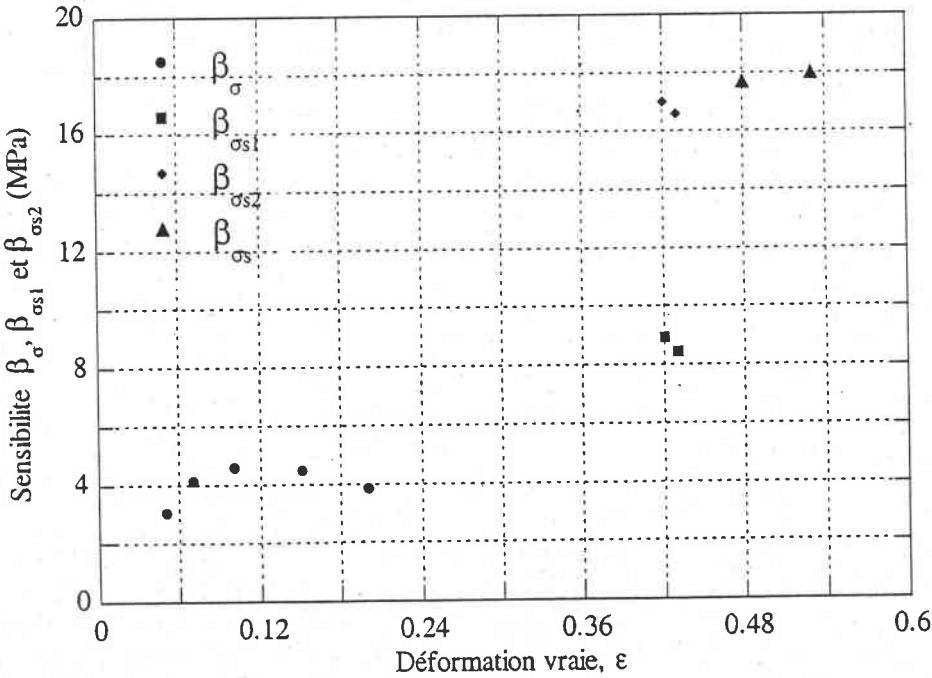


Figure III.15 : Accumulation de la sensibilité à la vitesse de déformation en grandes déformations.

En comparant les valeurs de sensibilité totale obtenues lors des essais à vitesses constantes et à celles obtenues en dynamique après un pré-chargement quasi-statique (figure III.15), on constate que ces dernières sont beaucoup plus grandes. Cette différence peut être associée à l'effet de l'histoire de la vitesse de déformation. En revanche, l'effet de pré-chargement à différentes vitesses n'influe pas, ou légèrement, sur la sensibilité instantanée.

La figure III.16 représente la courbe dynamique contrainte-déformation obtenue à une vitesse de déformation de 10^{+3}s^{-1} sur des éprouvettes pré-chargées en quasi-statique à deux vitesses de déformation respectivement égales à 10^{-3}s^{-1} et à 1s^{-1} . On constate que l'éprouvette pré-déformée à 1s^{-1} est en-dessous de celle pré-déformée à 10^{-3}s^{-1} . Ceci pourrait être expliqué de la façon suivante : pendant la déformation, le matériau subit une réorganisation structurale liée à des changements de la microstructure (orientation des chaînes macromoléculaires). Cette modification de la microstructure dépend donc de l'histoire du chargement appliqué au matériau. Par conséquent, la déformation dans un polymère ne dépend pas seulement du triplet $(\epsilon, \dot{\epsilon}, T)$, mais aussi de toute l'histoire thermomécanique antérieure du matériau.

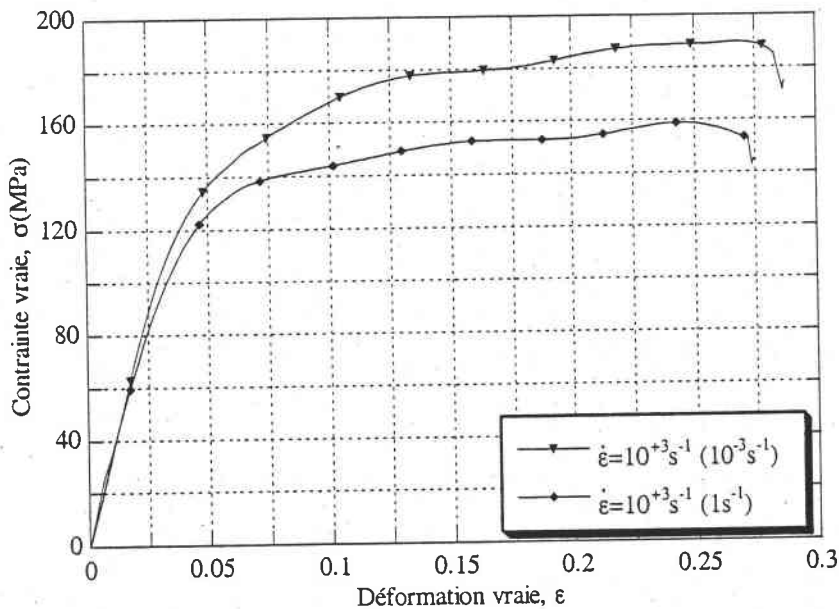


Figure III.16 : Courbe contrainte vraie-déformation vraie lors d'un rechargement en compression dynamique, $\dot{\epsilon} = 10^{+3}\text{s}^{-1}$ de deux éprouvettes déjà chargées en compression quasi-statique à $\dot{\epsilon} = 10^{-3}\text{s}^{-1}$ et à $\dot{\epsilon} = 1\text{s}^{-1}$.

III.3 Partie II : Essais de double cisaillement

Dans cette partie, nous allons tenter de caractériser le comportement du polycarbonate sollicité en double cisaillement quasi-statique et dynamique, et à différentes températures. Nous examinerons plus particulièrement l'effet de la vitesse de déformation, de la température et l'élévation de la température au sein du matériau.

Pour se faire, deux séries d'essais ont été réalisées. La première à température ambiante (296K) pour différentes vitesses de déformation allant de 10^{-3}s^{-1} à $1.65 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$. Quant à la deuxième, elle a été effectuée pour deux vitesses de déformation : 10^{-3}s^{-1} et 10^{-2}s^{-1} , et à différentes températures comprises entre 260K et 390K. Pour chaque essai, trois éprouvettes ont été testées. Ainsi, l'ensemble des résultats présentés est la moyenne des trois essais pour la vitesse et la température considérées.

III.3.1 Allure générale du comportement du polycarbonate en double cisaillement.

La courbe expérimentale de la figure III.17 montre le comportement typique du polycarbonate sollicité en double cisaillement. Cette courbe a été enregistrée à température ambiante (296K) et à une vitesse de cisaillement constante $\dot{\Gamma} = 10^{-3}\text{s}^{-1}$. On distingue quatre stades différents :

- le stade I correspond à une réponse viscoélastique homogène, jusqu'à une déformation de cisaillement d'environ 0.024, avec un accroissement non linéaire de la contrainte en fonction de la déformation;
- le stade II associé au pic de la contrainte, s'étend d'environ $\Gamma = 0.12$ jusqu'à $\Gamma = 0.33$. Ce stade, qui correspond à la formation et à la propagation d'une bande de déformation, est appelé généralement 'crochet de cisaillement' ou adoucissement. C'est en général le stade où débute la déformation plastique du matériau (G'sell, 85);
- le stade III commence au minimum de la contrainte et correspond généralement à l'écoulement plastique uniforme;
- durant le stade IV, la contrainte semble augmenter à nouveau : c'est-à-dire qu'un durcissement apparaît. Ce dernier est lié vraisemblablement à l'orientation des chaînes macromoléculaires dans la direction principale de déformation (Boyce, 90). Enfin, la contrainte a tendance à se stabiliser vers les grandes déformations pour atteindre la même valeur que celle de la contrainte au seuil correspondant à la contrainte maximale.

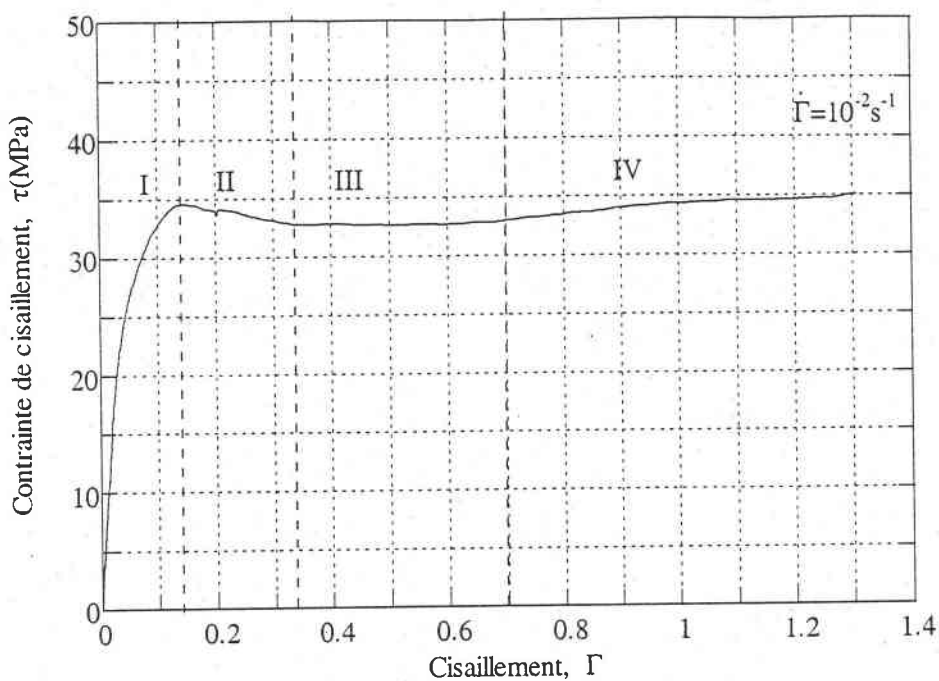


Figure III.17 : Courbe typique du polycarbonate sollicité en double cisaillement à une vitesse de déformation égale à 10^{-2} s^{-1} à température ambiante.

III.3.2 Influence de la vitesse de déformation

Les figures III.18 et III.19 représentent respectivement les résultats obtenus en double cisaillement sous sollicitations quasi-statiques et dynamiques à température ambiante et pour toute la gamme de vitesses de déformation explorées, allant de 10^{-3} s^{-1} à $1.65 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. On remarque que dans le domaine des vitesses de déformation compris entre 10^{-3} s^{-1} et 10^2 s^{-1} (domaine quasi-statique) (figure III.18), l'allure des courbes est similaire au comportement typique des polymères : c'est-à-dire une réponse viscoélastique suivie d'une limite élastique prise ici comme étant le maximum de la contrainte τ_y , d'un adoucissement (chute de contrainte), et puis d'un durcissement aux fortes déformations qui est dû aux forces entropiques. Quant au domaine dynamique (figure III.19), le comportement diffère légèrement puisque pour la vitesse de déformation $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ l'éprouvette est fissurée, et pour la vitesse de déformation $1.65 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ elle est totalement détruite. Cette fissuration est due principalement à la concentration des contraintes dans les coins des entailles.

Un effet assez remarquable consiste dans le fait que la phase de durcissement semble disparaître aux grandes vitesses de déformation. Ceci est certainement lié à l'effet de l'auto-échauffement qui a pour effet d'adoucir le matériau entraînant la réduction du niveau de contrainte. Il est à noter également que ce phénomène d'auto-échauffement n'a d'effet qu'après le début de la déformation plastique. Il semble donc que c'est le travail de la déformation plastique qui conduit à ce phénomène aux grandes vitesses de déformation. Ce point sera discuté ultérieurement.

On peut constater également que l'effet de la vitesse de déformation semble faible dans le domaine de vitesses de déformation faibles. Par exemple, la contrainte maximale d'écoulement τ_y augmente seulement de 26% quand la vitesse de déformation passe de 10^{-3} s^{-1} à 10^{+2} s^{-1} .

D'après ces résultats dynamiques, on en conclut que le matériau présente un comportement plus fragile aux très grandes vitesses de déformation (voire faciès de rupture Annexe 3). On a donc probablement une transition ductile-fragile aux grandes vitesses de déformation ($>5 \times 10^{+3} \text{ s}^{-1}$).

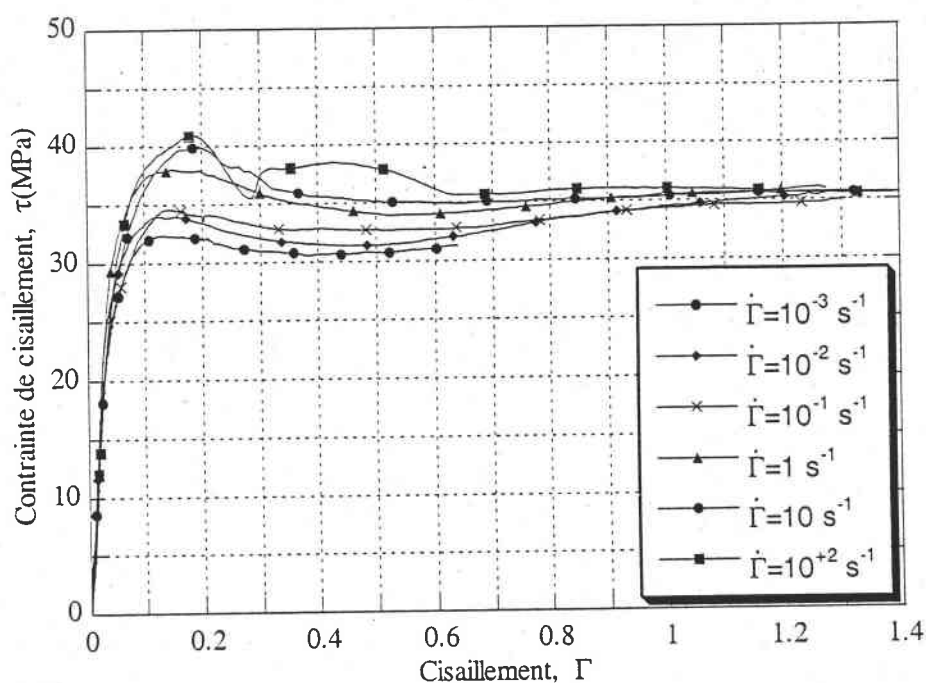


Figure III.18 : Courbe contrainte de cisaillement-cisaillement du polycarbonate en double cisaillement quasi-statique à température ambiante pour différentes vitesses de déformation.

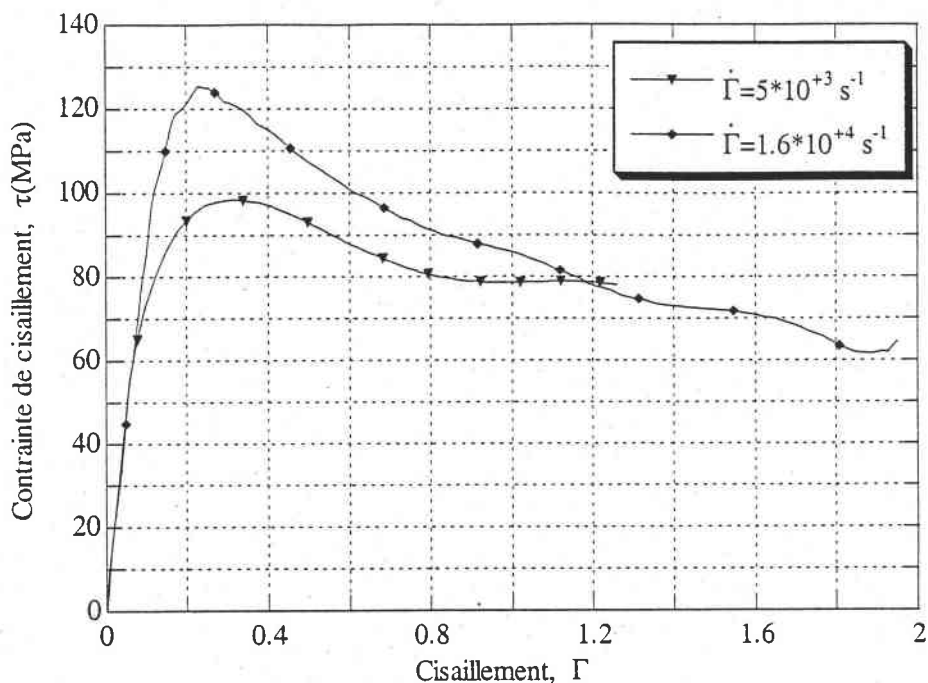


Figure III.19 : Courbe contrainte de cisaillement-cisaillement du polycarbonate en double cisaillement dynamique à température ambiante pour deux vitesses de déformation.

Il est possible de déterminer le coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation du polycarbonate en traçant l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction du logarithme de la vitesse de déformation pour deux niveaux de déformation respectivement égaux à 0.15 et 0.2 (figure III.20). Nous signalons que le niveau 0.15 de déformation correspond environ à la contrainte seuil d'écoulement (contrainte maximale). Nous voyons sur cette figure que la contrainte croît de façon linéaire avec le logarithme de la vitesse de déformation.

Le coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation s'exprime, dans le cas du cisaillement, par l'une des deux expressions suivantes (Klepaczko, 88) :

$$\beta_{\tau} = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right)_{\Gamma, T} \quad \text{ou} \quad m_{\tau} = \left(\frac{\partial \log \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right)_{\Gamma, T} \quad \text{III.5}$$

ces deux coefficients sont reliés entre eux par $\beta_{\tau} = m_{\tau} \tau$

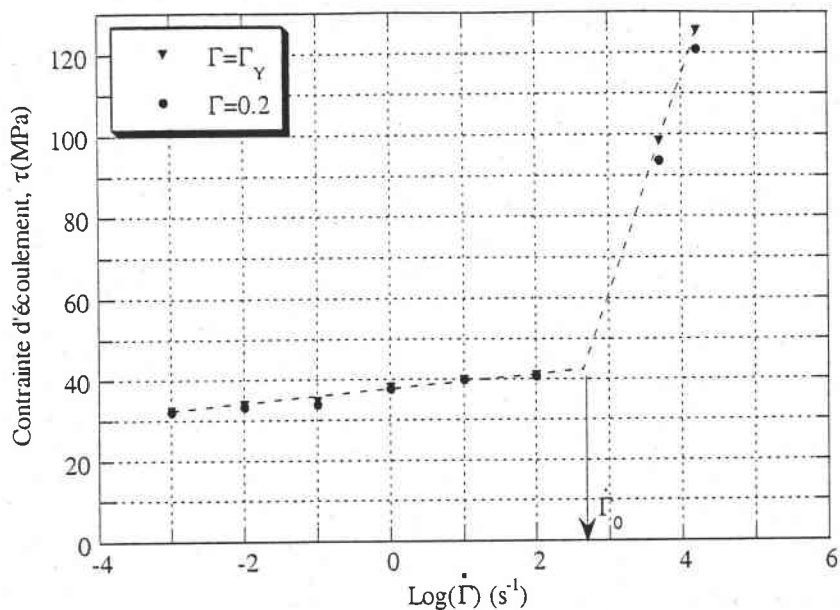


Figure III.20 : Variations de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation pour deux niveaux de déformation : $\Gamma=0.15$ et $\Gamma=0.2$ à $T=300$ K.

Dans le domaine quasi-statique, pour $10^{-3} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^2 \text{ s}^{-1}$, le coefficient de la sensibilité totale à la vitesse de déformation β_τ est déterminé par l'équation (III.5). Sa valeur moyenne est de l'ordre de 1.838 MPa. Dans le domaine dynamique, pour $10^{+2} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 1.64 \times 10^{+4} \text{ s}^{-1}$, ce coefficient, donné par l'équation (III.5), est très grand : de l'ordre de 53.562 (figure III.21). Il est important de noter que dans notre cas ces coefficients restent pratiquement constants au cours de la déformation.

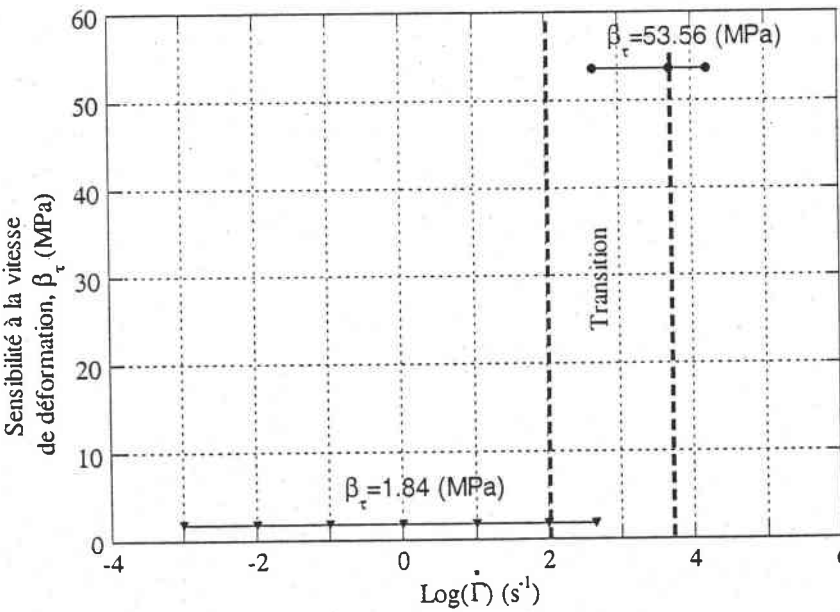


Figure III.21 : Variation de la sensibilité moyenne à la vitesse de déformation β_τ en fonction de la vitesse de déformation.

En ce qui concerne la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation m_τ , nous avons vu qu'elle est liée à la sensibilité β_τ par l'équation suivante :

$$m_\tau = \frac{\beta_\tau}{\tau} \tag{III.6}$$

Or, nous avons remarqué que pour une déformation constante, la contrainte peut-être approchée par une droite linéaire de pente β_τ selon la forme suivante :

$$\tau = \tau_0 + \beta_\tau \log\left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0}\right) \tag{III.7}$$

On déduit alors la valeur de m_τ à partir de l'équation suivante :

$$m_\tau = \frac{1}{\tau_0/\beta_\tau + \log(\dot{\Gamma}/\dot{\Gamma}_0)} \tag{III.8}$$

$\dot{\Gamma}_0$ est une vitesse de déformation de référence : dans le domaine quasi-statique $\dot{\Gamma}_0 = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Dans le domaine de grandes vitesses de déformation, $\dot{\Gamma}_0$ est considérée comme une vitesse de transition, elle est de l'ordre de $\dot{\Gamma}_0 \cong 446.684 \text{ s}^{-1}$. Cette vitesse de déformation est définie comme étant l'intersection des droites qui approchent la variation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation relative aux deux zones (de vitesses de déformation) définies précédemment (figure III.20). De plus, la valeur de τ_0 est déterminée par l'équation (III.7), elle est respectivement égale à 32.046 MPa et 42.438 MPa dans le domaine quasi-statique et dynamique. Dans le tableau III.3, on donne les valeurs de la sensibilité logarithmique m_τ calculées à partir de l'équation (III.8) dans tout le domaine de vitesses de déformation utilisé.

$\dot{\Gamma}(\text{s}^{-1})$	$\dot{\Gamma}_0(\text{s}^{-1})$	$\tau_0(\text{MPa})$	$\beta_\tau(\text{MPa})$	m_τ
10^{-3}	10^{-3}	32.046	1.838	0.0249
10^{-2}	10^{-3}	32.046	1.838	0.0235
10^{-1}	10^{-3}	32.046	1.838	0.0223
1	10^{-3}	32.046	1.838	0.0212
10	10^{-3}	32.046	1.838	0.0203
10^{+2}	10^{-3}	32.046	1.838	0.0193
5×10^3	446.684	42.438	53.562	0.236
1.6×10^4	446.684	42.438	56.652	0.185

Tableau III.3 : Coefficients de la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation, calculés à partir de l'équation (III.8).

La figure III.22 décrit la variation de la sensibilité logarithmique m_τ en fonction du logarithme de la vitesse de déformation. Cette sensibilité diminue légèrement jusqu'à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = 10^{+2} \text{s}^{-1}$, puis croît rapidement vers un maximum atteint à $\dot{\epsilon} = 5 \times 10^{+3} \text{s}^{-1}$ avant de chuter. Ce changement correspond au passage d'un état isotherme à un état de transition isotherme-adiabatique qui à grande vitesse de déformation conduit à l'endommagement du matériau.

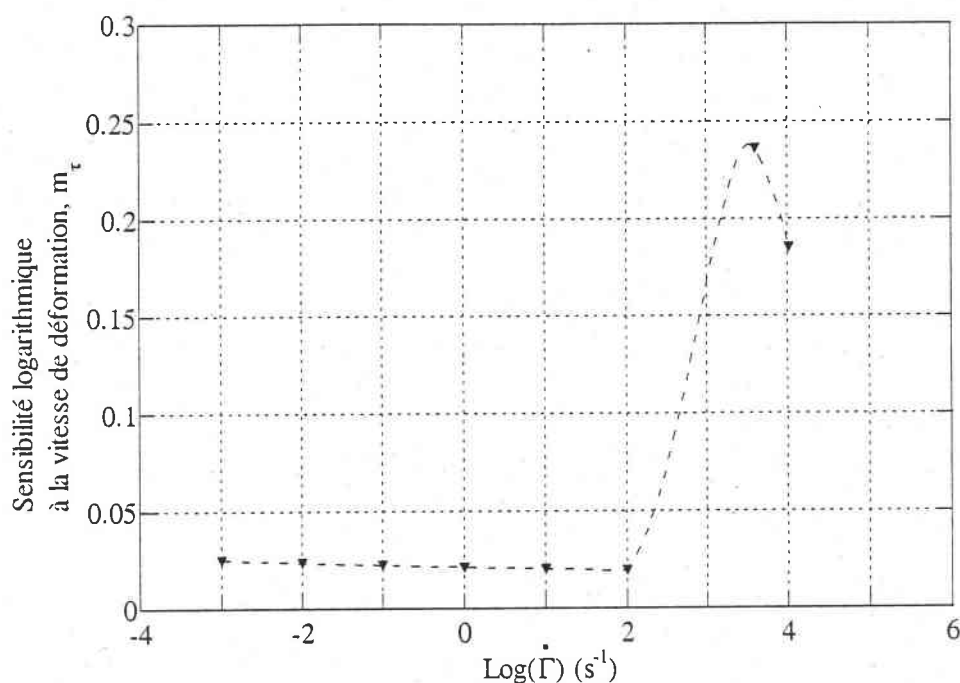


Figure III.22 : Variation de la sensibilité logarithmique m_τ en fonction de la vitesse de déformation.

III.3.3 Comparaison du comportement en compression et en double cisaillement

Pour valider les résultats du double cisaillement, nous avons transformé les résultats de compression par le critère de Von Mises. Ainsi, les contraintes, les déformations et les vitesses de déformation seront écrites :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\sigma}{\sqrt{3}} & \text{III.9} \\ \Gamma &= \sqrt{3}\epsilon; \\ \dot{\Gamma} &= \sqrt{3}\dot{\epsilon} \end{aligned}$$

La figure III.23 représente le résultat issu de cette transformation. Nous signalons que cette comparaison est faite uniquement pour la valeur de contrainte correspondant à $\Gamma = \Gamma_y$. On observe une légère différence qui est due tout simplement au coefficient moyen de calibrage de la déformation noté λ . Ce dernier n'a pas été pris en compte durant toute notre analyse, il est égal à

1.2 (Oussouadi, 94), (Klepaczko, 94). Il est important de calculer le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation issu de cette transformation (tableau III.4).

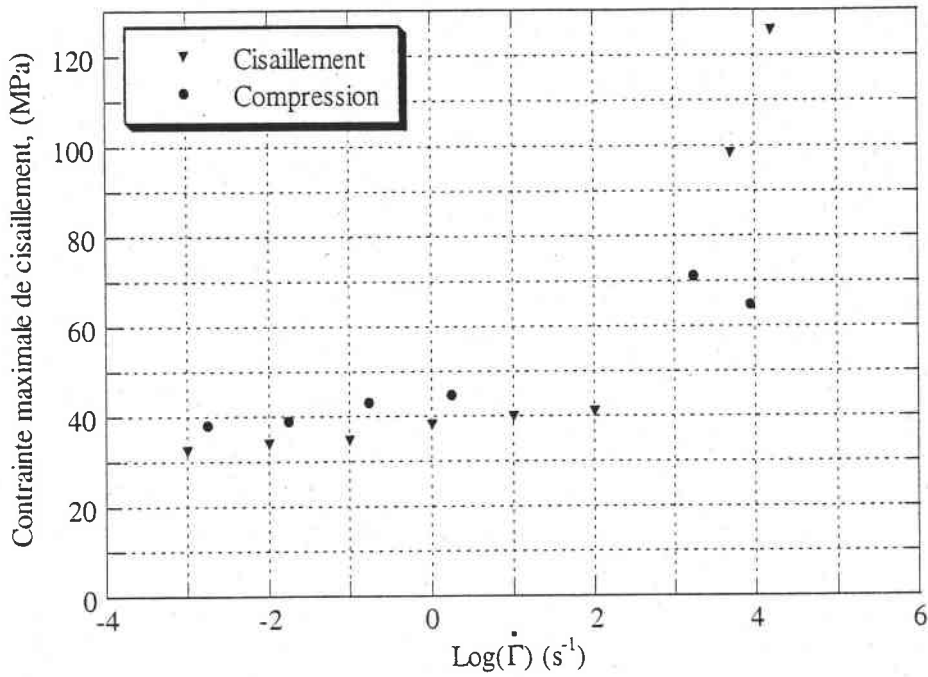


Figure III.23 : Comparaison des résultats du double cisaillement à ceux de la compression modifiés par le critère de Von-Mises.

D'après cette transformation, on doit s'attendre à ce que le coefficient de la sensibilité totale $\beta_{\tau(\text{Von-Mises})}$ obtenu soit égal à β_{τ} calculé en double cisaillement.

En effet, d'après (III.9) on a :

$$\beta_{\tau(\text{Von-Mises})} = \frac{\beta_{\sigma}}{\sqrt{3}} \quad \text{III.10}$$

Or, il est important de signaler que pendant le calcul de β_{τ} , nous n'avons pas tenu compte du coefficient λ . S'il est pris en considération, l'équation (III.10) devient :

$$\beta_{\tau(\text{Von-Mises})} = \frac{\beta_{\sigma}}{\lambda\sqrt{3}} \quad \text{III.11}$$

Dans le tableau III.4, on compare la valeur de la sensibilité donnée par l'équation (III.11) à celle obtenue en compression. On constate dans le domaine quasi-statique une légère différence, de l'ordre de 5%. Celle-ci peut être due soit à la différence de la gamme de vitesse de déformation utilisée dans les deux modes de sollicitations, soit aux différentes erreurs de l'instrumentation utilisée (défauts géométriques d'usage, etc ...). Alors que dans la domaine dynamique, les valeurs de β_{τ} restent constantes (figure III.23). Néanmoins, cette comparaison des deux

sensibilités prouve la validité de nos résultats et en particulier celle de la technique du double cisaillement.

β_{σ} (MPa)	β_{τ} (MPa)	$\beta_{\tau(\text{Von-Mises})}$ (MPa)
4.020	1.838	1.934

Tableau III.4 : Coefficient de la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation dans le domaine de vitesses de déformation allant de 10^{-3}s^{-1} à 10^{-2}s^{-1} .

III.3.4 Influence de la température

L'influence de la température sur la réponse mécanique du polycarbonate est mise en évidence par des essais effectués en double cisaillement dans une gamme de températures comprise entre 250 K et 390 K (−23°C et 120°C). Deux vitesses de déformation ont été choisies : 10^{-3}s^{-1} et 10^{-2}s^{-1} . Pour chaque vitesse, deux éprouvettes ont été testées. Ces essais en température ont été effectués au moyen d'une machine Zwick 1484 dont la force maximale est de 200 kN. Cette machine est équipée d'une étuve permettant de situer les éprouvettes à la température souhaitée. Celle-ci peut aller de 273 K à 473 K (−60 °C à 200 °C).

Les résultats de ces essais aux différentes températures sont reportés sur les figures III.24 et III.25 où nous montrons les variations de la contrainte en fonction de la déformation pour les deux vitesses de déformation utilisées.

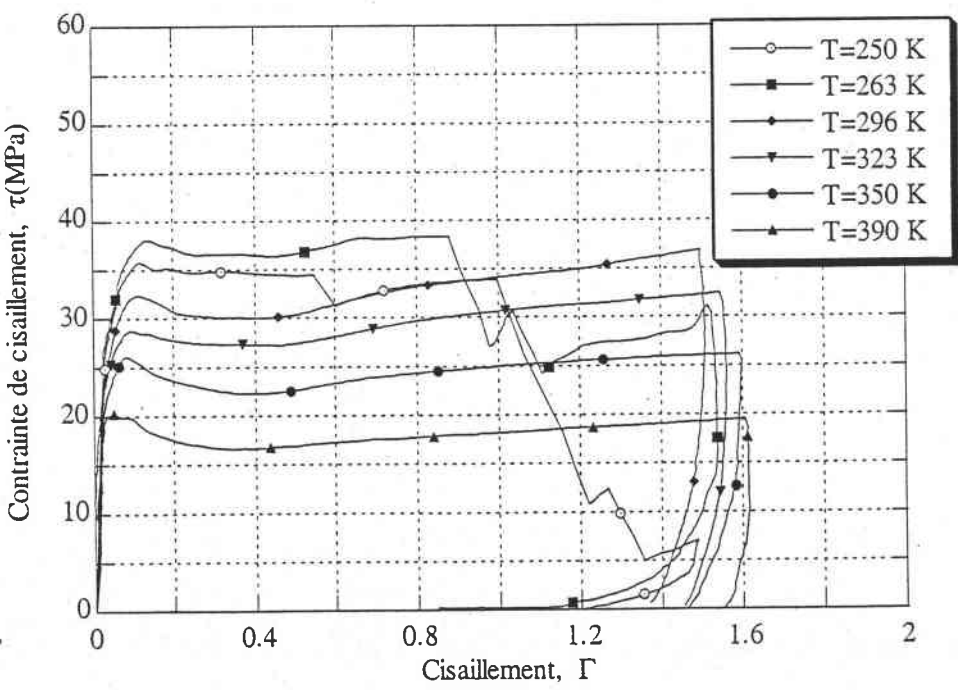


Figure III.24 : Effet de la température sur la réponse du polycarbonate en double cisaillement à 10^{-3}s^{-1} .

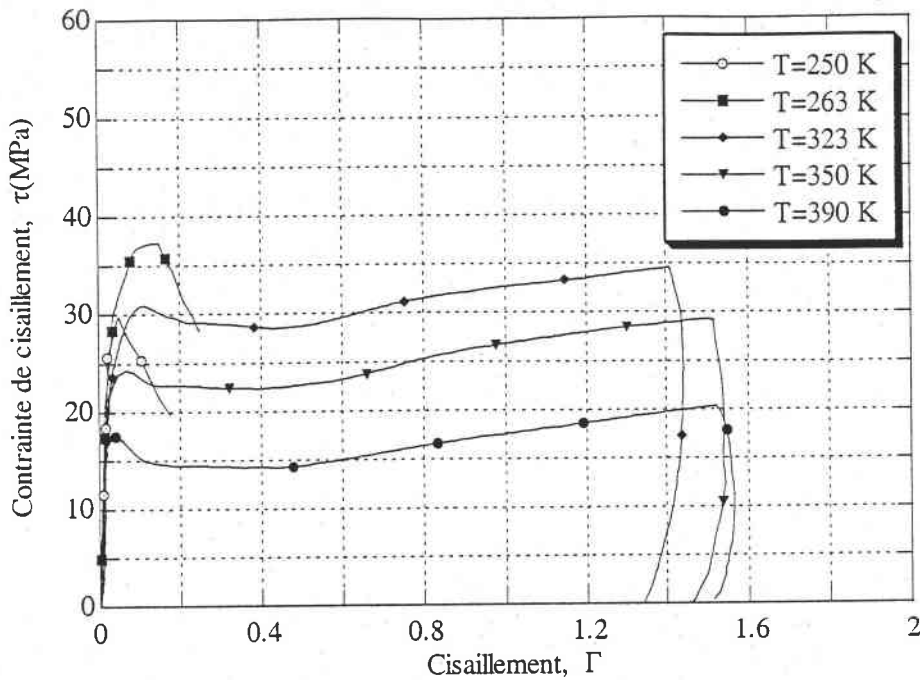


Figure III.25 : Effet de la température sur la réponse du polycarbonate en double cisaillement à 10^{-2} s^{-1} .

Pour des températures comprises entre $296 \text{ K} < T < 390 \text{ K}$, nous notons un comportement élasto-visco-plastique typique des polymères pour les deux vitesses testées. Aux petites déformations, on observe un comportement viscoélastique avec un accroissement non linéaire de la contrainte en fonction de la déformation jusqu'à la limite élastique. Le matériau présente un adoucissement plus ou moins important avec chute de contrainte, et un durcissement plastique aux grandes déformations. Dans le domaine des basses températures 250 K et 263 K (-23°C et -10°C), nous avons assisté à la rupture des éprouvettes. Cette rupture est précédée par une déformation plastique à partir d'un certain seuil de déformation, sauf pour 10^{-2} s^{-1} à 250 K où la rupture est intervenue dans le domaine élastique après une faible déformation.

En ce qui concerne l'effet de la température, il semble globalement important et se traduit par une chute de la résistance mécanique du matériau. En effet, quand la température augmente, la pente de durcissement diminue en même temps que l'amplitude du crochet augmente. Ces résultats rejoignent en général les observations rapportées dans la littérature (G'sell, 85, Arruda, 95).

Nous avons également représenté sur la figure III.26, l'évolution de la limite élastique en fonction de la température pour une vitesse de déformation de 10^{-2} s^{-1} . On note tout d'abord une croissance de la limite élastique dans le domaine des températures comprises entre 250 K et 263 K (-23°C et -10°C). Pour cette dernière valeur de température la pente de la courbe change. Nous rappelons que pour ces deux températures, nous avons assisté à la rupture des éprouvettes. De plus, on observe une décroissance régulière de la limite élastique. Quand on s'approche de la

température vitreuse T_g , on note une chute rapide de la limite élastique. Cette décroissance est due à l'activation thermique de défauts correspondant à une concentration locale d'énergie stockée (Argon, 73).

Ainsi, nous remarquons que la température a une influence importante sur la limite élastique des polymères dans leur domaine vitreux. A basse température, la plasticité se déclenche difficilement étant donné que les mouvements moléculaires sont impossibles : ce qui permet à la rupture fragile de se produire dans le domaine élastique sans aucun mécanisme d'endommagement. Autrement dit, cette rupture fragile est provoquée par la rupture en chaîne des molécules sans qu'il n'y ait aucun glissement entre celles-ci. Par contre, en-dessous de la température de transition vitreuse, la déformation plastique activée thermiquement implique des glissements relatifs des molécules de la chaîne principale. A partir de la température de transition vitreuse, les liaisons de Van-der-Waals entre les molécules du polycarbonate disparaissent et le matériau se comporte comme un élastomère, c'est-à-dire qu'il a les propriétés d'un caoutchouc ou d'un liquide visqueux, selon sa masse moléculaire ou son degré de réticulation (Fleck, 90).

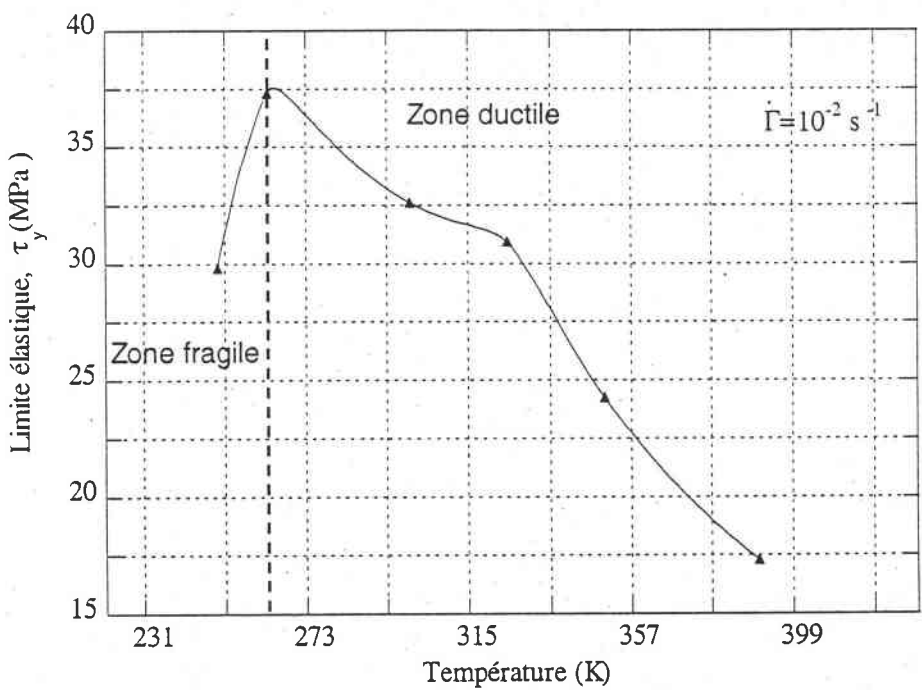


Figure III.26 : Variation de la limite élastique en cisaillement en fonction de la température à $\dot{\Gamma} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

III.3.5 Transition ductile fragile du polycarbonate

Ainsi concluons-nous que la réponse du polycarbonate varie d'un comportement de type fragile à un comportement de type ductile selon les conditions expérimentales telles que la température et la vitesse de déformation. Il existe donc une frontière entre ces deux comportements que l'on qualifie de transition ductile-fragile. En ce qui concerne les essais en température à vitesse de

déformation de 10^{-2}s^{-1} , cette zone peut se situer à basse température et notamment entre 250K et 263K (-23°C et -10°C) (figure III.26). En revanche, dans le cas des essais en vitesses, elle peut être située à de grandes vitesses de déformation variant de $1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ à 10^4 s^{-1} . Par ailleurs, comme nous l'avons signalé dans le premier chapitre, la déformation plastique des polymères vitreux se présente suivant les conditions de sollicitation selon deux modes de déformations distincts : la plasticité par cisaillement qui conduit à la rupture ductile, puis les craquelures « crazing » qui peuvent être les précurseurs de la rupture fragile.

III.3.6 Effet de la vitesse de déformation et de la température sur la limite élastique en cisaillement

Sur la figure III.27, on représente la variation de la limite élastique en cisaillement rapportée à la température ambiante en fonction du logarithme de la vitesse de déformation pour toute la gamme de vitesses de déformation utilisée allant de 10^{-3}s^{-1} jusqu'à $1.65 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$.

Nous observons que la contrainte seuil augmente linéairement avec le logarithme de la vitesse de déformation dans deux domaines de variation. Ce résultat ressemble à ceux prévus par la loi de Eyring-Bauwens (équation III.12), qui montre qu'aux grandes vitesses de déformation l'amorçage de plasticité des polymères nécessite l'activation de manière additive de deux mécanismes de déformation α et β . Aux basses vitesses, l'activation d'un seul mécanisme de déformation α est nécessaire. Ce mécanisme correspond au saut des segments élémentaires de la chaîne macromoléculaire d'une position d'équilibre à une autre sous l'activation conjuguée de la contrainte appliquée et de l'activation thermique. Par contre, aux grandes vitesses, un mécanisme de mode β est activé ; il traduit des mouvements très localisés de la structure moléculaire (groupements latéraux) (Bauwens, 82).

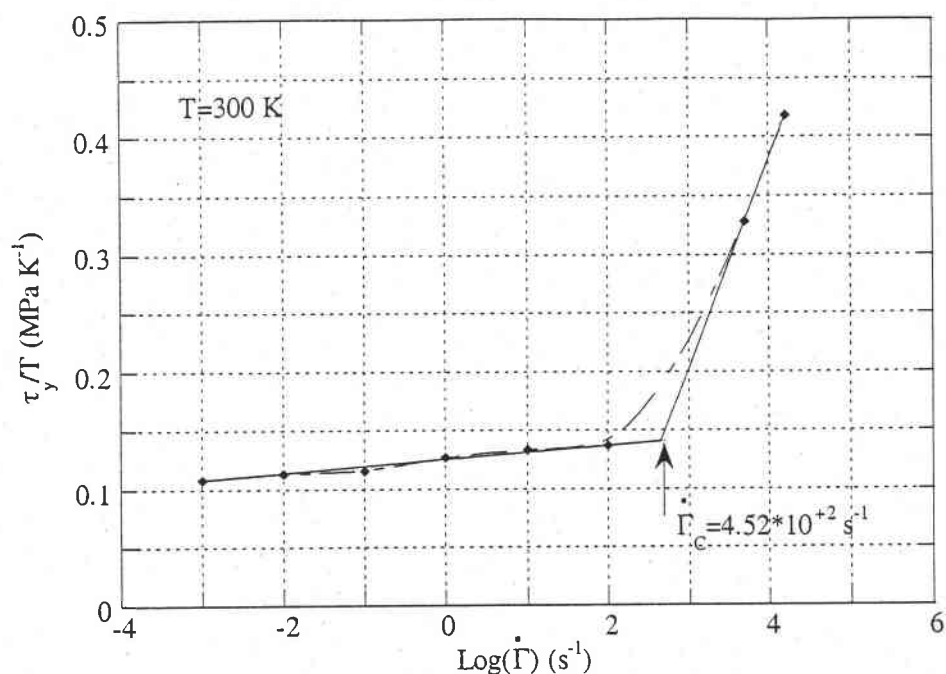


Figure III.27 : Variation de la limite élastique τ_y rapportée à la température ambiante en fonction de la vitesse de déformation.

Ce modèle a été très bien mis en évidence par plusieurs auteurs et ce, dans un large domaine de vitesses et de températures :

$$\frac{\tau_y}{T} = A_\alpha \left(\ln 2C_\alpha \dot{\Gamma} + \frac{Q_\alpha}{RT} \right) + A_\beta \sinh^{-1} \left(C_\beta \dot{\Gamma} \exp \left(\frac{Q_\beta}{RT} \right) \right) \quad \text{III.12}$$

où les paramètres A_α , C_α , A_β et C_β sont des constantes caractéristiques du matériau, Q_α et Q_β sont les énergies d'activation des mouvements moléculaires de la transition vitreuse (ou relaxation principale α) et de la première relaxation secondaire β . Ces différents paramètres sont des constantes ajustées aux données expérimentales.

En fait, pour bien mettre en évidence l'évolution de la limite élastique selon la loi d'Eyring-Bauwens (Bauwens, 72) (équation III.12), nous devons envisager une étude dans un champs de températures et de vitesses de déformation plus vaste. Or, dans cette étude, seules deux vitesses de déformation ont été utilisées à différentes températures, ce qui pose problème dans la détermination des paramètres intervenant dans l'équation III.12. C'est pourquoi, nous nous contenterons de les déterminer à partir de la température ambiante où différentes vitesses de déformation ont été mises en œuvre. Bien que ces derniers ne soient qu'approximatifs, ils restent dans l'ordre des grandeurs des valeurs trouvées par (Rietsch, 90, Bauwens, 84, et Steer, 87).

Les valeurs de ces paramètres sont représentées comme suit :

Paramètres	Nos résultats	(Bauwens, 82)	(Steer, 87)	(Rietsch et Bouette, 90)
A_{α} (MPa K ⁻¹)	$3.0016 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$
C_{α} (s)	$8.66 \cdot 10^{-33}$	$2.4 \cdot 10^{-31}$	$1.8 \cdot 10^{-30}$	$4.1 \cdot 10^{-30}$
Q_{α} (kcal mol ⁻¹)	68.216	75.5	78.5	68.0
A_{β} (MPa K ⁻¹)	$77.15 \cdot 10^{-3}$	$55.7 \cdot 10^{-3}$	$56.0 \cdot 10^{-3}$	$54.0 \cdot 10^{-3}$
C_{β} (s)	$3.0563 \cdot 10^{-7}$	$2.76 \cdot 10^{-9}$	$2.76 \cdot 10^{-9}$	$2.9 \cdot 10^{-7}$
Q_{β} (kcal mol ⁻¹)	4.8193	9.57	9.57	5.0

Tableau III.5 : Valeurs identifiées des paramètres intervenant dans l'équation III.12.

Une vitesse de déformation critique proche de 452 s⁻¹ peut être définie comme l'intersection de ces deux domaines, ce qui révèle l'existence d'un phénomène de transition du matériau. Celle-ci peut être définie aussi par l'équation III.13 qui obéit à la théorie de Eyring-Bauwen. Dans notre cas, cette vitesse critique est égale à 508.3 s⁻¹.

$$\dot{\Gamma}_c = \frac{1}{2C_{\beta}} \exp\left(-\frac{Q_{\beta}}{RT}\right)$$

III.13

III.3.7 Echauffement adiabatique

En général, un matériau soumis à une sollicitation dynamique s'échauffe : les échanges de chaleur avec le milieu extérieur n'ont pas le temps de s'effectuer. Le processus de déformation est donc adiabatique. L'énergie de déformation viscoplastique, dissipée sous forme de chaleur, entraîne une augmentation de la température du matériau. Cette augmentation peut être très importante ce qui entraîne un adoucissement thermique du matériau et en conséquence, conduit à une instabilité provoquant par la suite l'endommagement du matériau par cisaillement adiabatique. Il est donc possible d'estimer l'élévation de la température au sein de l'échantillon. Celle-ci peut être calculée en tenant compte de la dissipation d'énergie, de la conductivité thermique du polymère, ainsi que des échanges thermiques avec l'extérieur. L'équation de la conservation d'énergie est la suivante :

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} - \text{div}(\mathbf{\kappa} \cdot \text{grad}T) - \dot{w} = 0$$

III.14

où ρ est la densité, C_v la capacité calorifique, et κ la conduction thermique du matériau, tandis que $\dot{w}$ est la dissipation de puissance dans le matériau due à la déformation plastique.

Contrairement aux métaux, les polymères présentent en général une faible conductivité thermique ce qui permet de considérer un régime adiabatique même pour des vitesses de déformation modérées. Des calculs numériques sur le même polycarbonate par un code de calcul Forge 2 (Bisilliat, 97) montrent que pour des vitesses de déformations supérieures ou égales à 1s^{-1} , le régime de la déformation est considéré comme adiabatique.

Finalement, sous cette condition, les variations de la température au cours de la déformation seront calculées par une simple intégration numérique de l'équation de la chaleur :

$$\Delta T = \frac{\zeta}{\rho C_v} \int_0^{\Gamma} \tau(\Gamma) d\Gamma \quad \text{III.15}$$

ζ est le coefficient de Taylor-Quiney, représentant la fraction du travail de la déformation plastique transformée en chaleur. Une mesure expérimentale, pour la détermination de l'élévation de la température par infra-rouge, montre que dans le cas des polymères ce coefficient est égal à 1 (Marchand, 84). C'est-à-dire, on considère que toute la partie du travail de la déformation plastique est dissipée sous forme de chaleur.

Sur la figure III.28, on représente l'élévation de la température au cours de la déformation à vitesse de déformation constante ($\dot{\Gamma} = 5 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$). On constate que l'élévation de la température augmente quasi-linéairement avec la déformation. A titre d'exemple, pour une déformation constante de 1.0, l'élévation de la température atteinte est de l'ordre de 60 K. Par contre, sur la figure III.29, nous avons représenté cette fois-ci, l'élévation de la température au sein de l'échantillon en fonction du logarithme de la vitesse de déformation pour un niveau de déformation égal à 1.0. Les valeurs de ces températures témoignent que les polymères sont le siège d'un échauffement adiabatique très important même pour de faibles vitesses de déformation. Cet échauffement est dû essentiellement à la faible conductivité thermique des polymères, ce qui favorisera davantage la déformation plastique du matériau.

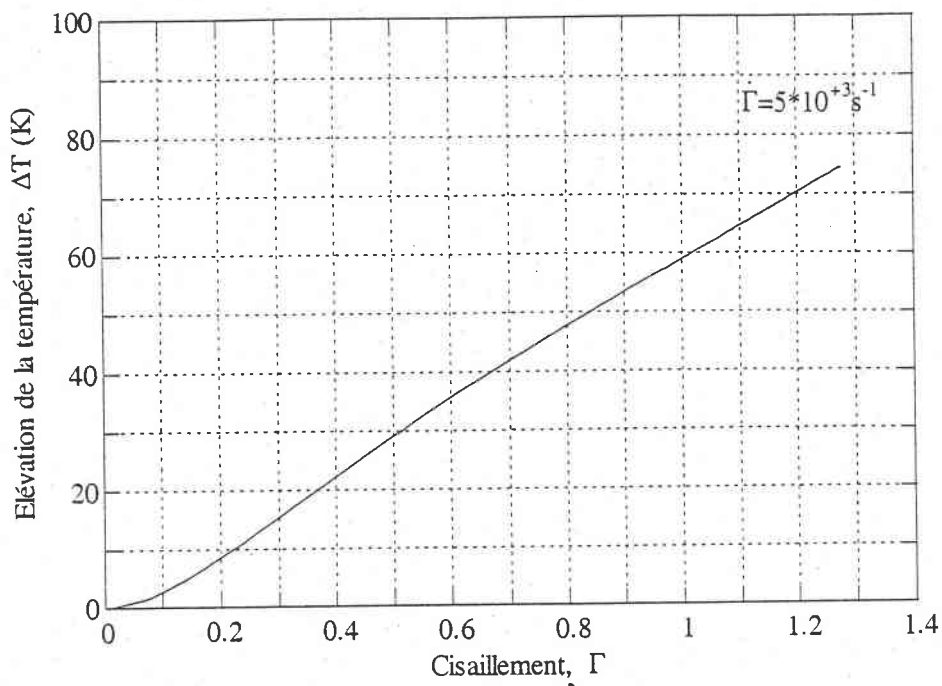


Figure III.28 : Evolution de la température calculée dans le cadre de l’approximation adiabatique en fonction de la déformation pour une vitesse de déformation de $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ à température initiale ambiante $T=300 \text{ K}$.

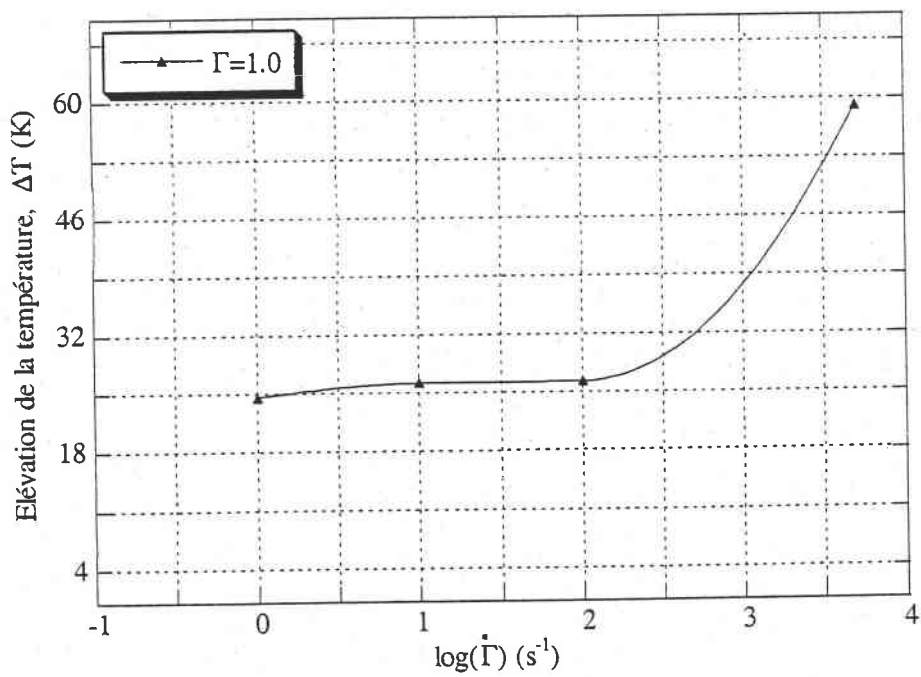


Figure III.29 : Estimation de l’échauffement adiabatique au cours de la déformation en fonction de la vitesse de déformation.

Connaissant la sensibilité à la température θ , il est possible de rapporter une correction sur la contrainte d'écoulement dynamique afin de trouver des courbes isothermes. Cette correction est donnée par :

$$\tau_{\text{isoth}} = \tau_{\text{adiab}} - \theta \Delta T \quad \text{III.16}$$

où $\theta = \left(\frac{\partial \tau}{\partial T} \right)_{\epsilon, \dot{\epsilon}}$ est la sensibilité moyenne à la température. Elle est déterminée à partir des valeurs de contrainte à des taux de déformation pour lesquelles l'adoucissement thermique est négligeable. Pour un niveau de déformation correspondant au seuil d'écoulement (contrainte maximale), la valeur de θ vaut approximativement $-0.123 \text{ MPa K}^{-1}$ (figure III.26).

La figure III.30 compare les courbes adiabatiques et isothermes dans le cas d'un essai de double cisaillement pour deux vitesses de déformation 10^{-2} s^{-1} et $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ à température ambiante.

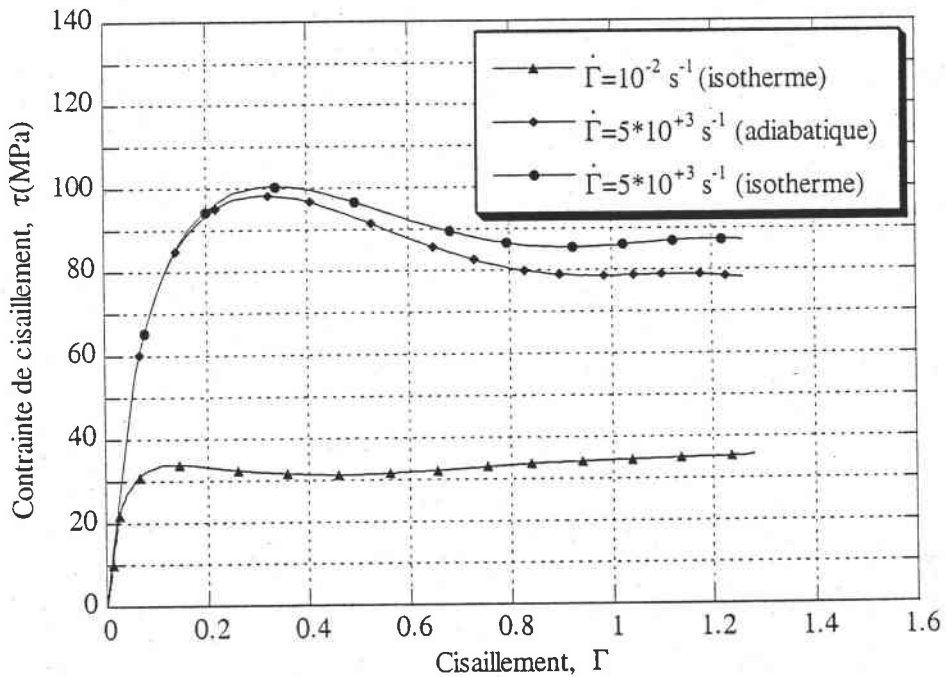


Figure III.30 : Comparaison des courbes isothermes et adiabatiques du polycarbonate sollicité en double cisaillement à deux vitesses de déformation (10^{-2} s^{-1} et $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$), à température initiale 300 K .

Cette technique de correction sera appliquée à l'ensemble des courbes dynamiques analysées par la suite, notamment dans le cas de l'identification de la loi de comportement aux grandes vitesses de déformation.

III.4 Choix d'une loi de comportement

La connaissance de la loi de comportement du matériau est un élément clé qu'il est obligatoire de définir précisément si l'on désire optimiser les performances d'une structure réalisée dans un matériau donné.

En général, le choix d'une loi de comportement doit s'appuyer sur trois grands points :

- la loi doit être adaptée aux mécanismes physiques impliqués dans la déformation;
- elle ne doit faire intervenir que des paramètres mesurables expérimentalement, et qui ont une interprétation physique;
- dans la perspective de l'utilisation de codes de calcul, il faut que la loi choisie soit adaptée aux moyens informatiques.

Les polymères, par la nature complexe de leurs comportements et du matériau lui même, présentent une difficulté dans l'analyse physique fine de leur comportement. Pour cela, l'utilisation d'une loi phénoménologique reste encore une solution au problème de la prédiction du comportement des polymères.

Deux modèles, très utilisés actuellement, permettent de modéliser le comportement des polymères à partir d'une base physique. Le premier est celui de Perez, qui interprète la déformation viscoplastique (non élastique) macroscopique à partir d'une analyse basée sur la mobilité moléculaire, et ce en termes de nucléation thermomécaniquement activée de microdomaines cisailés (Perez, 88). Le deuxième est celui d'Argon (Argon, 73) et qui a été ensuite développé par Boyce (Boyce, 88). Ce modèle, par contre, est largement utilisé dans des codes de calcul par éléments finis, pour traiter les problèmes d'instabilité plastique, par exemple la striction (Tomita, 94), et les bandes de cisaillement (Giessen, 94). Ces deux modèles sont en bon accord avec plusieurs résultats expérimentaux, notamment, dans le cas du PMMA (Ouali, 93) pour le premier modèle, et PC (Boyce, 93) pour le deuxième. Cependant leur application est limitée aux faibles vitesses de déformation.

En ce qui nous concerne, nous avons modifié la loi de comportement proposée par G'sell et Jonas (G'sell, 79). Cette loi a été utilisée avec succès pour caractériser le comportement des polymères dans plusieurs modes de chargements simples (traction, compression) (G'sell, 83). Elle a été également employée dans des codes de calculs numériques par éléments finis pour modéliser l'écoulement plastique de ces matériaux aux sollicitations rapides et aux impacts (Billion, 92).

A l'origine, cette loi s'écrit sous la forme suivante, avec la contrainte dépendant de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température :

$$\tau = K_p (1 - \exp(-w\Gamma))(1 + c \exp(-b\Gamma))(1 + h\Gamma)\dot{\Gamma}^m \quad \text{III.17}$$

où $K_p = K \exp\left(\frac{a}{T}\right)$, avec K un facteur d'échelle. Le terme $1 - \exp(-w\Gamma)$ décrit le comportement viscoélastique, tandis que $1 + c \exp(-b\Gamma)$ présente un éventuel crochet de traction. $1 + h\Gamma$ décrit quant à lui le durcissement progressif aux grandes déformations. Finalement, la sensibilité à la vitesse de déformation est exprimée en terme d'une loi en puissance sous la forme de $\dot{\Gamma}^m$, m étant la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation.

La modification que nous avons apporté à cette loi semble importante. Celle-ci touche notamment la dépendance du coefficient d'échelle K_p vis-à-vis de la température. En effet, nous nous sommes basés sur le fait que la limite élastique tend rapidement vers zéro lorsque la température est proche de la température de transition vitreuse T_g , ce qui n'est pas le cas pour l'équation III.17. Ainsi, la nouvelle expression de K_p sera donnée par la forme suivante :

$$K_p = K_0 \left(1 - \frac{T}{T_N}\right) \left[1 - \tanh\left(\theta^* \left(\frac{T}{T^*} - 1\right)\right)\right] \quad \text{III.18}$$

K_0 le coefficient à 0 K, T_N la température de normalisation ($T_N = T_g + 100$ K), ($\theta^* = \zeta(T^*/T_N)$), et T^* est la température caractéristique correspondant à la température à partir de laquelle la courbe change de pente (figure III.32).

Par ailleurs, comme la valeur de m dépend de la vitesse de déformation, nous lui avons proposé une expression simple donnée par :

$$m(\dot{\Gamma}) = m_0 \left(1 + m_1 \tanh(m_2 \log\left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_c}\right))\right) \quad \text{III.19}$$

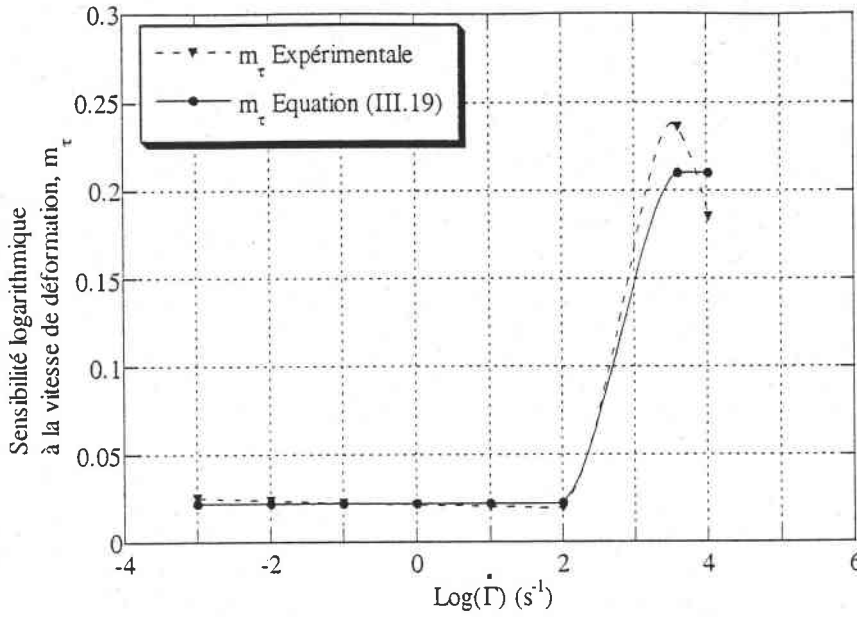


Figure III.31 Variation de la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation m_τ en fonction du logarithme de la vitesse de déformation.

III.4.1 Identification des paramètres de la loi de comportement

Une fois le modèle sélectionné, il reste à calculer les coefficients inconnus intervenant dans celui-ci et qui conduisent à la meilleure représentation possible des essais. Lors de la première analyse, ce modèle fait intervenir six paramètres indépendants. Pour les identifier, nous utilisons la procédure numérique moyennant la méthode des moindres carrés. Celle-ci consiste à réduire l'écart pouvant exister entre le résultat de la modélisation (τ_j^{th}) et les résultats de l'expérience du double cisaillement τ_j^{exp} . Cet écart est appelé fonction écart type moyen, donné par la relation suivante :

$$E_r = \frac{\left[\sum_{j=1}^N [\tau_j^{\text{th}} - \tau_j^{\text{exp}}]^2 \right]^{1/2}}{N}$$

où N est le nombre de points expérimentaux.

Pour trouver les paramètres de l'équation III.18, nous avons utilisé, en premier lieu, les résultats expérimentaux de G'sell (G'sell, 85) qui donnent la variation de la limite élastique en fonction de la température (figure. III.32). Ainsi, K_0 , T^* sont définis.

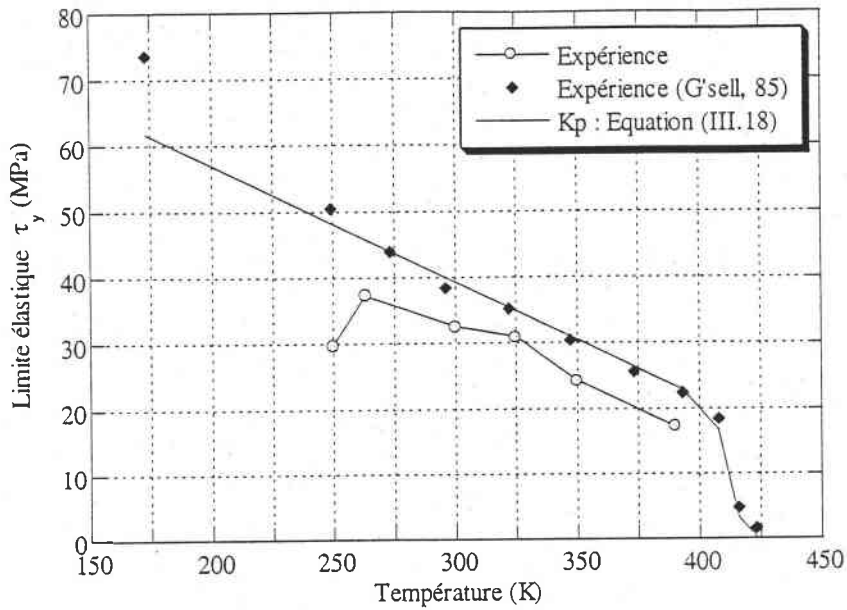


Figure III.32 : Variation de la limite élastique en fonction de la température.

L'identification des autres paramètres montre qu'ils dépendent tous plus ou moins, de la vitesse de déformation, sauf le h qui dépend nettement de la vitesse de déformation (figure III.33). C'est pourquoi nous écrivons son expression en fonction de la vitesse de déformation sous la forme :

$$h = h_0 \left(\frac{\dot{\Gamma}_{\min}}{\dot{\Gamma}} \right)^{h_1} \quad \text{III.20}$$

$\dot{\Gamma}_{\min}$, vitesse de déformation minimale, $\dot{\Gamma}_{\min} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Une autre expression pour h est aussi valable, elle consiste à approximer la variation de h en fonction de la vitesse par une ligne droite :

$$h = h_0 \left(1 - h_1 \log \left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_c} \right) \right) \quad \text{III.21}$$

Toutefois, cette expression présente quelques inconvénients notamment lors de l'exploitation de la loi dans les calculs numériques. D'où l'intérêt de l'équation (III.20).

Nous en déduisons les valeurs de h_0 et h_1 en ajustant cette fois-ci les valeurs de h obtenues pour chaque vitesse de déformation par l'expression (III.20). Pour les autres constantes, nous avons utilisé leur moyenne.

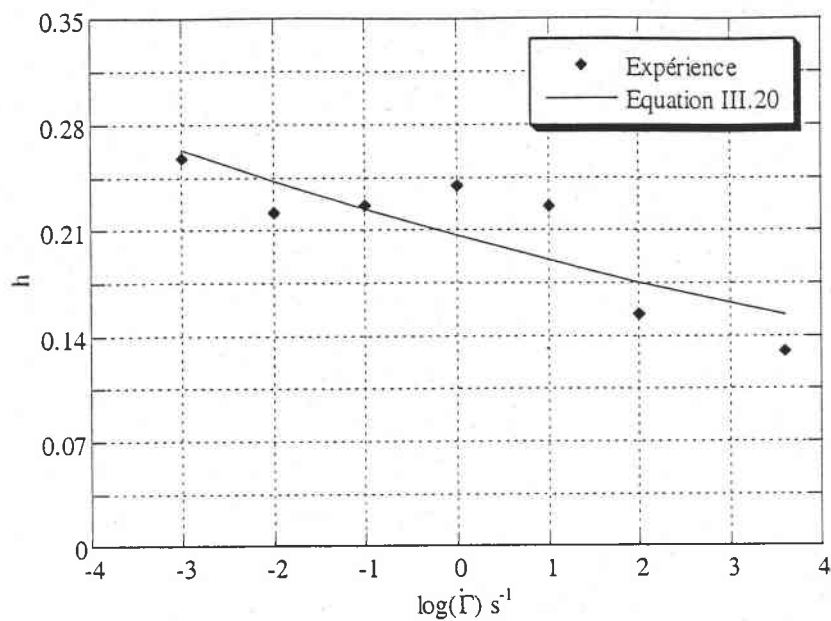


Figure III.33 : Variation de h en fonction de la vitesse de déformation. Les points représentent les valeurs expérimentales et le trait continu représente les prédictions pour h d'après l'équation III.20.

Finalement, les valeurs des paramètres ajustant les prévisions du modèle aux résultats des essais de double cisaillement sont regroupées dans le tableau III.5 suivant :

N°	Paramètres	Valeurs	Unités
1	K_0	35.427	MPa
2	θ^*	79.367	1
3	T^*	412.0	K
4	w	23.237	1
5	c	0.579	1
6	b	6.126	1
7	h	0.286	1
8	h_1	0.0813	1
9	$\dot{\Gamma}_{\min}$	10^{-4}	s^{-1}
10	m_0	0.116	1
11	m_1	0.811	1
12	m_2	4.531	1
13	$\dot{\Gamma}_c$	446.684	s^{-1}

Tableau III.6 : Valeurs identifiées des paramètres intervenant dans la loi de comportement utilisée.

Toutefois, cette identification n'est pas tout à fait exacte, étant donné qu'elle peut donner plusieurs solutions arbitraires sans tenir compte de la physique des choses. Néanmoins, elle permet d'aboutir à des paramètres qui ajustent au mieux les résultats de l'expérience et par conséquent, rend le modèle juste descriptif dans le domaine de petites et grandes déformations pour l'ensemble des vitesses de déformation et de température considérées.

Les courbes de la figure III.34 montrent une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation. En effet, le modèle proposé permet de reproduire toutes les phases de déformation (élastique, plastique et durcissement) dans une gamme de vitesse de déformation très large de 10^{-3} s^{-1} jusqu'au 10^{+2} s^{-1} . Les formulations suggérées pour K_p , m et h semblent aussi convenir. Par conséquent, ce modèle possède tous les critères recherchés pour une loi de comportement. Cependant, il présente une faiblesse dès que la vitesse de déformation devient trop grande. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce phénomène :

- peut être la dépendance de ses coefficients en vitesse soit mal prise en compte,
- les coefficients doivent également dépendre de la température, notamment le coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation : m ,
- et finalement, le modèle ne tient pas compte de la transition ductile-fragile.

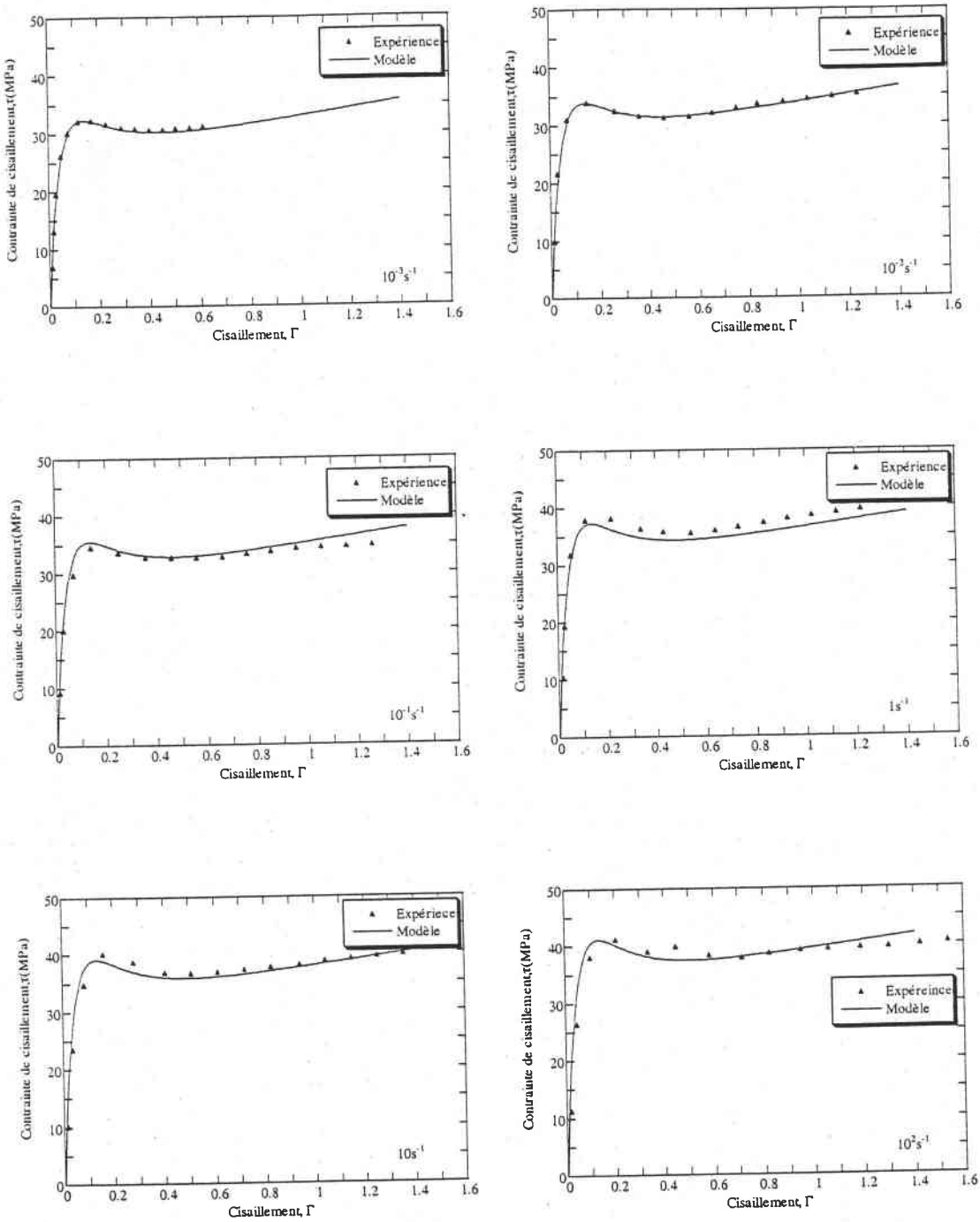


Figure III. 34: Comparaison des courbes contrainte-déformation prévues par le modèle avec celles de l'expérience pour différentes vitesses, à température ambiante ($T=300\text{K}$).

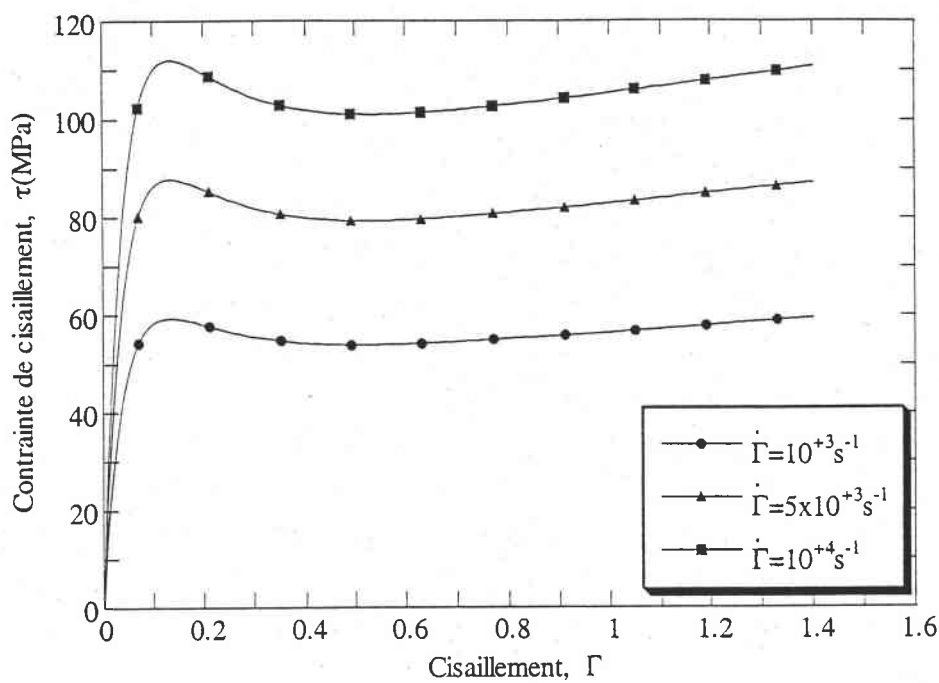


Figure III. 35: Prévision du modèle dans l'approximation isotherme aux grandes vitesses de déformation, ($T=300\text{K}$).

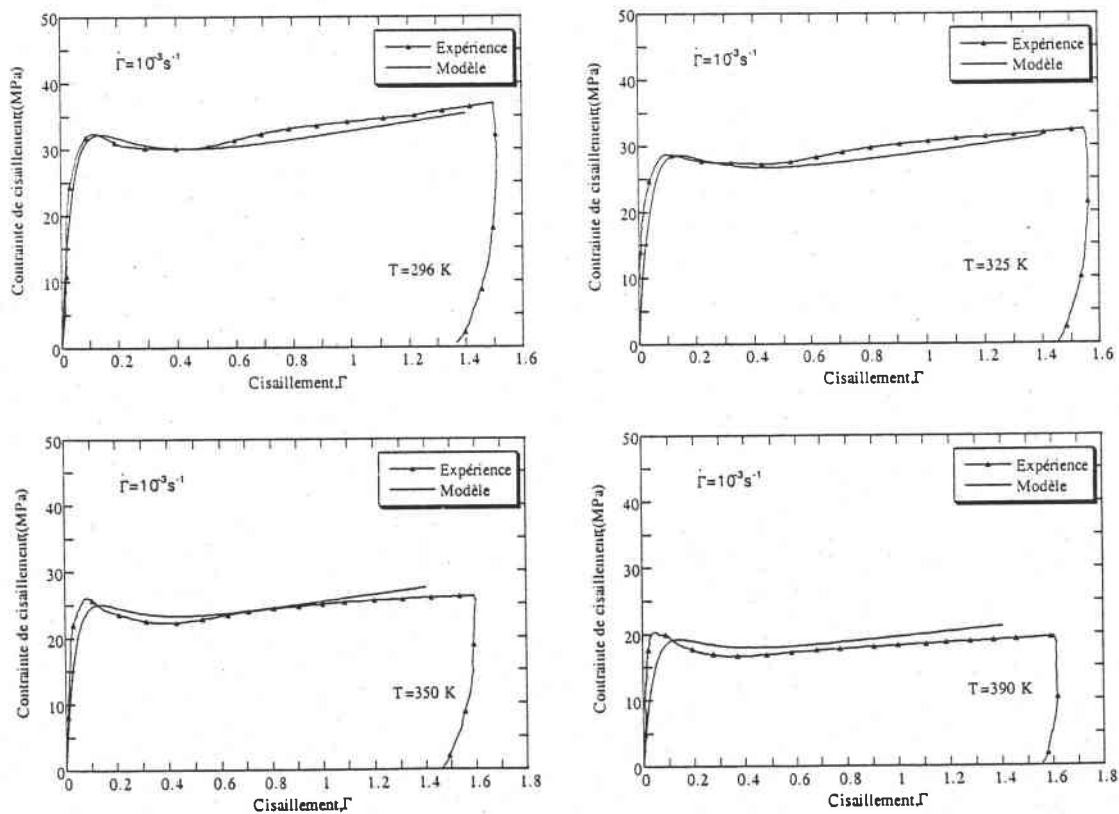


Figure III. 35: Comparaison des courbes contrainte-déformation prévues par le modèle avec celles de l'expérience pour différentes températures, à vitesse constante ($\dot{\Gamma} = 10^3 \text{ s}^{-1}$).

III.5 Conclusion

La caractérisation du polycarbonate Makrolon 3200 nous a permis d'évaluer plus particulièrement les effets de l'écroutissage, de la vitesse de déformation et de la température sur son comportement mécanique vis-à-vis de deux modes de déformation. La synthèse de tous ces résultats expérimentaux nous conduit aux conclusions suivantes :

- le polycarbonate 3200 présente une sensibilité à la vitesse de déformation relativement faible mais non négligeables dans le domaine de vitesses faibles.
- il présente une sensibilité forte à la température,
- nous avons observé une transition nette de la limite élastique en fonction de la vitesse de déformation aux alentours d'une vitesse critique de l'ordre de 446.684 s^{-1} , significative d'un mécanisme de déformation qui s'amorce aux grandes vitesses de déformation,
- le polycarbonate peut être sensible à l'endommagement par bandes de cisaillement adiabatique ou par la transition ductile-fragile aux très grandes vitesses de déformation entre (10^{+3} s^{-1} et $5 \times 10^{+3} \text{ s}^{-1}$) en compression dynamique, et entre ($5 \times 10^{+3} \text{ s}^{-1}$ et $1.6 \times 10^{+4} \text{ s}^{-1}$) en double cisaillement,
- il présente aussi une transition ductile-fragile aux basses températures environ 260 K dans notre cas. En réalité cette température de transition dépend de la vitesse de déformation,
- le polycarbonate, comme la plupart des polymères est le siège d'un échauffement adiabatique important même aux faibles vitesses de déformation du fait de la faible conductivité thermique,
- la loi de comportement choisie, bien qu'elle soit phénoménologique, a permis d'identifier de manière simple les constantes du matériau, de modéliser et de reproduire toutes les phases de l'écoulement plastique tels que l'adoucissement, le durcissement, la sensibilité à la vitesse et la température.

Par la suite, la loi de comportement proposée sera exploitée dans la partie numérique (chapitre IV) concernant l'analyse des conditions d'apparition d'instabilité et de localisation de la déformation dans le cas des polymères.

CHAPITRE IV

SIMULATION NUMERIQUE D'UNE COUCHE INFINIE CISAILLEE EN CISAILLEMENT SIMPLE

Chapitre IV

Simulation numérique d'une couche infinie cisailée en cisaillement simple

IV.1 Introduction

A l'échelle macroscopique la déformation plastique des matériaux, pendant les processus de mise en forme ou lorsqu'ils sont soumis à de grandes vitesses de déformation, paraît homogène. Cependant, à une certaine charge critique le mode de déformation passe d'un mode homogène à un mode fortement hétérogène, synonyme d'une instabilité. Ainsi, une localisation importante de la déformation, et donc aussi un accroissement local de température, apparaît dans des zones très étroites appelées bandes de cisaillement adiabatique (BCA). Lorsque le matériau est thermoadouçissant, la chute de la contrainte d'écoulement (adouçissement thermique) provoquée par l'élévation de la température favorise la concentration de la déformation et l'échauffement local. Le mécanisme est alors auto-catalytique. Ce sont donc des facteurs déterminants pouvant provoquer la formation des bandes de cisaillement ou bien conduire à une rupture ductile dans le matériau.

Ce phénomène n'apparaît que si la chaleur n'a pas le temps de se diffuser rapidement dans le matériau et par conséquent uniformiser le champ de température. La formation des bandes de cisaillements est donc favorisée aux grandes vitesses de déformation ou dans les métaux dont la conductivité thermique est faible. Il faut noter que des bandes de cisaillement sont également observées dans certaines conditions où la conduction thermique ne joue aucun rôle. Il s'agit des bandes de cisaillement isotherme dont l'origine est un adoucissement purement mécanique (géométrique), par exemple les bandes de striction.

La nature particulière du comportement des polymères est caractérisée par deux phénomènes principaux. Le premier est celui de l'adouçissement isotherme lié à l'écrouissage négatif, dû à la multiplication des défauts. Le second est le phénomène d'auto-échauffement dû en général à leur conduction thermique particulièrement faible par rapport aux métaux. Ce comportement spécifique aux polymères fait qu'ils sont sujet à ces phénomènes d'instabilités sous forme de bande de cisaillement isotherme et adiabatique.

Si la littérature concernant les métaux est beaucoup plus riche en ce qui concerne la description quantitative de ces phénomènes de localisation, elle l'est moins dans le cas des polymères, si ce n'est quelques études qualitatives. Pourtant l'expérimentation témoigne de leur existence et met en

évidence deux sortes d'instabilité, la striction (G'sell, 88) et les bandes de cisaillement (Li, 76, Wu, 73, Bowden, 70). Ces dernières constituent l'un des principaux mécanismes de la déformation plastique des polymères, l'autre étant l'endommagement (crazing) (Kramer, 82).

La striction est souvent observée pendant les essais de traction et se manifeste par une concentration locale de la déformation plastique, de sorte que la section s'y amincit plus qu'ailleurs. Pour un métal, l'amincissement local au centre de l'éprouvette s'accroît de plus en plus jusqu'à conduire à la rupture de l'échantillon. Au contraire, pour un polymère l'amincissement dans la striction se stabilise, et on observe alors une propagation des épaules de la striction. Quant aux bandes de cisaillement, elles sont en général produites lors des essais de compression, de cisaillement ou de torsion etc... sous forme de micro-bandes cisillées (Bowden, 70).

Ce phénomène de localisation de la déformation, en forme de bande de cisaillement, est largement étudié au sein de notre laboratoire (LPM) dans le cas des métaux, par exemple (Klepaczko, 87-95, Molinari, 88, Lipinski, 87). La présente étude a pour originalité d'être orientée pour la première fois aux cas des polymères. La différence principale entre cette étude et les travaux réalisés antérieurement au LPM réside dans la loi qui régit le comportement du matériau, qui est totalement différente de celle décrivant les matériaux métalliques, ainsi que les mécanismes induisant aux instabilités thermoviscoplastiques.

Récemment, plusieurs auteurs ont porté un intérêt croissant au phénomène d'instabilité dans les polymères amorphes. Nous citons à titre d'exemple (Tomita, 94) et (Giessen, 97), (Tomita, 97). Ces auteurs, en partant d'une approche physique basée sur le modèle constitutif de Boyce (Boyce, 88) et en utilisant la méthode des éléments finis, ont pu prédire la formation des bandes de cisaillement et étudier les mécanismes de leur propagation.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux conditions critiques d'instabilité et de localisation de la déformation par une approche numérique basée sur la méthode des différences finies, en utilisant le schéma d'Euler semi-implicite. L'avantage de cette méthode par rapport aux autres schémas (implicite, explicite, etc ...) c'est que pour une valeur donnée du pas d'espace, l'erreur de troncature sur le terme en pas de temps est nettement plus petite que dans les autres méthodes. Dans la présente étude, nous tenons compte du couplage thermomécanique qui se manifeste par l'évolution de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation, de l'adoucissement thermique, de la conduction thermique et des effets d'inertie.

IV.2 Formulation du problème

Le modèle choisi pour étudier la localisation est une couche de hauteur h constante, d'extension infinie suivant la direction de z et de largeur variable $w(y)$ suivant x soumise à un cisaillement simple parallèle à l'axe z , (figure IV.1). Les dérivées par rapport à x et z de toutes les grandeurs physiques sont supposées nulles ; en outre on admet que la déformation, définie par $\Gamma = \partial z / \partial y$, est nulle suivant x (cisaillement simple).

L'évolution de la largeur de la couche cisailée le long de l'axe y se fait par le biais de la fonction sinusoïdale (IV.1) adoptée par Lipinski et al. dans (Klepaczko, 87).

$$w(y) = w_0 \left(1 + \delta_w \sin \left(\frac{\pi}{2} - 2\pi \frac{y}{h} \right) \right) \quad (\text{IV.1})$$

Où w_0 , δ_w et h sont respectivement la largeur moyenne, le coefficient du défaut géométrique et la hauteur de la couche, qui ont pour valeur respective 6.0 mm, 0.029 et 2.0 mm. La largeur et la hauteur de la couche sont supposées les mêmes que dans l'éprouvette de double cisaillement (MDS).

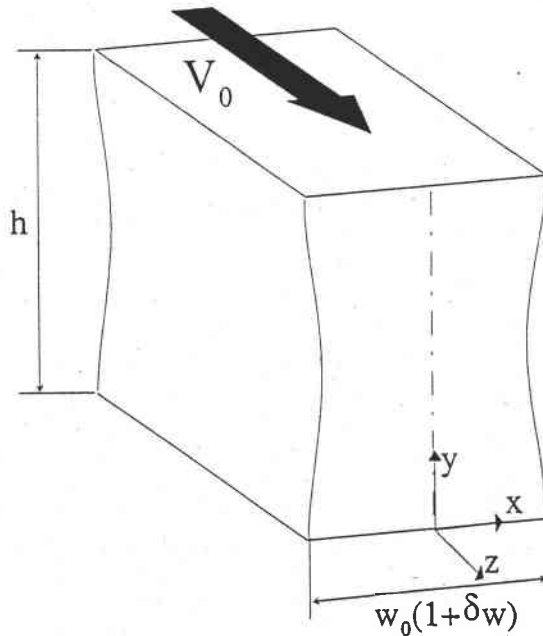


Figure IV.1 : Géométrie de la couche cisailée

IV.2.1 Mise en équation du problème

Les équations gouvernant le problème sont les suivantes :

a) l'équation constitutive :

$$\tau = \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \quad (IV.2)$$

Dans cette équation la loi de comportement s'exprime en fonction de la déformation, la vitesse de déformation et de la température. Nous allons revenir en détail sur cette loi dans le paragraphe suivant.

b) L'équation de la conservation de la quantité de mouvement dans le cas d'une couche cisailée s'écrit :

$$\frac{\partial(\tau w(y))}{\partial y} = \rho w(y) \frac{\partial v}{\partial t} \quad (IV.3)$$

Dans cette relation, τ est la contrainte de cisaillement, ρ la masse volumique du matériau, v est la vitesse dans la bande et $w(y)$ est la largeur de la couche cisailée.

c) L'évolution de la température est gouvernée par l'équation de la chaleur :

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \tau \frac{\partial \dot{\Gamma}}{\partial t} + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial^2 y} \quad (IV.4)$$

les coefficients C_v et κ représentent respectivement la capacité calorifique et le coefficient de conduction thermique. Le coefficient de Taylor-Quinney ζ , supposé constant et égal à 1, traduit le travail plastique dissipé sous forme de chaleur.

d) La condition de compatibilité cinématique

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (IV.5)$$

avec

$$\Gamma = \Gamma_{pl} + \Gamma_{ela}$$

IV.2.2 Analyse dimensionnelle

Dans le but d'obtenir des équations adimensionnelles, nous utilisons les variables suivantes :

$$\tilde{y} = h ; \tilde{V} = h\dot{\Gamma}_0 ; \tilde{t} = \frac{1}{\dot{\Gamma}_0} ; \tilde{k} = \frac{\tau_0^* \dot{\Gamma}_0 h^2}{T_f} ; \tilde{C}_v = \frac{\dot{\Gamma}_0^2 h^2}{T_f} ; \tilde{\rho} = \frac{\tau_0^*}{\dot{\Gamma}_0^2 h^2}$$

Où $\dot{\Gamma}_0$ est la vitesse de cisaillement nominale ($\dot{\Gamma}_0 = V_0/h$), T_f est la température de référence du matériau égale à $T_g + 100K$ et τ_0^* est la contrainte de référence.

A partir de cette analyse, les équations (IV.3, IV.4 et IV.5) peuvent être écrites sous forme adimensionnelle :

Equation de mouvement

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = T_1 \frac{\partial^2 v}{\partial^2 y} + T_2 \frac{\partial \Gamma}{\partial y} + T_3 \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\tau}{w} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (IV.6)$$

$$\text{avec} \quad T_1 = \frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \quad T_2 = \frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \quad T_3 = \frac{\partial \tau}{\partial T}$$

Equation de la conservation d'énergie

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \tau \frac{\partial v}{\partial y} + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (IV.7)$$

Equation de compatibilité

$$\dot{\Gamma} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (IV.8)$$

IV.2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites adoptées pendant le calcul sont :

Une vitesse V_0 constante imposée sur le bord supérieur de la couche, le bord inférieur étant encastré.

$$V = V_0 \quad \text{pour } y = h \quad (IV.9)$$

$$V = 0 \quad \text{pour } y = 0$$

La couche est supposée thermiquement isolée (parois adiabatiques)

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{pour } y=h \quad (\text{IV.10})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{pour } y=0$$

IV.2.4 Discretisation des équations

Pour la résolution du problème, nous avons utilisé la méthode des différences finies, en adoptant le schéma d'Euler semi-implicite avec un coefficient de pondération θ . Ce schéma permet d'approximer les dérivées premières et secondes de la façon suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{X_i^{j+1} - X_i^j}{\Delta t} \quad (\text{IV.11})$$

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \left(\frac{X_{i+1}^j - X_{i-1}^j}{2\Delta y} \right) \quad (\text{IV.12})$$

$$\frac{\partial^2 X}{\partial y^2} = \theta \left(\frac{X_{i+1}^{j+1} - 2X_i^{j+1} + X_{i-1}^{j+1}}{\Delta y^2} \right) + (1 - \theta) \left(\frac{X_{i+1}^j - 2X_i^j + X_{i-1}^j}{\Delta y^2} \right) \quad (\text{IV.13})$$

La condition de stabilité n'est assurée que pour un Δt inférieur à une valeur critique Δt_c . De plus Δt doit être assez petit pour que les erreurs des approximations soient acceptables. Ainsi, pour que l'algorithme soit inconditionnellement stable, nous avons utilisé la condition de stabilité proposée par Lipinski, dans (Klepaczko, 87). Celle-ci consiste à calculer Δt pour chaque itération en vérifiant la condition de stabilité suivante :

$$e = \xi \sqrt{\frac{3}{p}} \quad 0 \leq \xi \leq 1 \quad (\text{IV.14})$$

Où $e = \frac{\Delta t}{\Delta y^2}$, p est la plus grande valeur propre de la matrice $[A]$. En effet, le système d'équation à résoudre est le suivant :

$$\frac{\partial \{w\}}{\partial t} = [A] \frac{\partial^2 \{w\}}{\partial y^2} + [B] \frac{\partial \{w\}}{\partial y}, \quad \text{avec } \{w\} = \{V, \Gamma, \theta\}$$

IV.2.5 Loi de comportement utilisée

Afin de traiter les instabilités plastiques sur une base quantitative, et obtenir des résultats numériques fiables, il est nécessaire de connaître la loi de comportement du matériau. Ainsi, la loi utilisée est celle décrite au chapitre III dont la forme est la suivante :

$$\tau = K_p (1 - \exp(-w\Gamma))(1 + c \exp(-b\Gamma))(1 + h\Gamma)\dot{\Gamma}^m \tag{IV.15}$$

$$K_p = K_0 \left(1 - \frac{T}{T_N} \right) \left[1 - \tanh \left(\theta^* \left(\frac{T}{T^*} - 1 \right) \right) \right] \tag{IV.16}$$

$$m(\dot{\Gamma}) = m_0 \left(1 + m_1 \tanh(m_2 \log \left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_c} \right) \right) \tag{IV.17}$$

$$h = h_0 \left(\frac{\dot{\Gamma}_{min}}{\dot{\Gamma}} \right)^{h_1} \tag{IV.18}$$

L'identification des paramètres a été discutée au chapitre III.

Les propriétés mécaniques et thermiques du matériau utilisées dans ce calcul sont énoncées ci-dessous :

Paramètres	Valeurs	Unités
Masse volumique ρ	1200	(kg/m ³)
Chaleur spécifique C_v	1170	(J/kg/K)
Température de transition vitreuse T_g	423	K
Conductivité thermique κ	0.21	(W/mK)

Tableau IV.1 : Propriétés mécaniques et thermiques du polycarbonate utilisées lors de cette simulation, (Bisilliat, 97).

IV.3 Résultats numériques

IV.3.1 Incidence de la taille du maillage

Tous les calculs qui font appel à la résolution des systèmes spatio-temporels nécessitent une discrétisation. En général, il existe deux façons d'envisager ces problèmes. La première consiste à utiliser un maillage progressif. Ce dernier permet d'avoir une bonne résolution dans la zone critique de localisation avec un temps de calcul moins long, mais cette méthode exige la connaissance à l'avance de la zone critique de localisation. Dans ce contexte, Batra et Kim (Batra, 91) ont utilisé un maillage adaptatif de la structure en fonction des gradients rencontrés, c'est-à-dire, un remaillage de la structure à chaque fois que les gradients dépassent un seuil pré-défini. Une autre méthode, simple à mettre en œuvre, consiste à utiliser un maillage fixe présentant une très bonne résolution au centre. L'inconvénient de cette méthode c'est qu'elle est assez longue.

Une série de calculs préliminaires a été effectuée pour différentes tailles de maille qui sont égales à 40 μm , 28.57 μm , 20 μm , 13.2 μm , 11.6 μm et 10 μm et qui correspondent respectivement aux nombres des nœuds suivants : 51, 71, 101, 151, 171, 201. Nous avons remarqué que la modification de maillage n'entraîne pas trop de changement au niveau de l'allure générale des résultats, mais permet de poursuivre les calculs plus loin en déformation. Nous avons remarqué aussi que l'instant d'apparition de la localisation n'est pas influencé par la taille de maille. Ainsi, une taille de maille moyenne suffit largement pour connaître seulement le début de la localisation.

Pour cette étude, le maillage utilisé est homogène mais suffisamment fin au centre de la bande. En effet, la couche a été discrétisée en 100 parties élémentaires (101 nœuds) dont la taille du plus petit élément est de 20 μm .

Sur la figure IV.2 nous montrons l'évolution de la contrainte de cisaillement au centre de la couche, en fonction de la déformation nominale pour trois vitesses de déformation respectivement égales à 10^{-3} s^{-1} , $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et 10^{-4} s^{-1} . Nous observons d'abord une augmentation de la contrainte jusqu'à un maximum, correspondant au début d'instabilité, suivie d'une chute due à l'adoucissement thermique provoqué par l'énergie de la déformation plastique. Cet adoucissement est d'autant plus fort que la vitesse de déformation est élevée. A un stade de la déformation, la chute de contrainte devient trop rapide, synonyme de la localisation de la déformation plastique. A ce niveau de déformation, l'histoire de la température au centre de la couche montre une élévation locale importante de la température. Il faut dire aussi que cette chute rapide de contrainte est prévue par notre loi de comportement. Celle-ci tend rapidement vers zéro une fois que la température est proche de la température de transition vitreuse. Ceci peut être considéré, en fait, pour nous comme une approche qui conduit à la

localisation. Nous constatons également que l'augmentation de la vitesse entraîne une diminution de la déformation nominale nécessaire à la localisation de la déformation plastique. Cette dernière est peut être définie comme étant la déformation à partir de laquelle la contrainte chute brutalement. Cette manifestation précoce de la localisation est due tout simplement au régime adiabatique et au processus auto-catalytique.

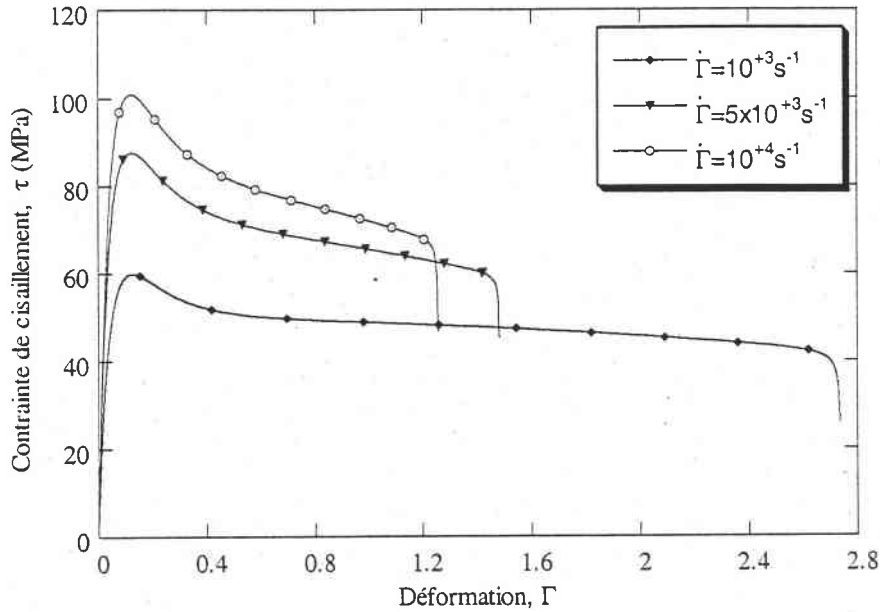


Figure VI.2 : Evolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation pour trois valeurs de vitesses de déformation.

Par ailleurs, comme la chute de la contrainte se fait progressivement, c'est-à-dire, sans discontinuité de pente, il est difficile de déterminer avec une grande précision l'instant de la localisation finale. Par conséquent, nous définissons le moment de localisation "conventionnel". Ainsi, on dira que l'on a une localisation si le rapport $\dot{\Gamma}(y = h/2)/\dot{\Gamma}(y = 0) = P$, où P est un nombre fini choisi à l'avance, dans notre cas $P=50$.

IV.3.2 Distribution des profils

Pour montrer l'évolution du processus de déformation au cours du temps, nous montrons les profils de déformations $\Gamma(t, y)$ de températures $T(t, y)$ et de vitesses de déformation $\dot{\Gamma}(t, y)$, dans la couche pendant différents temps d'écoulements (différentes déformations nominales équivalentes) (figures IV.3, IV.4, IV.5). La vitesse de déformation nominale égale à $\dot{\Gamma}_n = 10^3 \text{ s}^{-1}$ correspond à une vitesse de cisaillement $V_0 = 2 \text{ m s}^{-1}$. Sur ces figures, nous observons que l'évolution de la déformation, de la température et de la vitesse de déformation dans la bande reste homogène jusqu'à un certain

niveau, au-delà duquel une instabilité commence à se développer. Elle se traduit par une faible inhomogénéité de température et de déformation. Cette instabilité s'accélère avec la déformation jusqu'à la localisation finale de la déformation plastique. Celle-ci se traduit, sur la figure IV.5, par une augmentation locale rapide de la vitesse de déformation au centre de la couche. Il est important aussi de remarquer que ce processus se produit très lentement. En effet, le temps nécessaire pour obtenir cette localisation est très lent. Ce retard d'apparition des BCA peut être dû soit à la viscosité élevée des polymères soit à l'écrouissage positif (durcissement) dans le domaine des grandes déformations qui permet à l'instabilité de se propager jusqu'à conduire à la ruine du matériau.

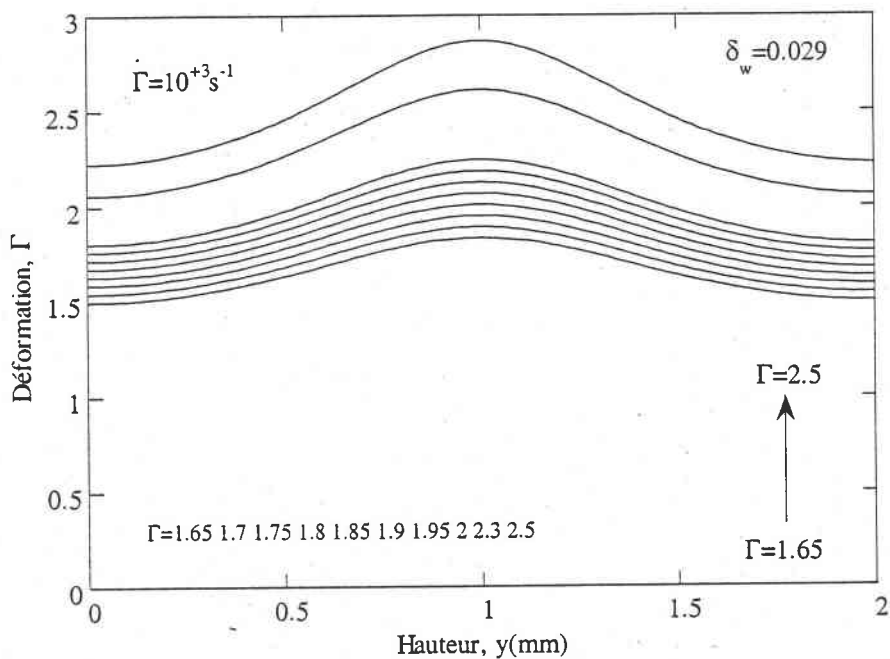


Figure IV.3. Distributions de déformations dans la couche.

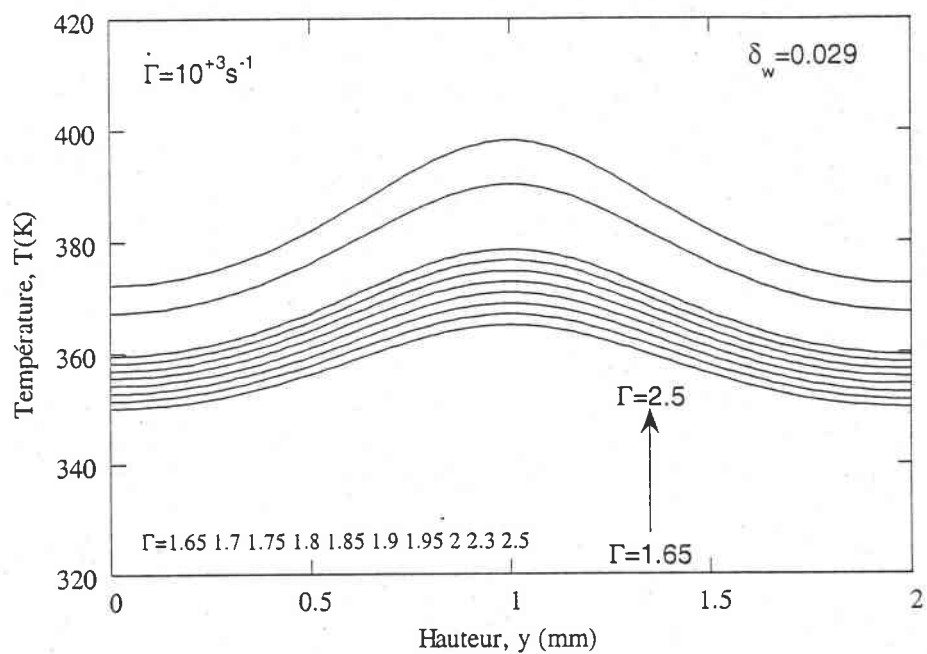


Figure IV.4. Distributions de températures dans la couche.

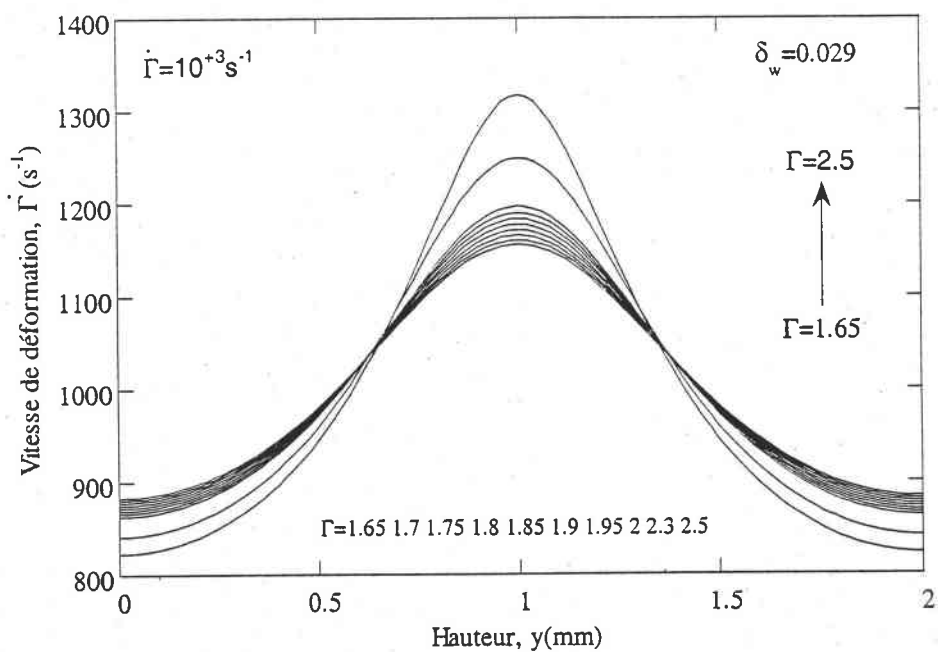


Figure IV.5. Distributions de vitesses de déformation dans la couche.

IV.3.3 Incidence de la vitesse de déformation

Dans cette section, nous nous intéressons à l'effet de la vitesse de déformation nominale sur l'évolution des profils de déformations, de températures, de vitesses de déformation et au démarrage de la localisation. Ainsi, nous avons réalisé une série de calculs pour différentes vitesses de déformation nominales, où l'hypothèse de la déformation plastique adiabatique est vérifiée : $3 \times 10^{+2} \text{s}^{-1} \leq \dot{\Gamma}_n \leq 2 \times 10^{+4} \text{s}^{-1}$ ($6 \times 10^{-1} \text{ms}^{-1} \leq V_0 \leq 40 \text{ms}^{-1}$).

Les résultats de ces calculs sont montrés sur les figures IV.6, IV.7 où nous avons présenté les distributions spatiales de la déformation, de la température et de la vitesse de déformation respectivement pour deux vitesses de déformation $5 \times 10^{+3} \text{s}^{-1}$ et 10^{+4}s^{-1} . Tout d'abord, nous observons une tendance similaire de ces distributions, avec bien sûr une augmentation rapide de la température au centre pour les plus grandes vitesses, et par conséquent, une augmentation locale et rapide de la vitesse de déformation (figure IV.6c et IV.7c), ce qui explique en d'autres termes l'effet auto-catalytique (aux bords de la couche les températures ont tendance à diminuer). Il est important aussi de constater une stabilisation de la température au centre aux alentours de 400 K. En réalité la valeur maximale de la température atteinte en fin de localisation est de l'ordre de 410 K. L'histoire de la déformation et de la température aux bords et au centre de la couche confirme cette tendance (voir Annexe 2).

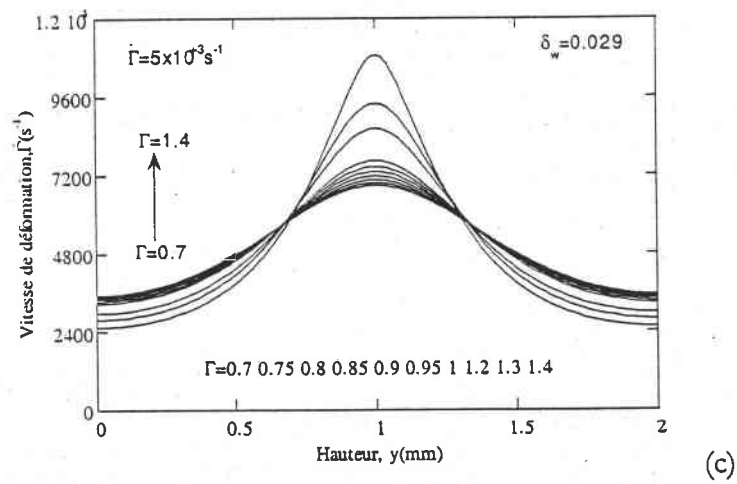
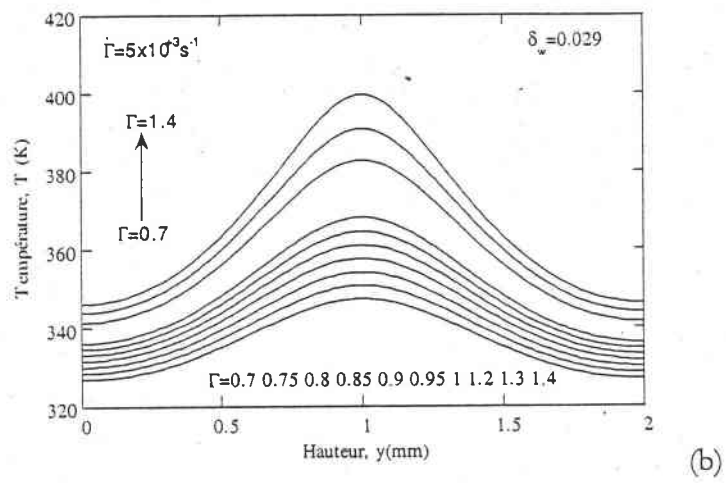
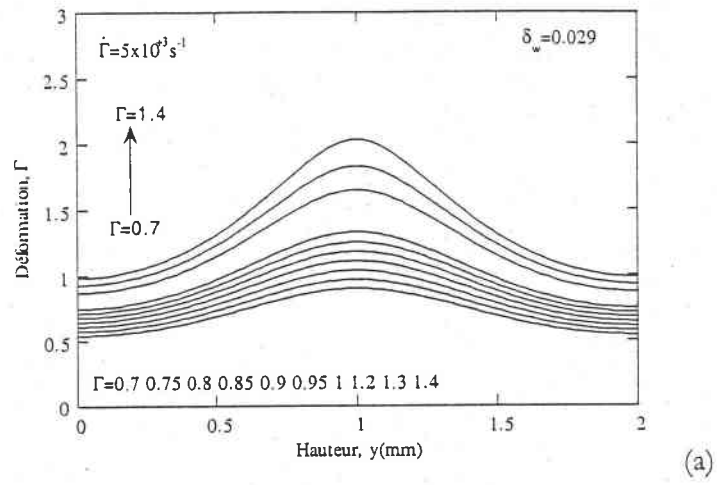


Figure IV.6 : Distributions de déformations (a), de températures (b) et de vitesses de déformation (c) dans la couche.

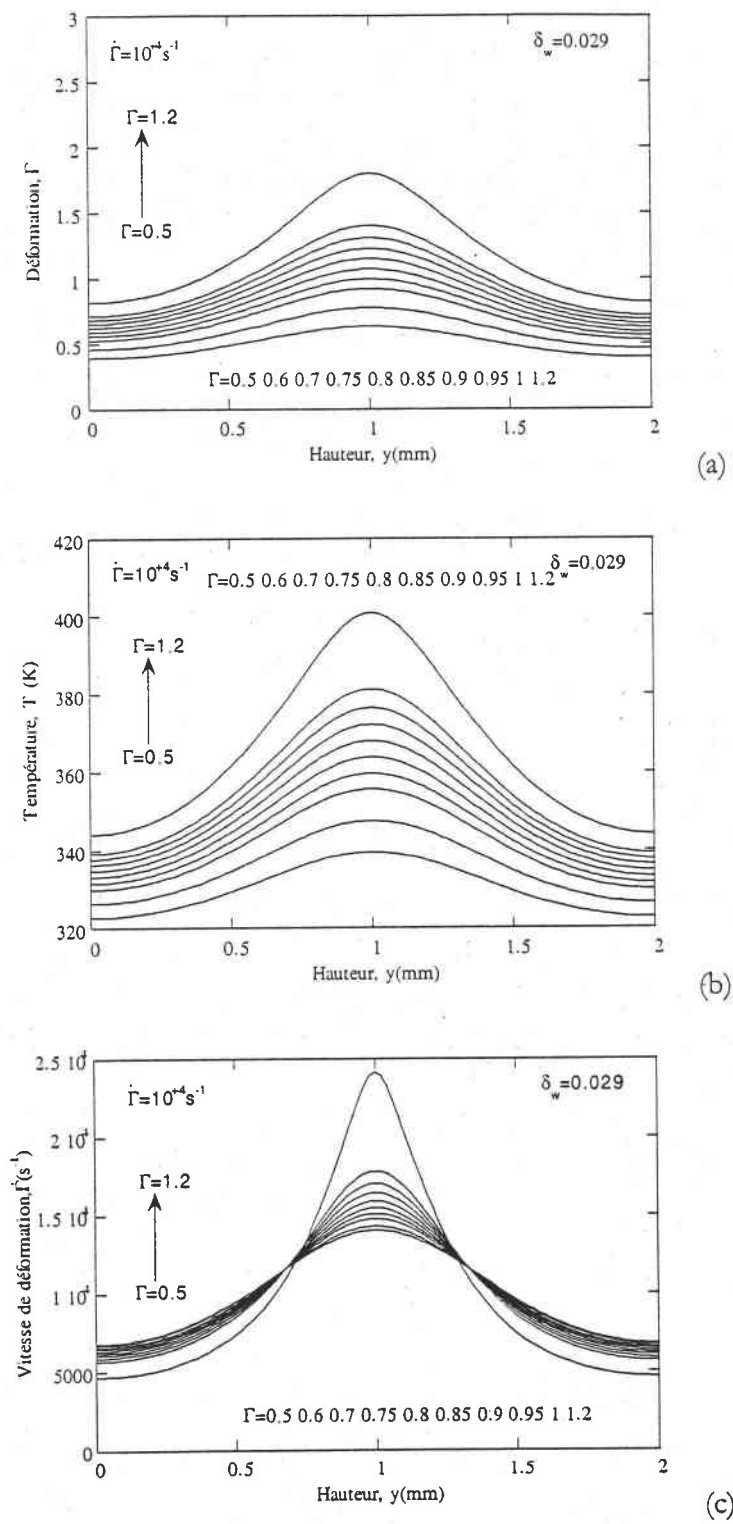


Figure IV.7 : Distributions de déformations (a), de températures (b) et de vitesses de déformation (c) dans la couche.

Comme nous l'avons vu, la vitesse de déformation joue un rôle très important sur l'apparition de la localisation de la déformation plastique. Il est à noter que cette observation est faite uniquement aux grandes vitesses de déformation. Pour bien mettre en évidence l'effet de la vitesse de déformation, des simulations à vitesses moyennes ont été effectuées, notamment à 300s^{-1} et 500s^{-1} . Ces deux vitesses ne permettent pas seulement d'étendre le domaine des vitesses étudiées, mais également d'introduire l'effet du coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation, inférieur à celui utilisé dans la première simulation (10^{+3}s^{-1} , $5 \times 10^{+3}\text{s}^{-1}$ et 10^{+4}s^{-1}).

En analysant l'effet de la vitesse de déformation sur la déformation nominale de la localisation γ_{NL} (figure IV.8), on distingue quatre zones. La première pour des vitesses inférieures à 300s^{-1} dans laquelle la déformation nominale à la localisation tend vers l'infini. La deuxième zone se situe entre 300s^{-1} et 500s^{-1} , dans laquelle la déformation à la localisation diminue. Elle augmente dans la troisième zone, comprise entre 500s^{-1} et 10^{+3}s^{-1} . Cela peut être dû au fait que dans cette zone la sensibilité à la vitesse augmente plus rapidement, ce qui a pour conséquence de retarder la localisation. Finalement, dans la quatrième zone, la déformation à la localisation commence à diminuer car comme nous l'avons signalé le processus auto-catalytique conduit à une localisation précoce de la déformation qui se manifeste sous forme de bande de cisaillement. L'histoire de la déformation et de la température au centre et aux bords de la couche illustre bien ce phénomène. En effet, nous constatons que lorsque la vitesse de déformation augmente, le rapport de température et de déformation entre le centre et le bord de la couche devient plus important. La déformation nominale nécessaire à la localisation diminue excepté pour la vitesse 500s^{-1} , qui correspond dans notre cas à la vitesse de transition où la sensibilité à la vitesse devient plus importante. Ce qui confirme son rôle stabilisant dans le processus de déformation plastique.

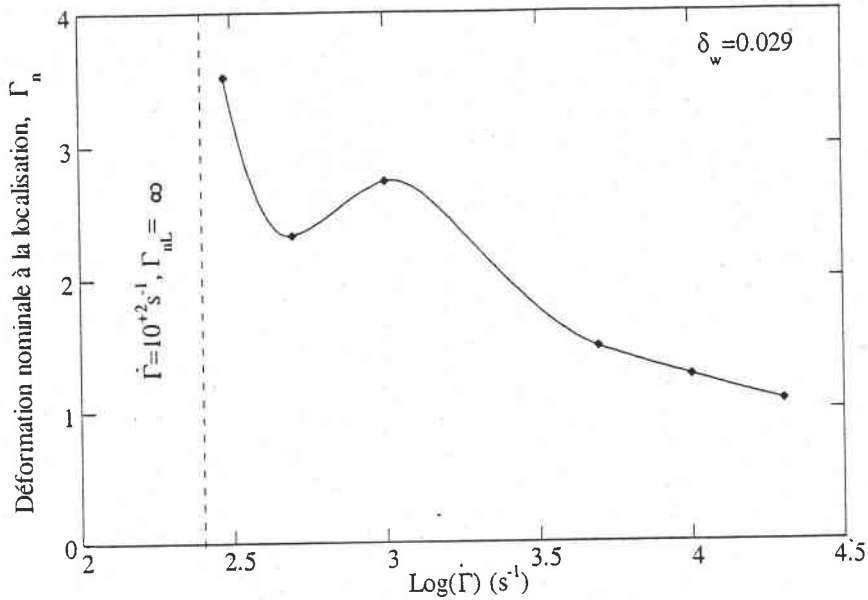


Figure IV.8 : Déformation nominale de la localisation à la déformation plastique en fonction du logarithme de la vitesse de la déformation.

IV.3.4 Incidence de la taille du défaut

Les paramètres rhéologiques du matériau, la géométrie de la structure ainsi que les conditions de chargements aux limites jouent un rôle important dans le développement ou le non développement des bandes de cisaillement.

Dans cette étude, on s'attache plus particulièrement à quantifier l'influence de la taille du défaut sur la localisation de la déformation plastique. Les autres paramètres restent fixes. La vitesse nominale de cisaillement est de 10^3 s^{-1} .

En premier lieu, nous allons montrer de manière schématique l'effet de la taille du défaut sur la largeur de la couche, étant donné qu'elles sont liées par l'équation (IV.1). Ainsi, trois valeurs de défauts ont été choisies, de façon arbitraire, égales à $\delta_w = 12\%$, 24% , 30% . Nous observons sur la figure IV.9 que plus la taille du défaut est grande plus la largeur de bande est fine, ce qui constitue un site propice à la concentration des températures, des déformations et des vitesses de déformation, et par conséquent favorisera davantage la localisation de la déformation plastique. Autrement dit, si le défaut est sévère l'apparition des BCA est accélérée.

Ceci est confirmé sur les figures IV.10, IV.11, IV.12 où nous représentons respectivement l'évolution au cours du temps de la déformation et de la température dans la couche pour chaque taille de l'amplitude défaut. Nous observons que plus l'amplitude du défaut augmente plus la zone qui

entoure la bande devient étroite, où les températures sont plus élevées, d'où une concentration locale plus importante de la température et de la déformation au centre de la bande. Conjointement, la température et la déformation restent quasiment figées aux bords, car la diffusion de la température par conduction thermique vers les bords devient faible. Il est également important de remarquer que le temps nécessaire à la localisation de la déformation plastique devient plus rapide quand le défaut est grand. La figure VI.13 confirme cette tendance. En effet, sur cette figure nous avons tracé l'évolution de la déformation de localisation de la déformation plastique en fonction de différentes tailles du défaut ($\delta w = 2.9\%$, 6% , 12% , 18% , 24% , 30%). Nous constatons que la déformation nominale de la localisation de la déformation plastique est d'autant plus faible que le défaut est plus profond (taille du défaut plus grande). Ce résultat a été aussi observé par (Marchand, 88) et (Batra, 96) dans le cas des métaux.

Les gradients de température de ces profils seront donnés dans l'Annexe 2.

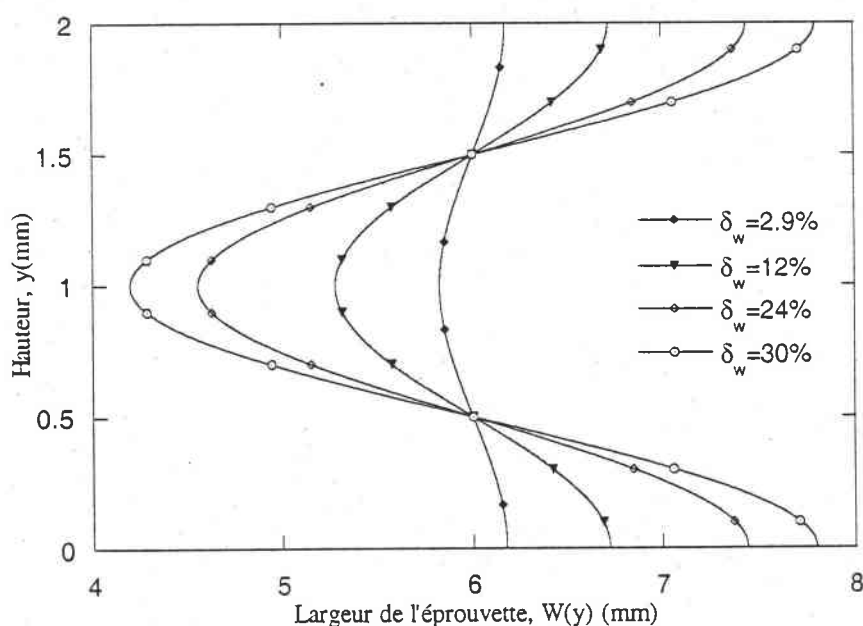
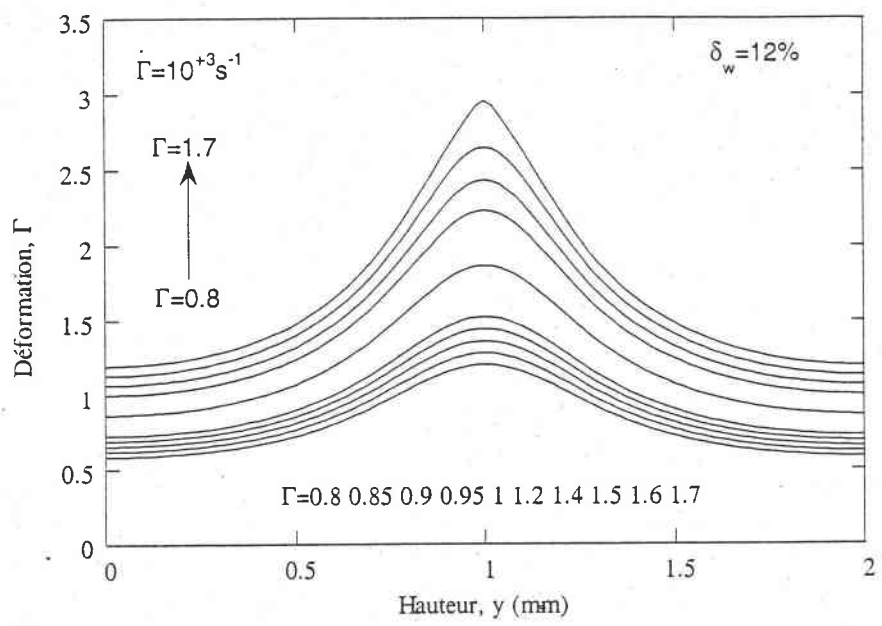
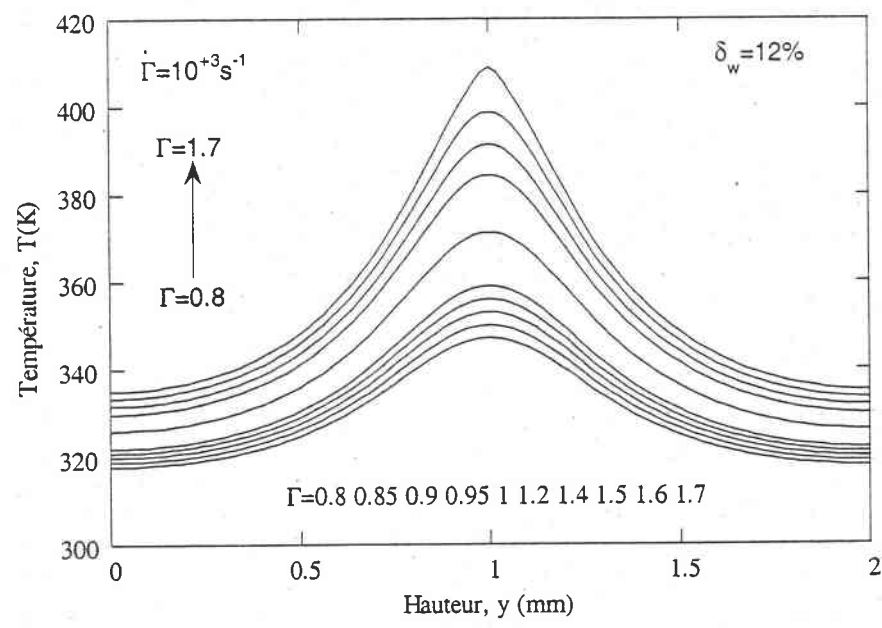


Figure IV.9 : Variation de la largeur de l'éprouvette pour différentes tailles du défaut.

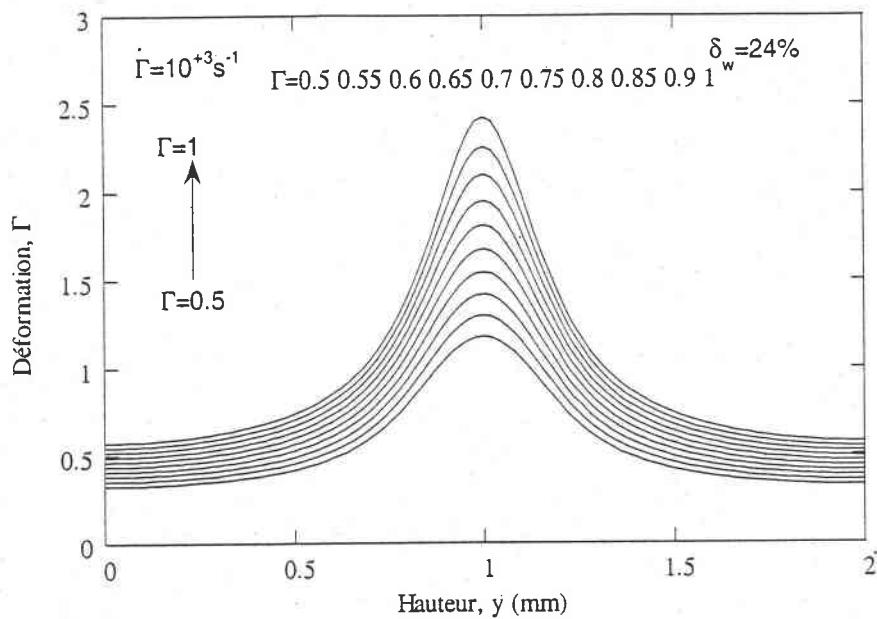


(a)

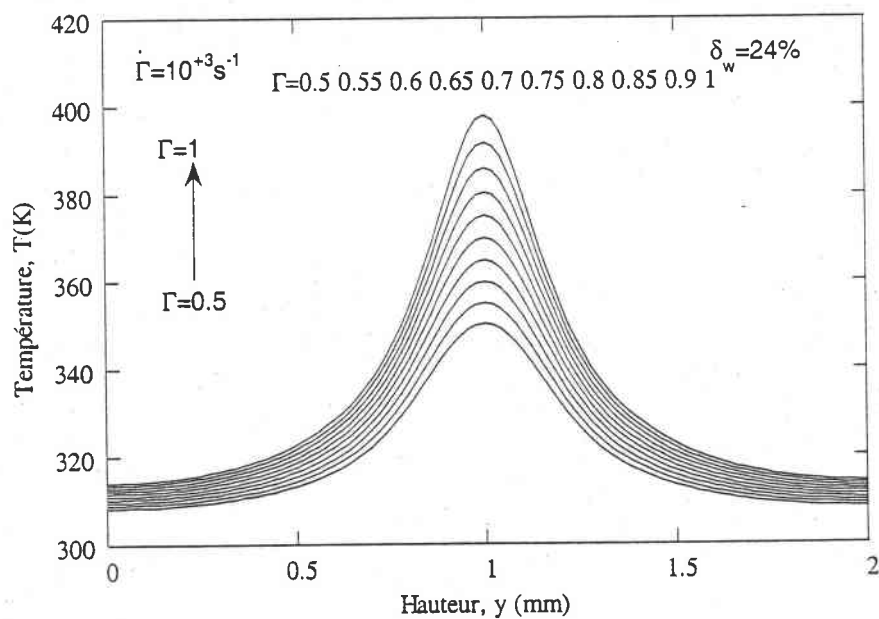


(b)

Figure IV.10 : Distributions de déformations (a), et de températures (b) dans la couche.
L'amplitude du défaut est $\delta_w=12\%$.

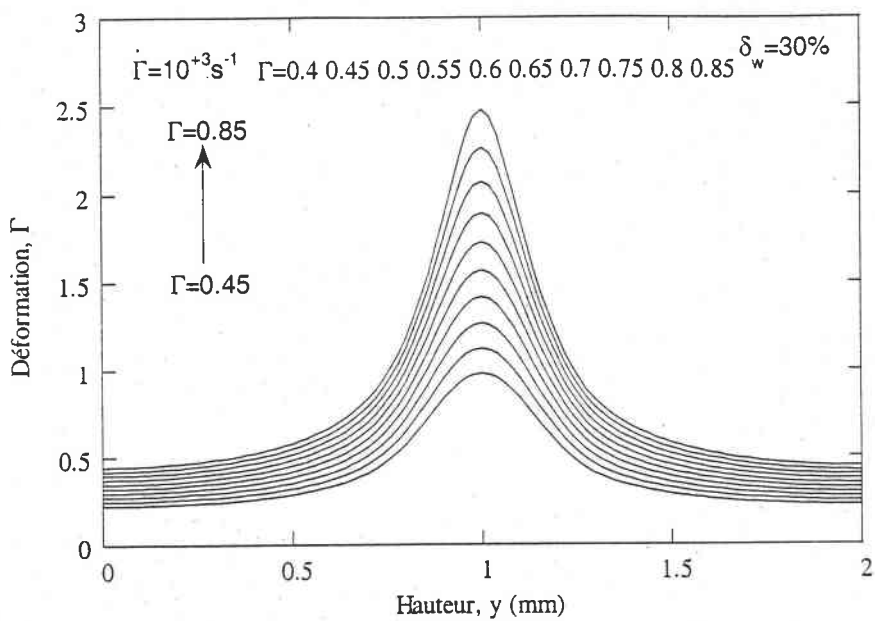


(a)

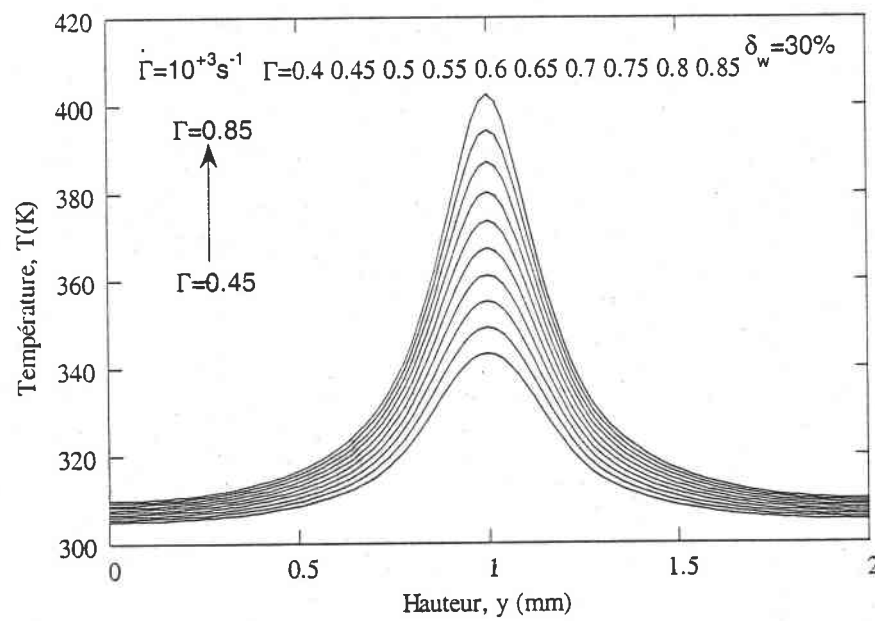


(b)

Figure IV.11 : Distributions de déformations (a), et de températures (b) dans la couche.
L'amplitude du défaut est $\delta_w = 24\%$.



(a)



(b)

Figure IV.12 : Distributions de déformations (a), et de températures (b) dans la couche.
L'amplitude du défaut est $\delta_w=30\%$.

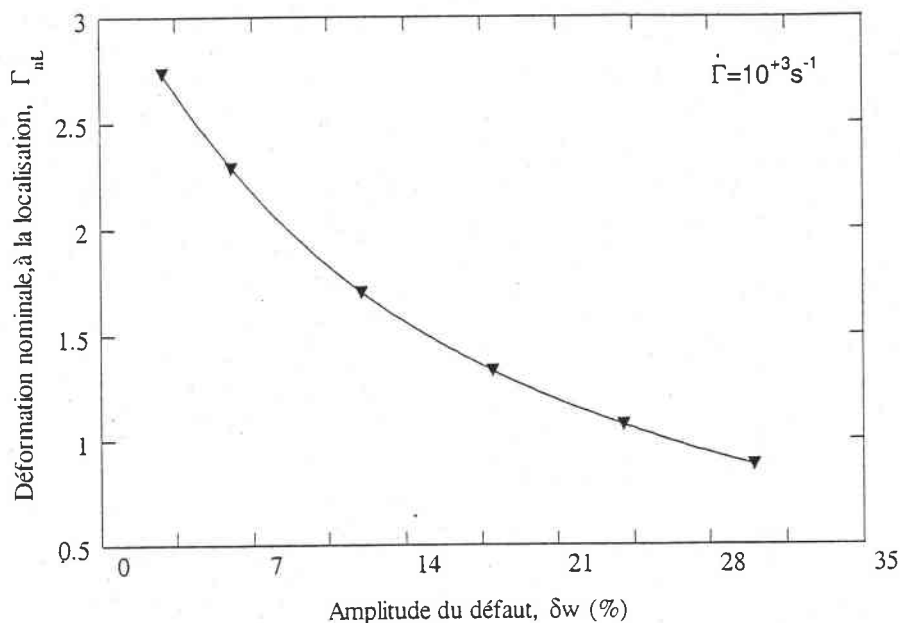


Figure IV.13 : Evolution de la déformation à la localisation en fonction de la taille du défaut.

IV.3.5. Largeur de bande

Un des paramètres importants dans l'étude du cisaillement adiabatique est la largeur de bande puisqu'il indique l'importance de la localisation. Il existe plusieurs méthodes permettant la détermination de cette largeur de bande. On citera à titre d'exemple celle proposée par Batra et Kim (Batra, 91), qui définissent la bande comme étant la région où les déformations ont une valeur supérieure ou égale à 95 % de sa valeur maximale au centre de l'échantillon. Celle utilisée par Marchand et Duffy (Marchand, 88) qui considèrent la bande comme étant la région où la déformation reste constante. Ou encore la technique adoptée par Klepaczko (Klepaczko, 90), qui utilise comme mesure de la largeur de bande la distance qui sépare les maximums du gradient de déformation ou de la température. C'est de cette dernière technique dont nous nous servirons dans cette étude.

Par la suite, la valeur de l'amplitude du défaut sera fixée à $\delta w = 0.029$. Ce choix correspond en fait à la déformation nominale de la localisation comparable à celle obtenue pendant l'expérience pour une vitesse de déformation égale à $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

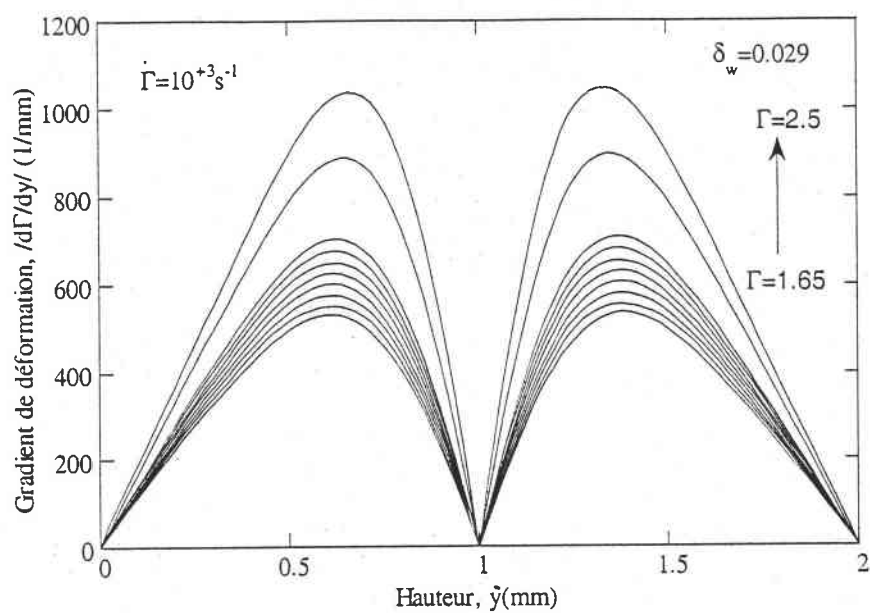
Les figures VI.14, IV.15 représentent respectivement les gradients de déformation et de température pour la vitesse de déformation nominale 10^3 s^{-1} . Ceux pour $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ et 10^4 s^{-1} seront donnés dans l'Annexe 2. Les figures IV.14b, IV.15b correspondent au dernier stade de localisation. Ainsi, il est possible de calculer la largeur de bande pendant différents niveaux de déformation. Les résultats de

ce calcul sont illustrés sur la figure VI.16. Il est important de remarquer que la mesure de la largeur de bande, faite à partir de ces deux grandeurs physiques, donne des résultats légèrement différents. En effet, la largeur obtenue à partir des gradients de température est légèrement supérieure. Toutefois, d'après les figures IV.16a et IV.16b, on constate que cette largeur a tendance à se stabiliser au fur et à mesure que la déformation nominale augmente pour se stabiliser finalement aux alentours de 80 μm tableau IV.2.

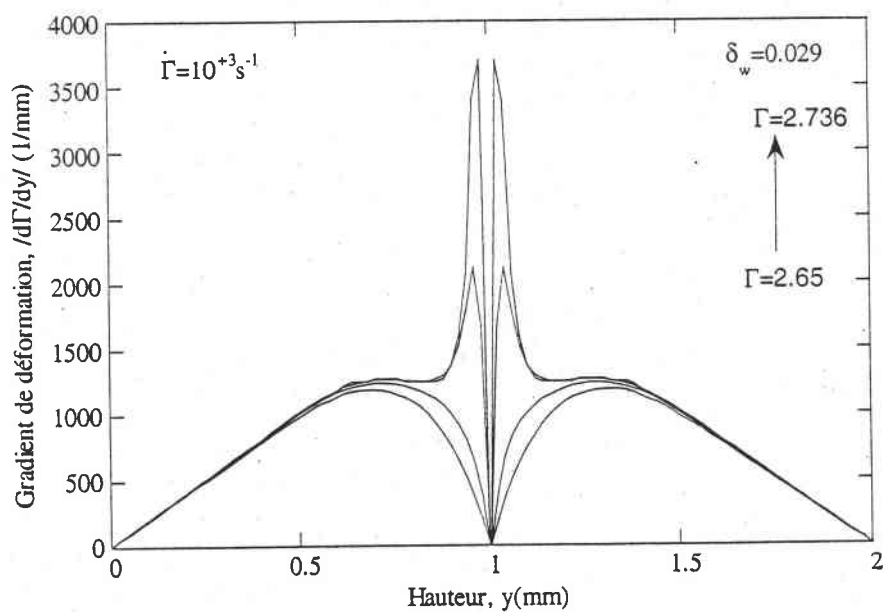
Sur les figures IV.17, IV.18 est tracée l'évolution des maximums des gradients de déformation et de température en fonction de la mi-hauteur de la couche, pour trois vitesses de déformation. Nous observons une évolution lente de ces maximums en fonction de l'épaisseur jusqu'à une distance proche du centre où ils augmentent brusquement en faisant une asymptote verticale indicative du stade final de la localisation.

Vitesse de déformation nominale	Largeur de bande $2 \delta w$ calculée à partir du gradient de déformation	Largeur de bande $2 \delta w$ calculée à partir du gradient de température
10^{-3} s^{-1}	40 μm	80 μm
$5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	80 μm	80 μm
10^{-4} s^{-1}	80 μm	80 μm

Tableau IV.2 : Valeurs de largeur de bande calculée à partir des gradients de déformation et de température.

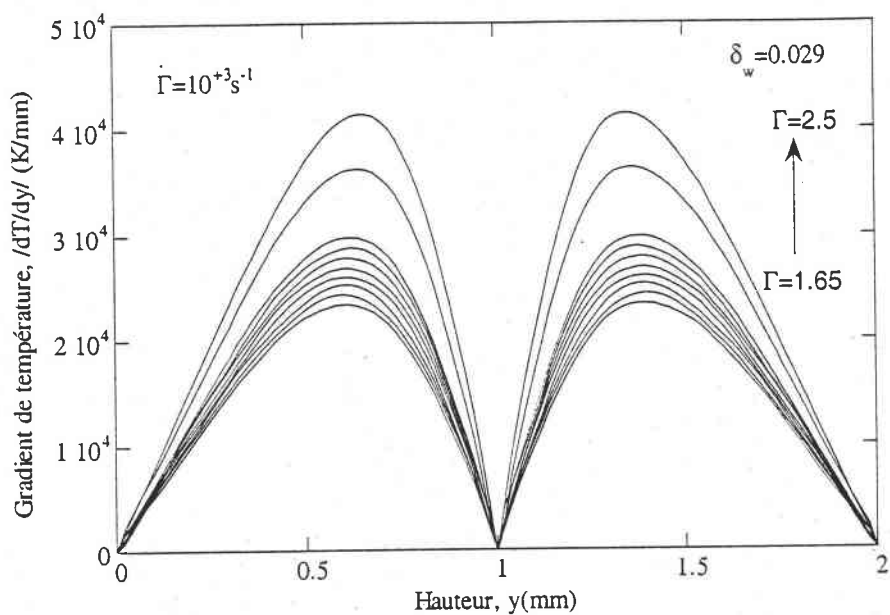


(a)

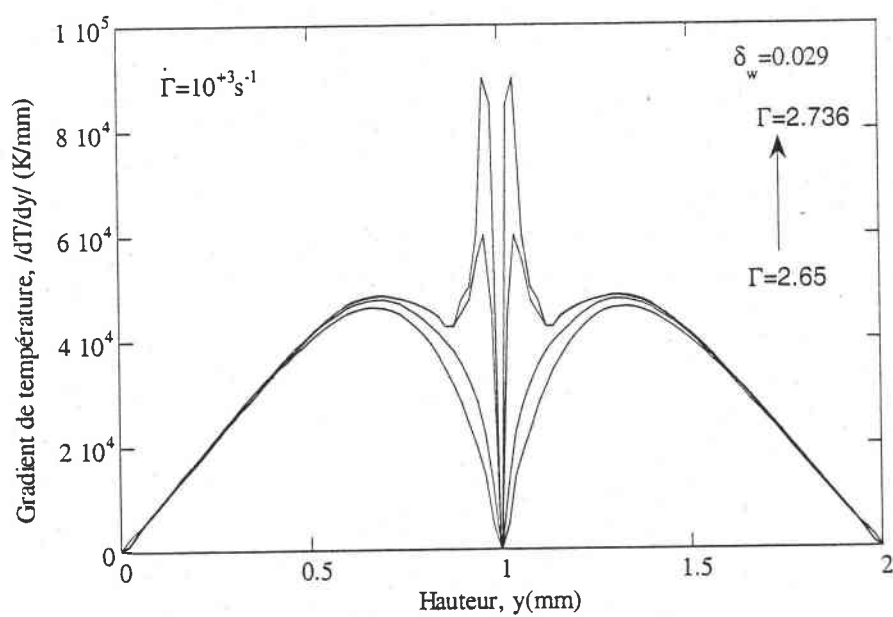


(b)

Figure IV.14 : Gradients des profils de déformation : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de localisation.

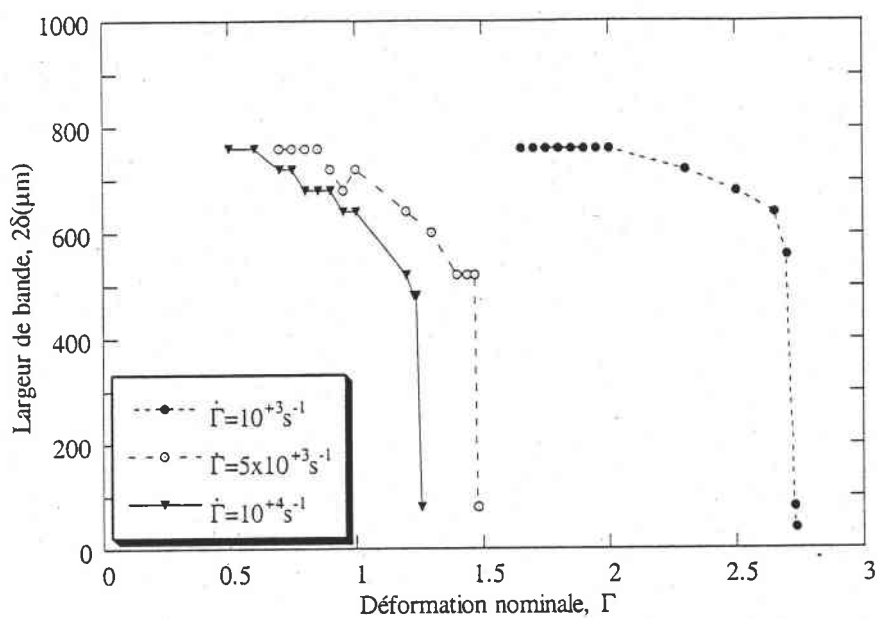


(a)

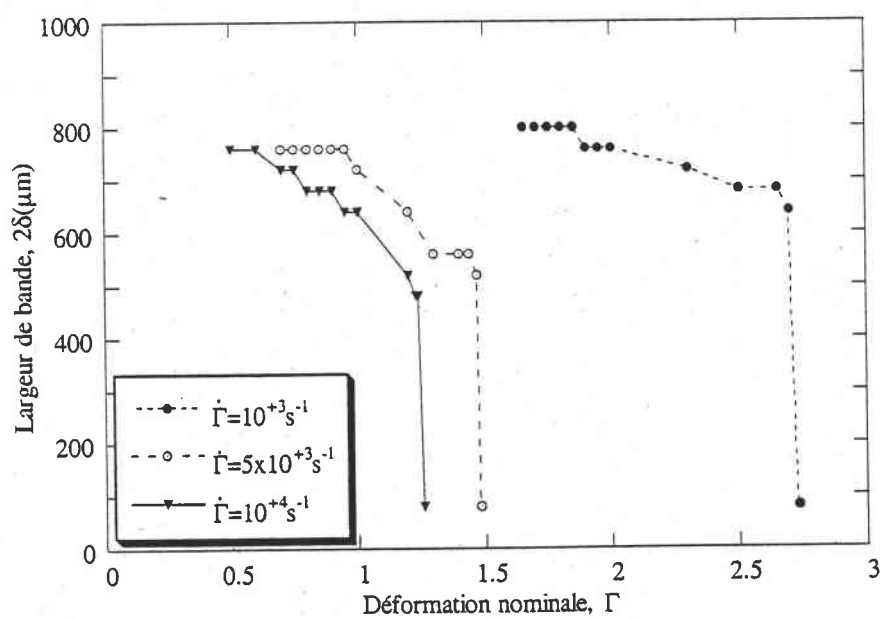


(b)

Figure IV.15 : Gradients des profils de température : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de localisation.



(a)



(b)

Figure IV.16 : Evolution des largeurs de bandes en fonction de la déformation : (a) calculée à partir des gradients de déformation, (b) calculée à partir des gradients de température.

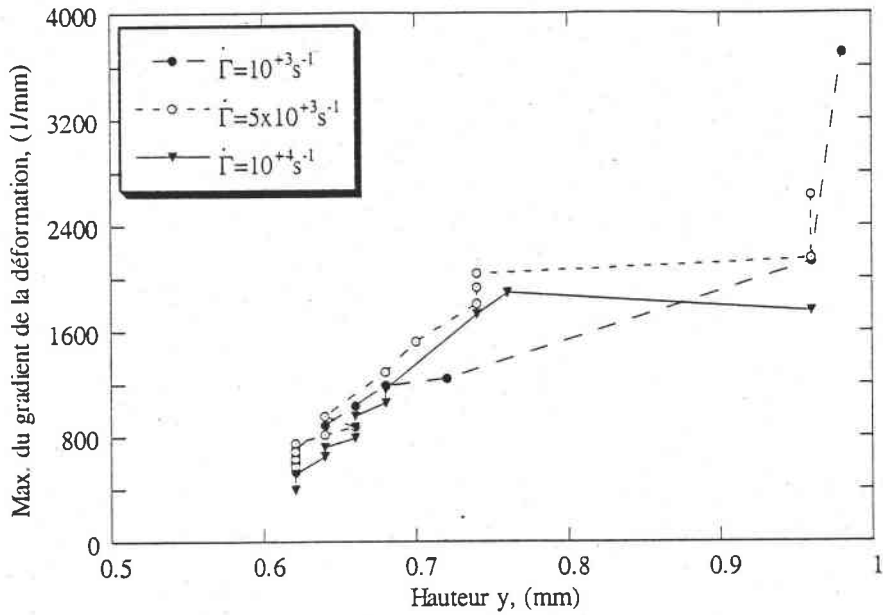


Figure IV.17 : Evolution des maximums des gradients de déformation en fonction de la mi-hauteur de la couche.

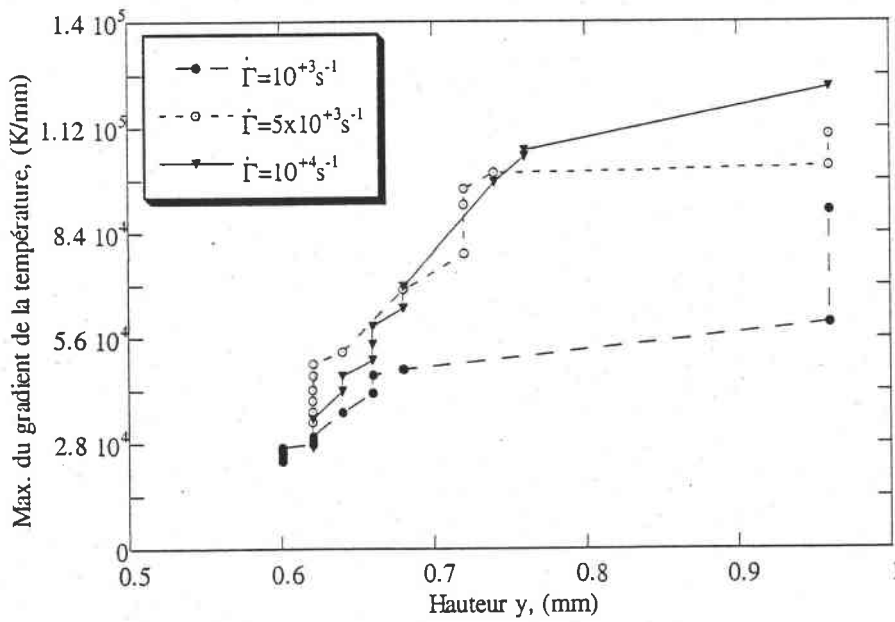


Figure IV.18 : Evolution des maximums des gradients de température en fonction de la mi-hauteur de la couche.

IV.3.6 Effet de l'écrouissage

L'effet de l'écrouissage est étudié ici en modifiant la valeur de la constante h du terme qui décrit le durcissement dans la loi de comportement (équation III.17). En effet, la nouvelle valeur de cette constante h sera égale à deux fois celle trouvée par l'identification des paramètres (Chapitre III-tableau III.5). Son influence sur la courbe contrainte déformation est représentée sur la figure IV.19. Comparée à celle de la figure IV.2 pour la même vitesse 10^{+3} s^{-1} , notons l'absence de l'adoucissement thermique après la chute de contrainte, et aussi l'apparition précoce de la localisation de la déformation plastique.

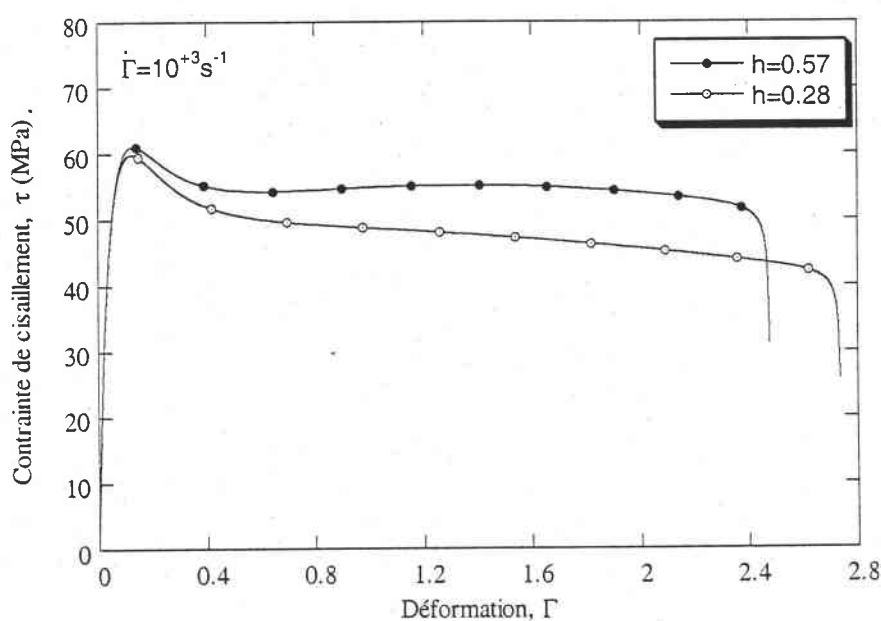


Figure IV. 19 : Evolution de la contrainte de cisaillement au centre de la couche en fonction de la déformation nominale, pour deux valeurs du coefficient d'écrouissage h .

En ce qui concerne la distribution spatiale des profils de déformation $\Gamma(t, y)$ et de température $T(t, y)$ (figure IV.20, IV.21), nous observons une évolution homogène dans le temps presque parallèle jusqu'au stade final de la localisation. Le rapport $\delta T = \Delta T / T$ reste constant, contrairement au cas du coefficient d'écrouissage h faible où la distribution des profils de déformation et de température présente une certaine inhomogénéité. On peut penser peut-être qu'il s'agit d'une instabilité qui se propage indéfiniment. En revanche, soulignons que la largeur de la bande donnée par le maximum des gradients de déformation et de température (figures IV.22, IV.23) donne exactement la même valeur que celle trouvée dans le cas où la constante h est faible. Cette valeur est de l'ordre de $80 \mu\text{m}$.

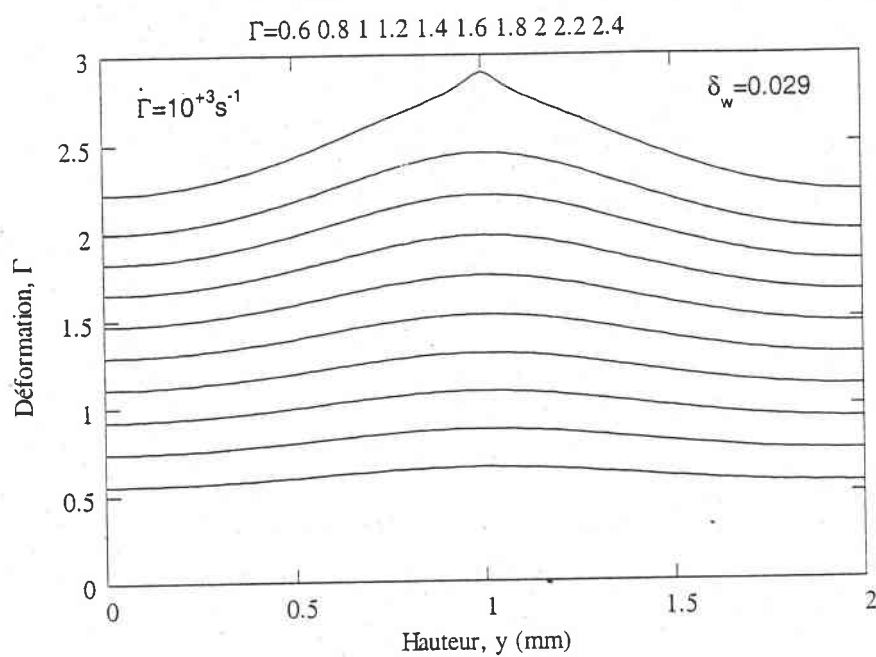


Figure IV. 20 : Distribution de la déformation où le coefficient d'écrouissage $h = 0.57$.

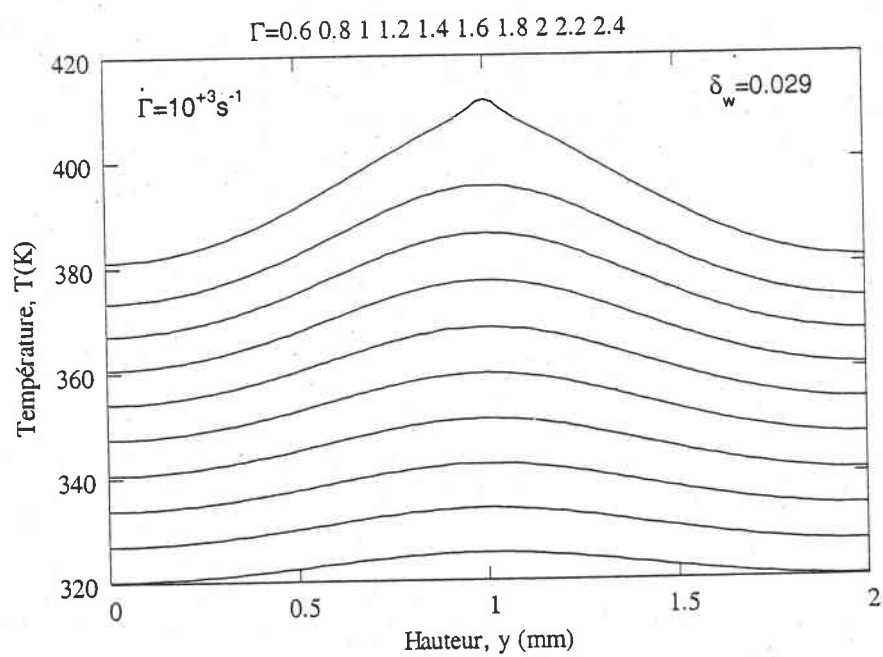


Figure IV. 21 : Distribution de la température où le coefficient d'écrouissage $h = 0.57$.

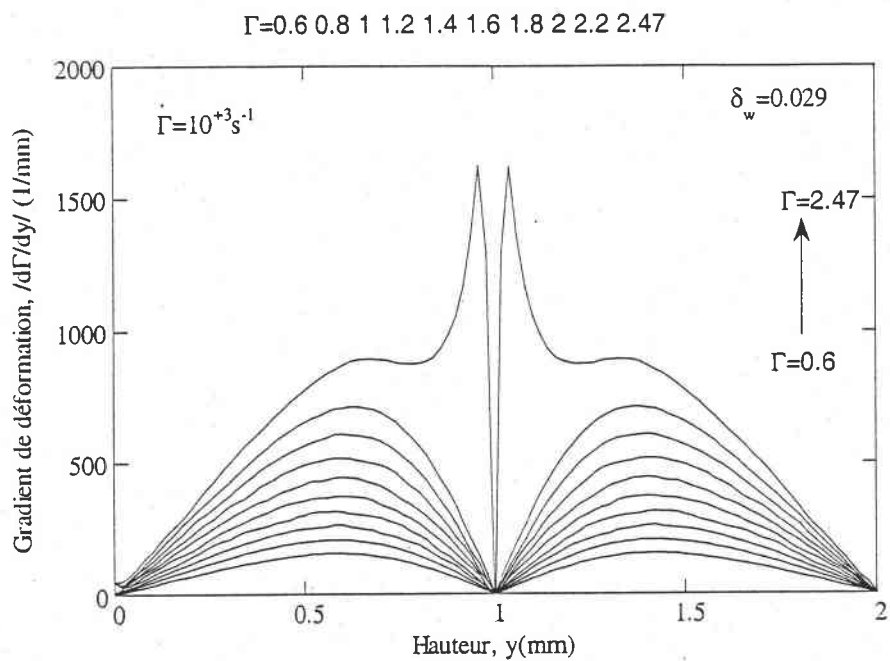


Figure IV. 22 : Gradient des profils de déformation où le coefficient d'écrouissage $h = 0.57$.

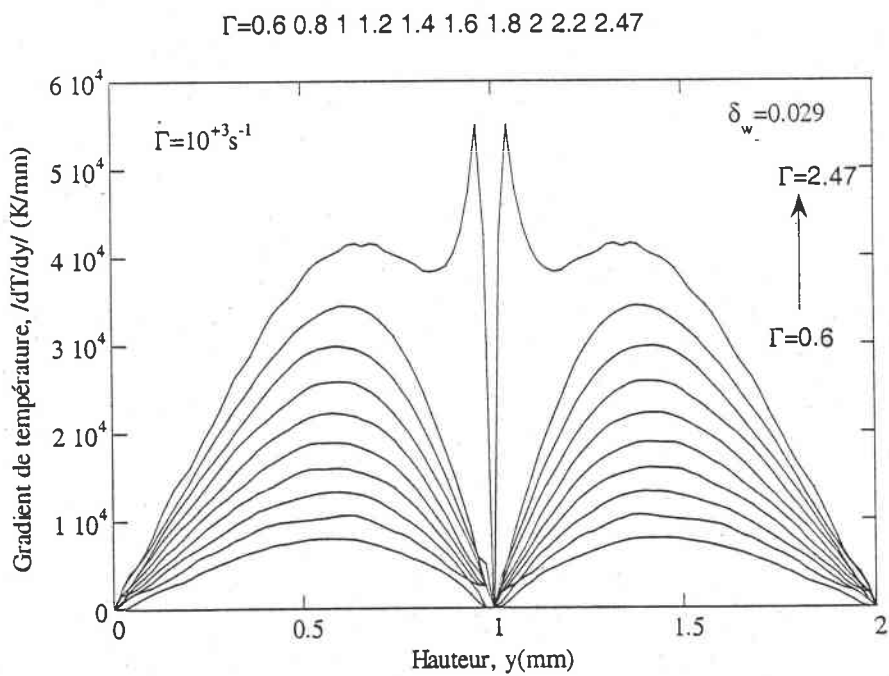


Figure IV. 23 : Gradient des profils de température où le coefficient d'écrouissage $h = 0.57$.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé par une approche numérique, utilisant la méthode des différences finies, la formation du cisaillement adiabatique. Nous avons plus particulièrement examiné l'effet de la vitesse de déformation, la taille du défaut et l'effet de l'écrouissage sur le développement ou le non développement de la bande de cisaillement, ainsi que sa largeur.

Plusieurs hypothèses ont été faites pour simplifier le problème. Celles-ci, concernent en premier lieu les caractéristiques thermo-physiques, la conduction κ , et la chaleur spécifique C_v , qui sont considérées constantes. En réalité, pour une étude plus précise il faudrait les prendre dépendantes de la température.

Trois remarques essentielles se dégagent de cette étude. Tout d'abord, une localisation de la déformation très tardive à cause de la viscosité élevée des polymères. Ensuite, le rôle stabilisant de la sensibilité à la vitesse est confirmé. Ceci est démontré par la présence d'une vitesse critique de transition qui définit l'importance de l'évolution du processus de la localisation de la déformation plastique. Dans notre cas, cette vitesse de transition $\dot{\Gamma}_c$ est de l'ordre de 500 s^{-1} . En effet, quand la sensibilité à la vitesse de déformation est grande la formation de la bande est très ralentie. Enfin, la troisième remarque concerne l'effet de l'écrouissage (durcissement) qui permet une stabilisation rapide de la déformation.

En ce qui concerne la taille du défaut, nous avons observé qu'il s'agit d'un paramètre déterminant pour la formation de la localisation. Son rôle sur la déformation de localisation a montré que si la taille du défaut est grande, la déformation à la localisation est faible. Ce résultat est commun aux métaux (Marchand, 88).

La largeur de bande déterminée à partir des gradients de température et de déformation semble légèrement différente. Cependant, elle a tendance à se stabiliser aux alentours d'une même valeur, excepté pour une vitesse de 10^{+3} s^{-1} .

L'analyse de la localisation de la déformation plastique est complexe pour plusieurs raisons. Il s'agit d'un problème rapide très localisé avec de nombreux couplages thermiques, mécaniques, et géométriques, il est par conséquent difficile de déterminer l'incidence propre à chaque paramètre. Le rôle de la simulation numérique est de permettre, grâce à une étude moins coûteuse, de découpler les paramètres cités, et de comprendre quantitativement quels paramètres jouent le plus grand rôle dans le phénomène d'instabilité. Cependant le choix de telle ou telle méthode est primordial. Ainsi, la méthode des différences finies, en l'occurrence le schéma d'intégration d'Euler semi-implicite utilisé dans cette étude, semble très utile pour la simulation du développement des bandes de cisaillement.

Elle est également très utilisée en raison de sa stabilité et sa bonne précision. Toutefois, l'amélioration de lois de comportements demeure un problème de priorité dans la mesure où elles permettent de rendre compte des phénomènes de base et de modéliser systématiquement les cas réels observés.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale et perspectives

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse concerne d'une part la caractérisation dynamique d'un polymère amorphe résistant au choc, qu'est le polycarbonate MAKROLON 3200 (PC), dans un large domaine de vitesse de déformation et de température. D'autre part, il est consacré à une étude numérique du cisaillement adiabatique dans les polymères amorphes et en particulier le PC.

Dans un premier temps, une large étude expérimentale a été effectuée selon deux modes de sollicitation qui sont la compression et le double cisaillement. Dans cette étude, nous avons examiné plus particulièrement l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement mécanique du PC via des essais réalisés dans des conditions quasi-statiques et dynamiques. Les vitesses de déformation sont comprises entre 10^{-3}s^{-1} et $1.6 \times 10^4\text{s}^{-1}$. Quant à la température, elle varie de -23°C à 120°C . L'effet de l'échauffement adiabatique qui en résulte est également examiné. L'analyse des résultats expérimentaux nous a montré d'une part la faisabilité de la technique des barres d'Hopkinson pour l'étude des polymères, notamment celle de la méthode du double cisaillement. D'autre part, elle nous a permis de faire, sur le comportement du polycarbonate, les constatations suivantes :

- l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement montre une sensibilité faible, mais non négligeable dans le domaine des faibles vitesses de déformation, tandis qu'aux grandes vitesses de déformation ($>10^2\text{s}^{-1}$), cette influence devient très importante,
- le comportement mécanique macroscopique du polycarbonate est très sensible à la température, notamment la limite élastique qui diminue quand la température augmente. L'influence de la température a révélé également la tendance de notre matériau à évoluer vers un comportement fragile aux basses températures. Ainsi une zone de transition ductile-fragile est observée. Dans notre cas, elle se situe aux alentours de 260 K,
- le polycarbonate est sensible à l'endommagement par bandes de cisaillement adiabatique et par la rupture de type ductile ou fragile aux grandes vitesses de déformation,
- la déformation s'accompagne d'une élévation de température importante même pour des vitesses de déformation modérées ($1\text{s}^{-1} < \dot{\Gamma} < 10^2\text{s}^{-1}$). Dans ce domaine des vitesses de déformation, l'élévation de température est de l'ordre de 25 K,
- cette étude a permis aussi de mettre en évidence l'existence de transition du matériau exprimée en termes de vitesse critique, aux alentours de 500s^{-1} , liée à l'activation des mouvements moléculaires locaux de la relaxation β (Bauwens, 72),

- enfin, du point de vue pratique, cette étude nous a permis de situer le domaine de vitesses et de températures dans lequel ce matériau pourra être utilisé sans manifestation de fissures.

Par ailleurs, nous nous sommes penchés sur la formulation d'une loi de comportement permettant d'appréhender les mécanismes élémentaires qui régissent la déformation plastique. Plusieurs lois sont évoquées dans la littérature, mais celle proposée par (G'sell, 79) a retenu notre attention pour sa simplicité et sa large utilisation pour l'étude de l'écoulement plastique de plusieurs polymères. De plus, elle est simple à implanter dans les codes de calcul numérique. Toutefois, cette loi, telle qu'elle a été proposée, a montré que pour des températures proches et supérieures de la température de transition vitreuse T_g , la limite élastique continue toujours à diminuer, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. C'est pourquoi nous avons proposé une modification qui prend en compte essentiellement la chute de contrainte vers zéro à l'approche de T_g , ainsi qu'une autre amélioration qui tient compte cette fois-ci des effets de l'auto-échauffement aux grandes vitesses de déformation. Finalement, la nouvelle loi proposée, bien qu'elle ne soit que phénoménologique a permis de reproduire d'une manière simple et précise, à partir des données expérimentales (chapitre II), toutes les phases de l'écoulement plastique.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés à étudier l'incidence de quelques paramètres sur la localisation des BCA en incorporant la loi proposée et identifiée, dans une simulation numérique basée sur la méthode des différences finies. Les effets de l'inertie, de la conduction ainsi que du couplage thermomécanique sont pris en compte. L'analyse de cette simulation numérique montre plus particulièrement l'incidence de la vitesse de déformation, l'amplitude de la taille du défaut et l'effet de l'écrouissage sur le développement des bandes de cisaillement. Pour ce qui concerne la taille de défaut nous avons montré une fois de plus que si celle-ci est grande, la déformation de la localisation plastique est faible. Il faut préciser, que ce ne sont pas les seuls paramètres susceptibles d'intervenir dans les processus de déformations, mais qu'il en existe d'autres qui sont très déterminants, telles que la largeur du défaut, les propriétés thermiques et qui ne sont pas étudiés ici. Enfin, nous avons constaté que pour un taux d'écrouissage élevé, la localisation est freinée pour des déformations faibles.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux acquis au cours de ce travail constitue une base de données assez large pour permettre de mieux cerner les mécanismes élémentaires intervenant lors de la déformation plastique, et en particulier ceux liés à l'activation des mouvements moléculaires locaux. Pour se faire, il serait intéressant de confronter ces résultats expérimentaux à des modèles basés sur des descriptions physiques, ensuite les intégrer dans les codes de calcul, dans la perspective de modéliser systématiquement les cas réels observés et de rendre compte de manière quantitative des phénomènes d'instabilité et de localisation. Dans la

mesure où nous nous contentons des modèles semi-empiriques (lois phénoménologiques), il faudrait que la détermination des paramètres intervenant dans ces modèles soit définie avec plus de précision. C'est pourquoi la méthode inverse est la plus adéquate.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

(Argon, 68) A. S. Argon, R. D. Andrews, J. A. Godrick, W. Withney

"Plastic deformation bands in glassy polystyrene"

J. Appl. Phys., Vol. 39, (1968), P. 1899.

(Argon, 73) A. S. Argon

"A theory for the low-temperature plastic deformation of glassy polymers"

Phil. Mag., Vol. 28, (1973), P. 839.

(Argon, 75) A. S. Argon

"In the inhomogeneity of plastic deformation"

(A. S. M) Metals Park, Ohio (1975), P. 411.

(Arruda, 93) E. M. Arruda, M. C. Boyce

"Evolution of plastic anisotropy in amorphous polymers during finite straining"

Int. J. of plasticity, Vol. 9, (1993), P. 697.

(Arruda, 95) E. M. Arruda, M. C. Boyce, R. Jayachandran

"Effects of strain rate, temperature and thermomechanical coupling on the finite strain deformation of glassy polymers"

Mech. of Mat. Vol. 19, (1995), P. 193.

(Batra, 91) R. C. Batra, C. H. Kim

"Effect of thermal conductivity on the initiation, growth and bandwidth of adiabatic shear bands"

Int. J. of Eng. of Sci., Vol. 29, N° 8, (1991), P. 949.

(Batra, 96) R. C. Batra, C. Adulla, T. W. Wright

"Effect of defect shape and size on the initiation of adiabatic shear bands"

Acta Mechanica, Vol. 116, (1996), P. 239.

(Bauwens, 70) J. C. Bauwens

"Yield condition and propagation of lüders lines in tension-compression on PVC"

J. Polym. Sci., A-2, Vol. 8, (1970), P. 893.

(Bauwens, 71) J. C. Bauwens

"Relation between the compression yield stress of PVC and the loss peak in the β relaxation range"

J. Polym. Sci., Vol. 33 (C), (1971), P. 123.

(Bauwens, 72a) C. Bauwens-crowet, J. C. Bauwens, G. Homes

"The temperature dependence of yield of polycarbonate in uniaxial compression and tensile tests"

J. Mat. Sci., Vol. 7, (1972), P. 176.

(Bauwens, 72b) J. C. Bauwens

"Relation between the compression yield stress and the mechanical loss peak of bisphenol-A-polycarbonate in the β transition range"

J. Mat. Sci., Vol. 7, (1972), P. 577.

(Bauwens, 79) J. C. Bauwens

"The relationship between the effect of thermal pre-treatment and the viscoelastic behavior of Polycarbonate in the glassy state"

J. Mat. Sci., Vol. 14, (1979), P. 1817.

(Billon, 92) N. Billon, J. M. Haudin

Proc. International conference on numerical methods in industrial forming processes, numifor'92, sophia-antipolis, (1992), P. 335.

(Bisilliat, 97) M. L. Bisilliat

"Comportement mécanique d'un polycarbonate à grande vitesse de sollicitation. Etude expérimentale et numérique"

Thèse de l'école nationale supérieure des Mines de Paris, (1997).

(Bowden, 70) P. B. Bowden, S. Raha

"The formation of micro shear bands in polystyrene polymethylmethacrylate"

Phil. Mag., Vol. 22, (1970), P. 463.

(Bowden, 72) P. B. Bowden, J. A. Jukes

"The plastic flow of isotropic polymers"

J. Mat. Sci., Vol. 7, (1972), P. 52.

(Bowden, 74) P. B. Bowden, S. Raha,

"The molecular model for yield and flow in amorphous glassy polymers making use of a dislocation analogue"

Phil. Mag., Vol. 29, (1974), P. 149.

(Boyce, 88) M. C. Boyce, D. M. Parks, A. S. Argon

"Large inelastic deformation of glassy polymers, part. I : rate dependent constitutive model"

Mech. Mater., Vol. 7, (1988), P. 15.

(Boyce, 90) M. C. Boyce, 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, (1990), P. 1288.

(Boyer, 68) R. F. Boyer

"Dependence of mechanical properties on molecular motion in polymer"

Polym. Eng. Sci., Vol. 8, (1968), P. 161.

(Brady, 71) T. E. Brady, G. S. Y. Yeh

"Yielding behaviour of glassy amorphous polymers"

J. Appl. Phys., Vol. 42, (1971), P. 4622.

(Campbel, 70) J. D. Campbel, W. G. Ferguson

"The temperature and strain-rate dependence of the shear strength of mild steel"

Phil. Mag., Vol. 21, (1970), P. 63.

(Cavaille, 87) J. Y. Cavaille

"Etude par spectrométrie mécanique de la mobilité moléculaire dans des alliages de polymères non cristallins de compatibilité différente"

Thèse Univ. de Lyon (1987).

(Davies, 48) R. M. Davies

"A critical study of the Hopkinson pressure bar"

Philosophical Transaction A, Vol. 240, (1948), P. 375.

(Duckett, 70) R. A. Duckett, S. Rabinowitz, I. M. Ward

"The strain-rate, temperature and pressure dependence of yield of isotropic polymethyl methacrylate and polyethylene terephthalate"

J. Mat. Sci., Vol. 5, (1970), P. 909.

(Duffy, 71) J. Duffy, J. D. Campbell, R. H. Hawley

"On the use of a torsional split Hopkinson bar to study rate effects in 1100-0 aluminium"

J. Appl. Mech., Vol. 38, (1971), P. 83.

(Escaig, 78) B. Escaig

"The physic of plastic behaviour of crystalline and amorphous solids

Ann. Phys. Vol. 3, (1978), P. 207.

(Escaig, 82) B. Escaig

"Kinetics and thermodynamiques of plastic flow"

In plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials"

International spring school, les Houches (1982), édition de physique (1982), (eds). B. Escaig, C. G'sell.

(Eyring, 36) H. Eyring

"Viscosity, plasticity and diffusion as examples of absolute reaction rates"

J. Chem., Vol., 4, (1963), P. 283.

(Ferguson, 67) W. G. Ferguson, F. E. Hauser, J. E. Dorn

"Dislocation damping in zinc single crystals"

Brit. J. Appl. Phys., Vol. 18, (1967), P. 411.

(Ferry, 61) J. D. Ferry

"Viscoelastic properties of polymers"

New york : John Wiley and Sons, (1990), P. 641.

(Fleck, 90) N. A. Fleck, W. J. Stronge, J. H. Liu

"High strain-rate shear response of polycarbonate and polymethylmethacrylate"

Proc. R. Soc. Lon., Vol. A 429, (1990), P. 459.

(Frenkel, 26) J. Frenkel

Z. Physik, Vol. 37, (1926), P. 572.

(Gary, 91) G. Gary, J. R. Klepaczko, H. Zhao

"Correction de dispersion pour l'analyse de petites déformations aux barres de Hopkinson"
3^{ème} conférence internationale de DYMAT, Strasbourg, France (1991).

(Giessen, 97) E. Van der Giessen

"Localized plastic deformation in glassy polymers"
Eur. J. Mech., A/solids, Vol. 16, (1997), P. 87.

(Gilman, 73) J. J. Gilman

"Flow via dislocation in ideal glasses"
J. Appl. Phys., Vol. 44, (1973), P. 675.

(Grenet, 90) J. Grenet, C. G'sell

"Observation and modelling of shear-band propagation in glassy polycarbonate"
Polymer, Vol. 31, (1990), P. 2057.

(G'sell, 81) C. G'sell, J. Jonas

"Yield and transition effects during the plastic deformation of solid polymers"
J. Mat. Sciences, Vol. 16, (1981), P. 1956.

✕ **(G'sell, 83) C. G'sell, S. Boni, S. Shrivastava**

"Application of the plane simple shear tests for determination of the plastic behavior of solid polymers at large strain"
J. of Mat. Sci., Vol. 18, (1983), P. 903.

(G'sell, 85) C. G'sell, J. Gopez

"Plastic banding in glassy polycarbonate"
J. of Mat. Sci., Vol. 20, (1985), P. 3462.

(G'sell, 85a) C. G'sell

Proc. 7th int. Conf. Strength of Metals and alloys
Montreal, Canada, 12-16 August, Vol. 3, (1985), P. 1943.

(G'sell, 86) C. G'sell

"The strength of metals and alloys"
Ed. H. J. McQueen et al. (Pergamon Press) Oxford (1986), P. 1943.

(G'sell, 88) C. G'sell

"Instabilités de déformation pendant l'étirage des polymères solides"
Phys. Appl., Vol. 23, (1988), P. 1085.

(G'sell, 89) C. G'sell-H. El bari, J. Perez-J. Y. Cavaille, G. P. Johari

"Effet of plastic deformation on the microstructure and properties of amorphous polycarbonate"
Mat. Sci. Eng., Vol. A 110, (1989), P. 223.

(G'sell, 95) C. G'sell

"Lois de comportement mécanique des polymères solides"
dans Introduction à la mécanique des polymères, édité par C. G'sell et J. M. Haudin (1995).

(Hamdy, 81) A. Hamdy

"Réalisation d'un dispositif à choc par barres de Hopkinson : détermination de lois de comportement de polymères solides en compression"

Thèse, Univ. de Bordeaux I (1981).

✓ **(Hasan, 95) O. A. Hasan and M. C. Boyce**

"A constitutive model for nonlinear viscoelastic viscoplastic behavior of glassy polymers"

Polym. Eng. and Sci., Vol. 35, N°4, (1995), P. 331.

(Heigboer, 69) J. Heigboer

"Modulus and damping of polymers in relation to their structure"

Br. Polym. J., Vol. 1, (1969), P. 3.

(Hong, 81) J. Hong, J. O. Brittain

"Thermally stimulated depolarization current studies on strain-induced relaxation in polymers"

J. of applied polym. Sc., Vol. 26, (1981), P. 2459.

(Hopkinson, 14) B. Hopkinson

"A methode of measuring the pressure in the deformation of high explosives by the impact of bullets"

Philosophical transaction royal society of london, A, Vol. 213, (1914), P. 437.

(Klepaczko, 87) J. R. Klepaczko, P. Lipinski, A. Molinari

"An analysis of thermoplastic catastrophic shear in some metals"

DGM Informations Gesellschaft Verlag, Obserursel, Vol. 2, (1987), P. 695.

(Klepaczko, 88) J. R. Klepaczko

"A general approach to rate sensitivity and constitutive modelling of FCC and BCC metals, impact : effet of fast transittient loading"

Balkema, rotterdam, (1988), P. 3.

(Klepaczko, 90) J. R. Klepaczko

"Experimental investigation of adiabatic shear banding at different impact velocities"

Contrat N° DAJA45-90-C-0052, (1990).

(Klepaczko, 94) J. R. Klepaczko

"An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates : The case of a mild steel"

Int. J. Impact. Eng., Vol. 15, N°1, (1994), P. 25.

(Klepaczko, 96) J. R. Klepaczko, B.Rezaig

"A numerical study of adiabatic shear banding in mild steel by dislocation mechanics based constitutive relations"

Mech. of Mater., Vol. 24, (1996), P. 125.

(Kolsky, 49) H. Kolsky

"An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading"

Proc. Royal. Soc., B, Vol. 62, (1949), P. 672.

(Kolsky, 63) H. Kolsky

"Stress waves in solids"

Dover Publications New York, (1963).

(Kramer, 82) E. J. Kramer

"Crazing"

In plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials"

International spring school, les Houches (1982), édition de physique (1982), (eds) B. Escaig, C. G'sell.

(Lefebvre, 82) J. M. Lefebvre

"Sur la déformation non élastique des polymères amorphes à l'état vitreux"

Thèse Univ. de Lille (1982).

(Lewis, 72) J. L. Lewis, J. D. Campbell

"The development and use of a torsional Hopkinson bar apparatus"

Exp. Mech., Vol. 12, (1972), P. 520.

(Li, 70) J. C. M. Li, J. J. Gilman

"Dislocation loops in polymers"

J. appl. Phys., Vol. 41, (1970), P. 4248.

(Li, 76) J. C. M. Li, J. B. C. Wu

J. Mater. Sci., Vol. 11, (1976), P. 445.

(Li, 82) J. C. M. Li

"Dislocation theory and internal stress, in plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials"

International spring school, les Houches (1982), édition de physique (1982), (eds) B. Escaig, C. G'sell.

(Lindholm, 64) U. S. Lindholm

"Some experiments with the Split Hopkinson Pressure Bar"

J. Mech. Phys. Solids, Vol. 12, (1964), P. 317.

(Litonski, 77) J. Litonski

"Plastic flow of a tube under adiabatic torsion"

Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, Série des Sciences techniques, Vol. 25, N°1, (1977), P. 7.

(Mangion, 92) M. B. M. Mangion, J. Y. Cavaille, J. Perez

"A molecular theory for the sub-tg plastic mechanical response of amorphous polymers"

Phil. Mag. A, Vol. 66, (1992), P.773.

(Marchand, 84) A. Marchand

"Etude expérimentale par barres de Hopkinson du comportement rhéologique des polymères solides à grande vitesse de distorsion (effets thermomécaniques associés)"

Thèse Univ. de Bordeaux I (1984).

(Marchand, 88) A. Marchand, J. Duffy

"An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel"
J. Mech. Phys. Solids, Vol. 36, (1988), P. 251.

(Matsuoka, 66) S. Matsuoka, Y. Ishida

"Multiple transition in polycarbonate"
J. Mater. Sci., Vol. 14, (1966), P. 247.

(Molinari, 85) A. Molinari

"Instabilité thermoviscoplastique en cisaillement simple"
J. of Theoretical and Appl. Mech., Vol. 4, N° 5, (1985), P. 65.

(Ouali, 93) N. Ouali, M. B. M. Mangion, J. Perez

"Experimental and theoretical analysis of both small and large stress mechanical response of PMMA"
Phil. Mag. A, Vol. 67, (1993), P. 827.

(Oussouadi, 94) O. Oussouadi

"Analyse numérique de l'effet de la géométrie sur le comportement thermomécanique de quelques métaux en cisaillement"
Thèse Univ. de Metz (1994).

(Perez, 82) J. Perez

"Deformation models in metallic and polymeric glassis".
In plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials,
International spring school, les Houches (1982), édition de physique (1982), (eds). B. Escaig, C. G'sell.

(Perez, 88) J. Perez

"Defect diffusion model for volume and enthalpy in amorphous polymers"
Polym., Vol. 29, (1988), P. 483.

(Perez, 92) J. Perez

"Physique et mécanique des polymères amorphes"
Lavoisier tec. et doc., Paris, France (1992).

(Perez, 94) J. Perez, J. Y. Cavaille

"The temperature dependence of the molecular dynamics in amorphous polymers through the rubber-glass transition"
J. Non. Cryst. Sol., Vol. 172-174, (1994), P. 1028.

(Quinson, 95) R. Quinson

"Caractérisation et modélisation de la déformation non élastique des polymères amorphes à l'état solide"
Thèse Univ. de Lyon (1995).

(Rabinowitz, 70) S. Rabinowitz, I. M. Ward, J. S. C. Parry

"The effect of hydrostatic pressure on the shear yield behavior of polymers"

J. Mat. Sci., Vol. 5, (1970), P. 29.

(Rabinowitz, 74) S. Rabinowitz, P. Breadmore

"Cyclic deformation and fracture of polymers"

J. Mat. Sci., Vol. 9, (1974), P. 81.

(Raghava, 73) R. Raghava, R. M. Cadell, G. S. Y. Yeh

"The macroscopic yield behaviour of polymers"

J. Mat. Sci., Vol. 8, (1973), P. 225.

(Ree, 58) T. Ree, H. Eyring

"The relaxation theory of transport phenomena"

New York : ed. Eirich, (1958), P. 187.

(Rezaig, 94) B. Rezaig

"Etudes numériques et expérimentales du cisaillement adiabatique par impact de projectile, cas de deux aciers"

Thèse, Univ. Metz, (1994).

(Rietsch, 90) 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, (1990), P. 1071.

(Roberston, 66) R. E. Roberston

"The equation for plasticity of glassy polymers"

J. Chem. Phys., Vol. 44, (1966), P. 201.

(Roberston, 68) R. E. Roberston

"An equation for the yield stress of a glassy polymer"

Appl. Polym. symp., Vol.7, (1968), P. 3950.

(Roetling, 65) J. A. Roetling

"Yield stress behaviour of polymethyl methacrylate"

Polymer, Vol. 6, (1965), P 311.

(Ruiz, 1988) D. Ruiz, J. Harding, C. Ruiz

"The double-notch shear test analysis and development for material testing at very high strain rates"

Proc. 1st Int. Conf. on Structures Under Shock and Impact, SUSI-1 (eds) P. S. BULSON), Elsevier, London and New York (1988), P. 145.

(Ruiz, 91) D. Ruiz, J. Harding, C. Ruiz

"High strain rate testing of materials - a fully validated test calibration by a hybrid numerical/experimental technique"

J. de Physique IV, Colloque C3, Vol. 1, (1991), P. 465.

(Schirrer, 95) R. Schirrer, C. Fond

"Quelques aspects de la rupture des polymères : craquelures, microcisaillements et renforcement aux chocs"

Revue de métallurgie-CIT/Science et génie des matériaux. (1995), P. 1027.

(Souahi, 92) A. Souahi

"Etude de la plasticité des polymères amorphes au voisinage de la température de transition vitreuse : Application au PMMA"

Thèse Univ. de Nancy (1992).

(Steer, 85) P. Steer

"Viscoplasticité dynamique du polycarbonate aux grandes vitesses de sollicitation"

Thèse Univ. de Lille I (1985).

(Sternstein, 68) S. S. Sternstein, I. Ongchin, A. Silverman

"Inhomogeneous deformation and yielding of glassy-like high polymers"

App. Polym. Symp., Vol. 7, (1968), P. 175.

(Tomita, 95) Y. Tomita, S. Tanaka

"Prediction of deformation behaviour of glassy polymers based on molecular chain network model"

Int. J. Solids structures, Vol. 32, N° 23, (1995), P. 3423.

(Tomita, 97) Y. Tomita, T. Adachi, S. Tanaka

"Modelling and application of constitutive equation for glassy polymer based on nonaffine network theory"

Eur. J. Mech., A/Solids, Vol. 16, N° 5, (1997), P. 745.

(Varadarajan, 82) K. Varadarajan, R. F. Boyer

"Effet of thermal history, crystallinity and solvent on the transitions and relaxations in poly (bisphenol A carbonate)"

J. of polymer Sci., Polymer phys. Ed., Vol. 20, (1982), P.141.

(Wang, 52) M. C. Wang, E. Guth

"Statistical theory of networks of non-gaussian flexible chains"

J. Chem. Phys., Vol. 20, N°7, (1952), P. 1144.

(Ward, 71) I. M. Ward

"Review : the yield behaviour of polymers"

J. Mat. Sci., Vol. 6, (1971), P. 1397.

(Ward, 83) I. M. Ward

"The mechanical properties of solid polymers, 2 nd, edn. Wiley.

(Watts, 78) D. C. Watts, E. PH. Perry

"Dielectric relaxation behaviour and ductile/brittle transition of polycarbonate"

Polymer, Vol. 19, March, (1978), P. 248.

(Whitney, 63) W. Whitney

"Observations of deformation bands in amorphous polymers"

J. Appl. Phys., Vol. 34, (1963), P. 3363.

(Wu, 73) W. Wu, P. L. Turner

"Shear bands in polycarbonate"

J. Polym. Sci., Vol. 11, (1973), P. 2199.

(Xiao, 94) C. Xiao, J. Y. Jho, A. F. Yee

"Correlation between the shear yielding behavior and secondary relaxations of bisphenol-A-PC and Related copolymers"

Macromolecules, Vol. 27, (1994), P. 2761.

(Yannas, 83) I. V. Yannas, R. R. Luise

"The strength and stiffness of polymers"

In E. Zachariades and R. S. Porter (eds), Dekker : New York (1983).

ANNEXES

Annexe 1 : Rappel sur le dispositif de compression dynamique

Historiquement, le système des barres d'Hopkinson ou encore SHPB (Split Hopkinson Pressure Bar) doit son nom à Beltram Hopkinson, qui fut le premier, en 1914, à avoir réalisé des mesures dynamiques de pression basées sur les propriétés de propagation d'ondes élastiques dans les barres (Hopkinson, 14). En effet, il a suspendu balistiquement une barre d'acier de longueur de 1 m et de 25 mm de diamètre. L'impact est produit sur l'une des extrémités de la barre par un projectile ou un par un explosif. Une petite pièce cylindrique, ayant le même diamètre que la barre, est collée à l'autre extrémité libre. Cette pièce, qui est constituée du même matériau que la barre et qui est libre de se détacher sous l'effet de l'impact, sert d'échantillon. L'onde incidente se transmet à la pièce et se réfléchit à son extrémité libre en une onde de détente. Quand celle-ci atteint de nouveau l'interface barre/pièce, elle se libère et vient heurter un pendule balistique (figure, A1.1). La conservation de l'énergie mécanique de l'ensemble barre-pièce-pendule permet de déterminer la pulsation d'origine et par la suite, la longueur d'onde de l'onde incidente qui est égale à deux fois la longueur L_0 de la pièce libre. En répétant l'expérience avec différentes valeurs de L_0 , plusieurs renseignements concernant la pulsation d'origine peuvent en être tirés.

Les premières améliorations effectuées pour l'exploitation de la technique des barres d'Hopkinson ont été apportées par (Davies, 48). Il a proposé un montage électrique qui permet non seulement l'analyse de la propagation de l'onde incidente, mais aussi la mesure du déplacement de l'extrémité libre de la barre en fonction du temps $U(t)$. La mesure du déplacement permet de déterminer la contrainte longitudinale ou la pression par différentiation de $U(t)$.

C'est en 1949, que (Kolsky, 49) a développé une nouvelle configuration des barres d'Hopkinson dans laquelle un échantillon de faible dimension est inséré entre deux longues barres parfaitement alignées. Celles-ci sont équipées de deux jauges de déplacement (capacités électriques) qui mesurent les amplitudes des ondes pendant leur passage dans les barres. Le chargement est produit par un détonateur placé à l'extrémité de la barre incidente, (figure A1.2). Dans cette technique, Kolsky suppose que les barres restent élastiques pour que l'analyse de la propagation des ondes dans les barres soit applicable. Par conséquent, grâce à une analyse des ondes générées dans les barres, il est possible de déterminer les caractéristiques mécaniques des matériaux à grandes vitesses.

Depuis, plusieurs améliorations sont effectuées dans les barres de Kolsky, on peut citer celle de (Lindholm, 64) qui a remplacé les deux capacités électriques par deux jauges extensométriques permettant ainsi de mesurer directement les déformations dans les barres. Il a également remplacer l'explosif par une barre projectile dans le but de développer une onde

incidente régulière (figure A1.3). Ainsi, au fil du temps, les techniques expérimentales reposant sur le principe des barres d'Hopkinson ont pris une grande dimension. Actuellement, elles sont dotées d'instrumentation électronique très développée permettant de réaliser des mesures précises. Ces mesures permettent, en utilisant la théorie de propagation des ondes élastique dans les barres, de déterminer les caractéristiques mécaniques du matériau : contrainte, déformation, vitesse de déformation etc...

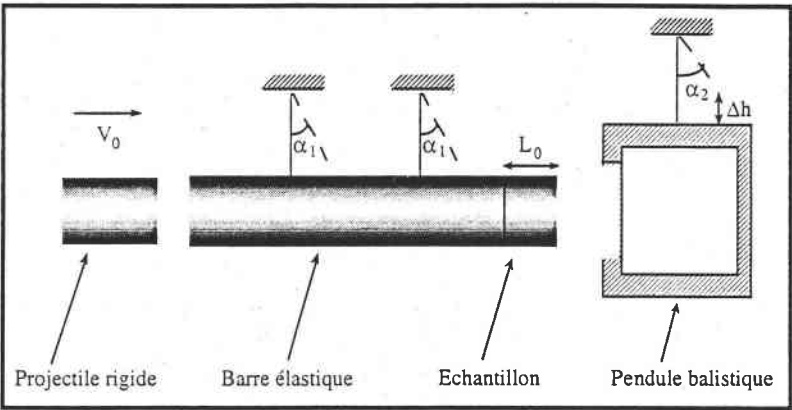


Figure A1.1 : Schéma du dispositif d'Hopkinson (Hopkinson, 14).

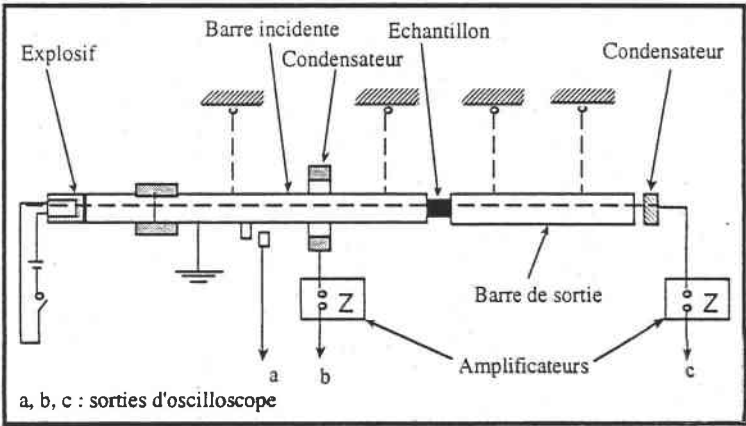


Figure A1.2 : Schéma du dispositif conçu par Kolsky pour l'étude des ondes de compression (Kolsky, 49).

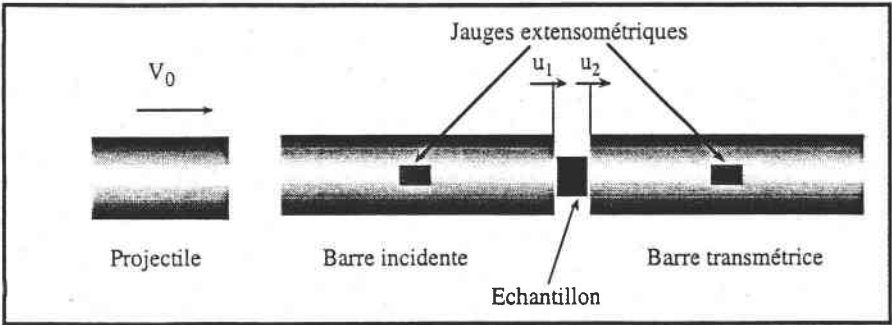


Figure A1.3 : Schéma du dispositif de compression dynamique conçu par Lindholm (Lindholm, 64).

Annexe2 : Courbes de simulation numérique

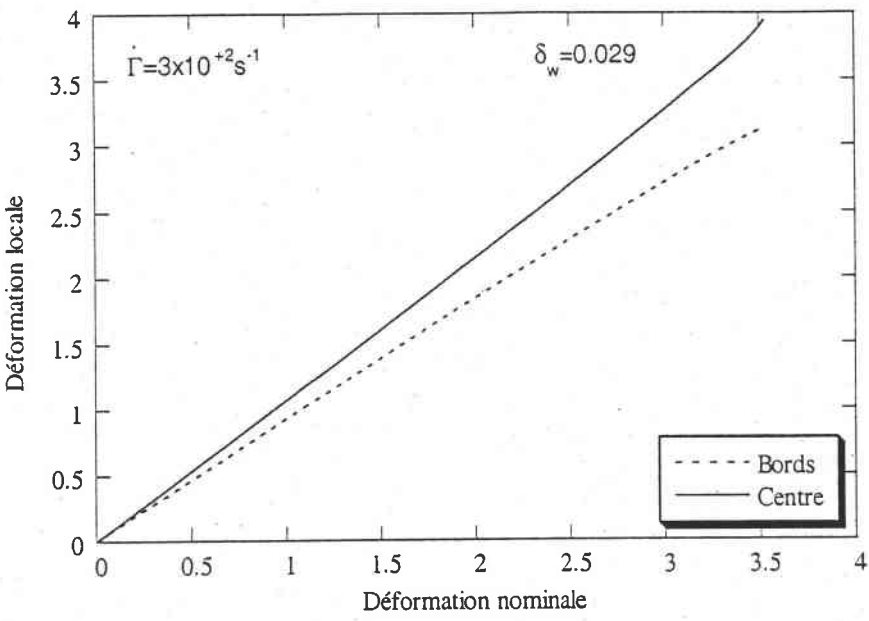


Figure A2.1 : Evolution de la déformation aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

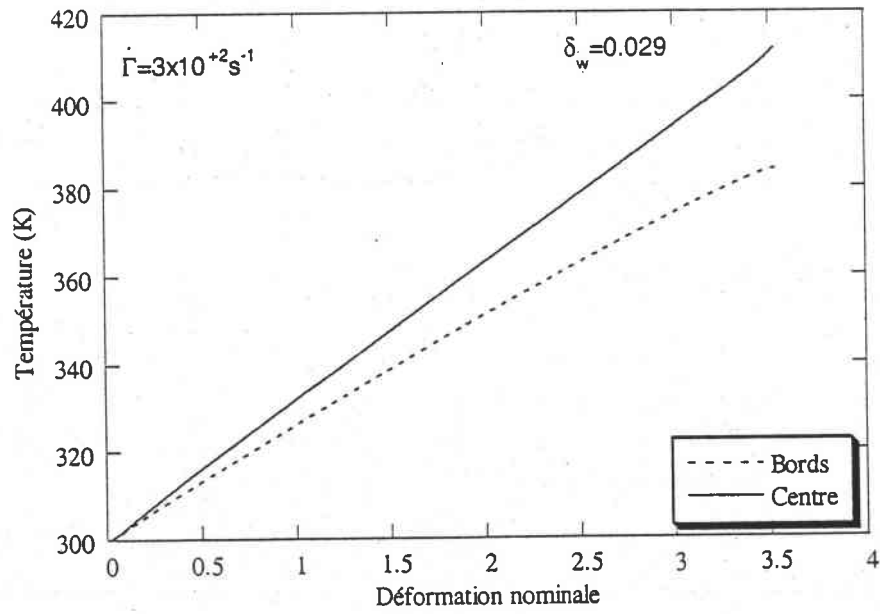


Figure A2.2 : Evolution de la température aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

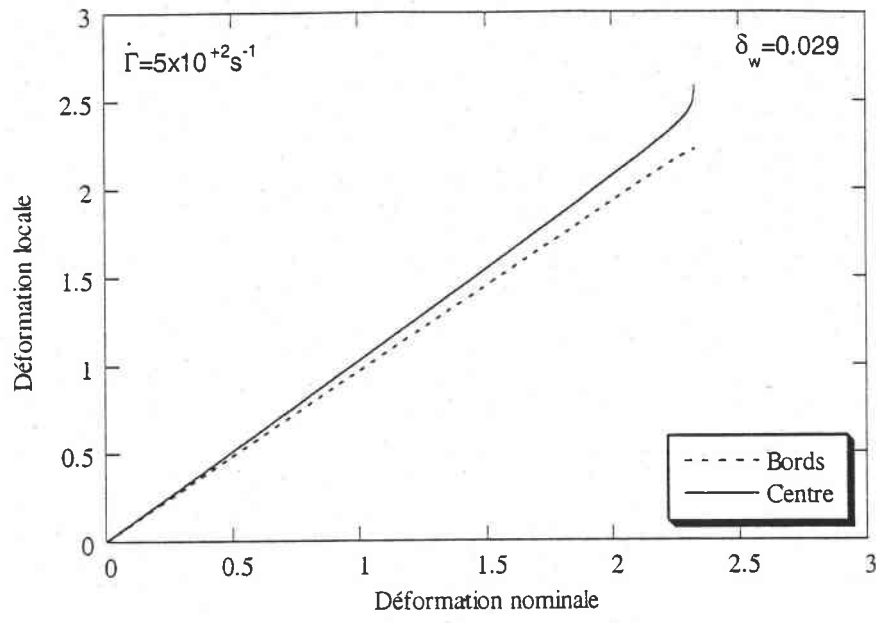


Figure A2.3 : Evolution de la déformation aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

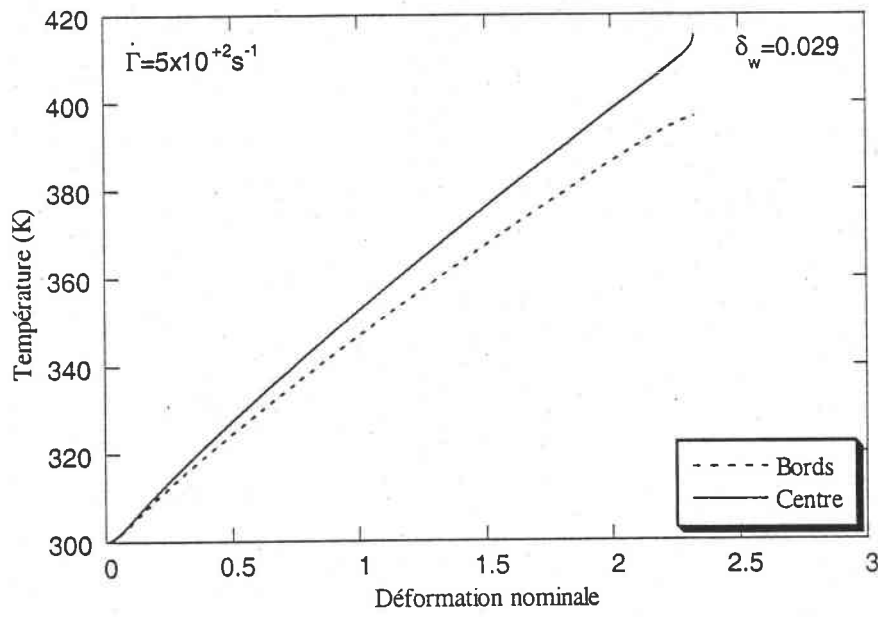


Figure A2.4: Evolution de la température aux bords et au centre de la couche. Représentation
de Marciniak, (Litonski, 77).

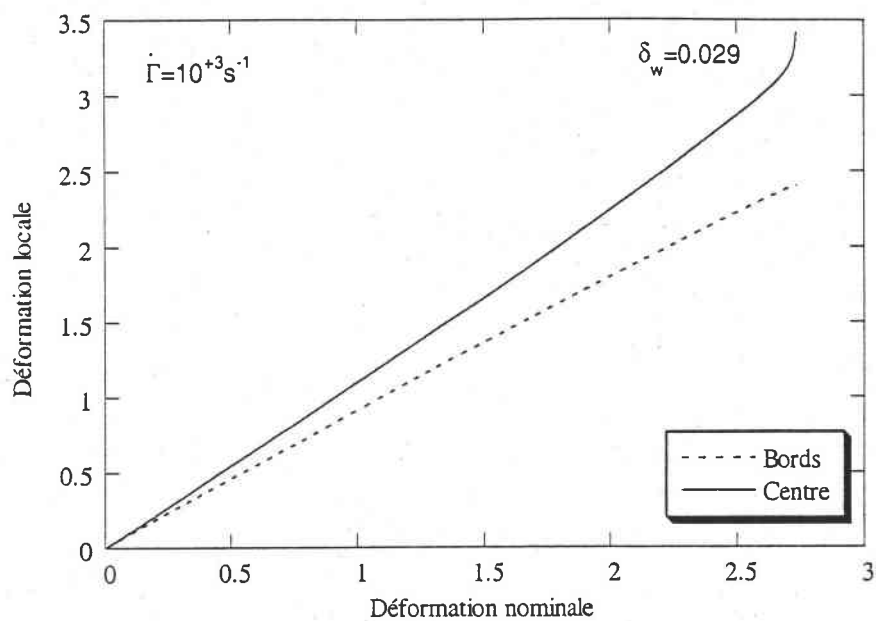


Figure A2.5 : Evolution de la déformation aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

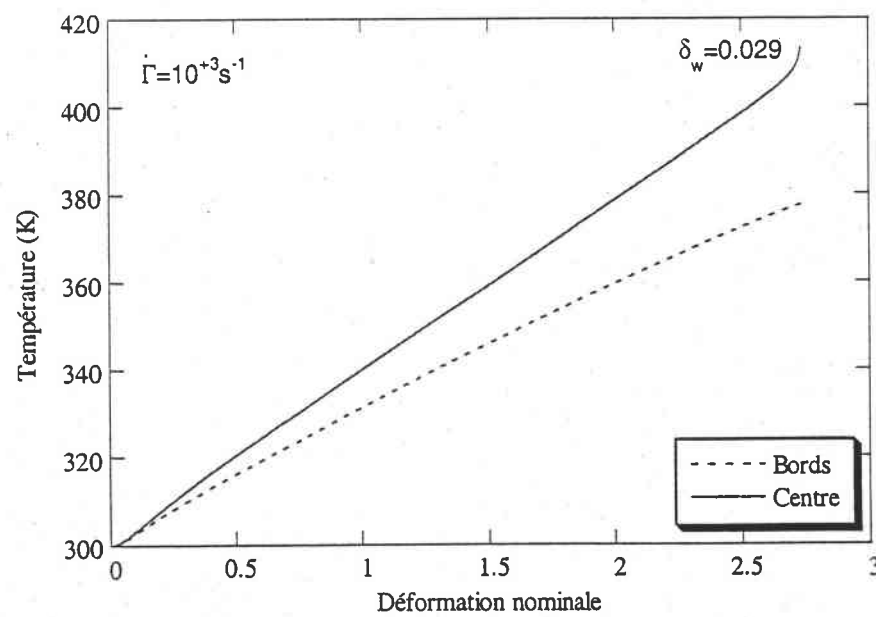


Figure A2.6: Evolution de la température aux bords et au centre de la couche. Représentation
de Marciniak, (Litonski, 77).

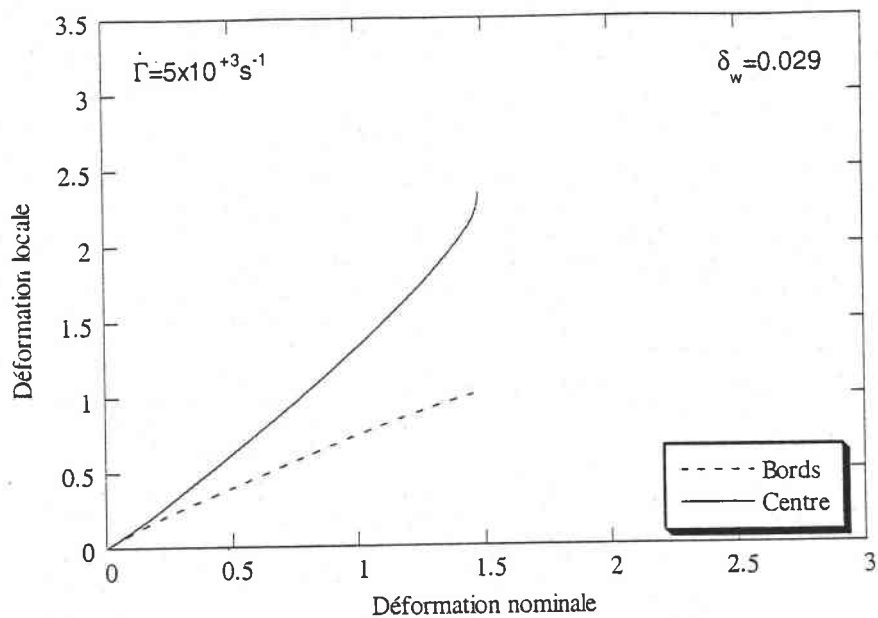


Figure A2.7 : Evolution de la déformation aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

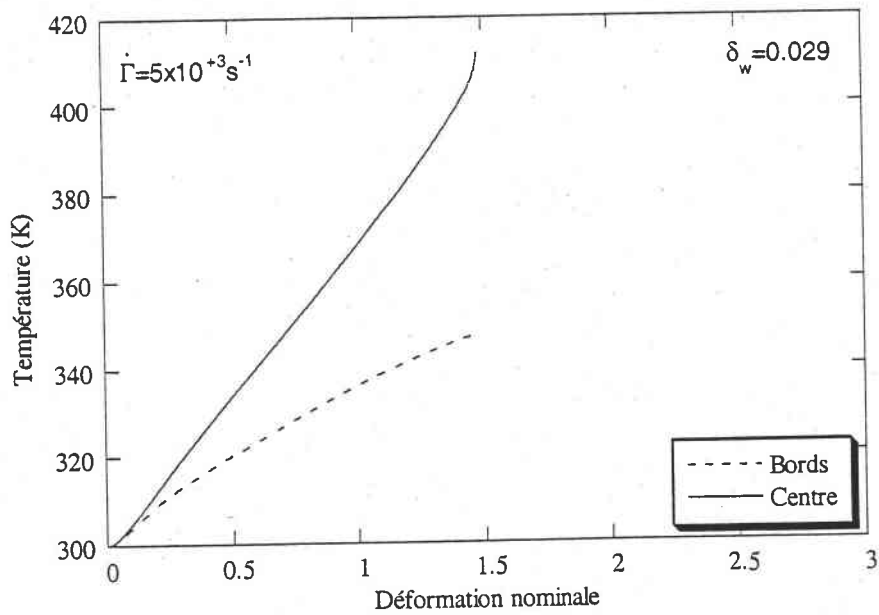


Figure A2.8: Evolution de la température aux bords et au centre de la couche. Représentation de Marciniak, (Litonski, 77)

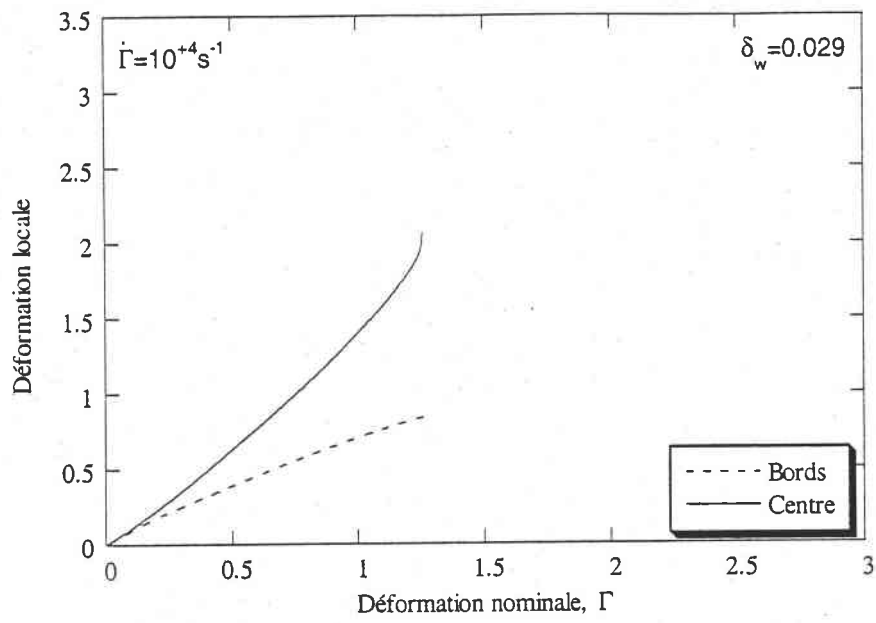


Figure A2.9 : Evolution de la déformation aux bords et au centre de la couche. .
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

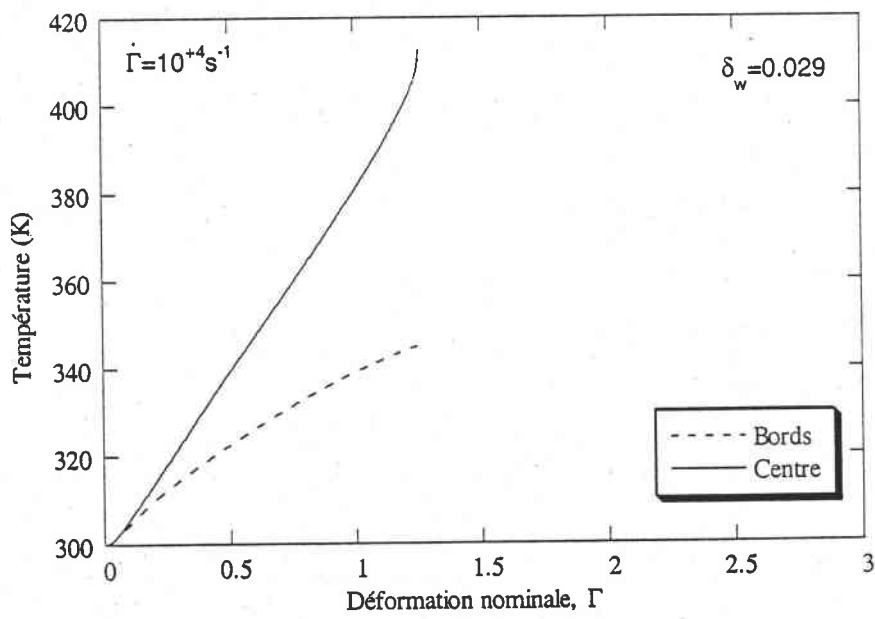
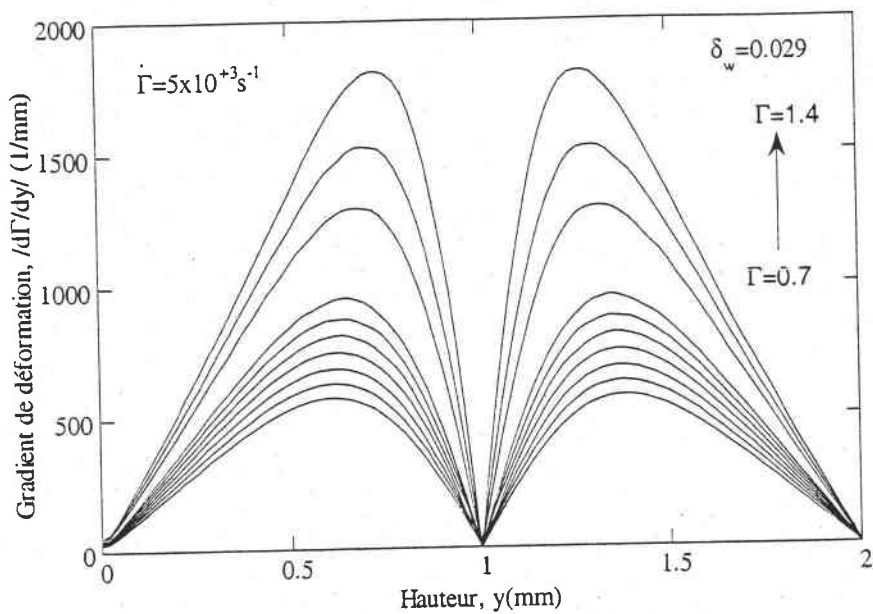
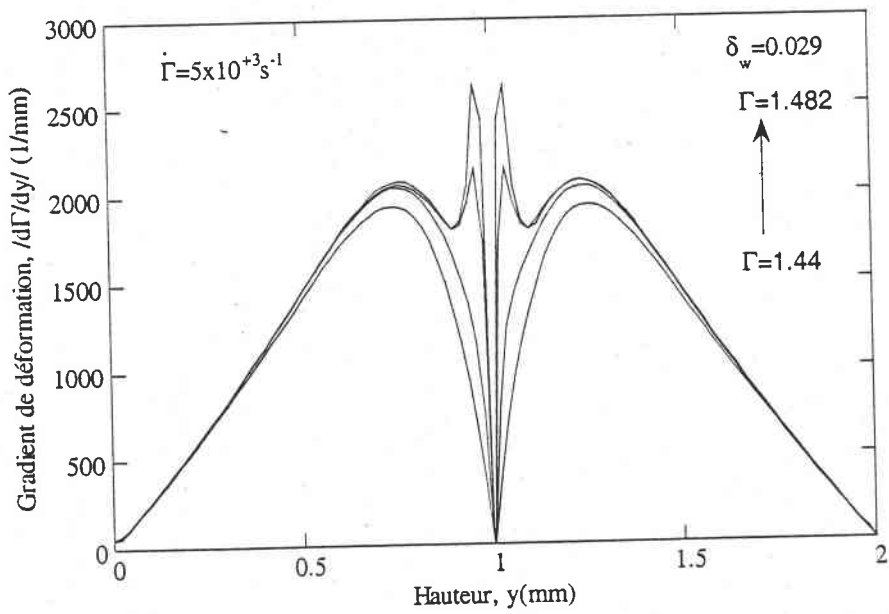


Figure A2.10 : Evolution de la température aux bords et au centre de la couche.
Représentation de Marciniak, (Litonski, 77).

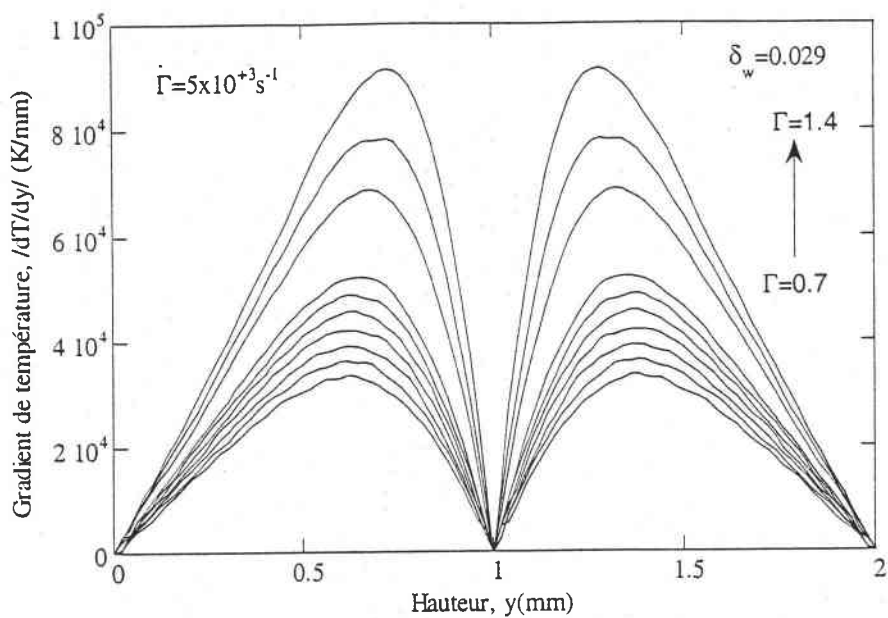


(a)

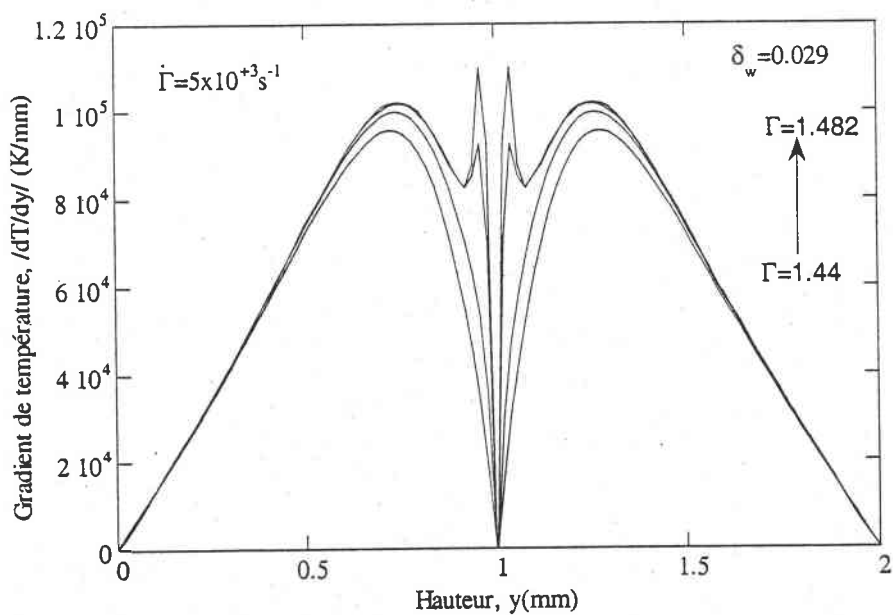


(b)

Figure A2.11 : Gradient des profils de déformation : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de la localisation.

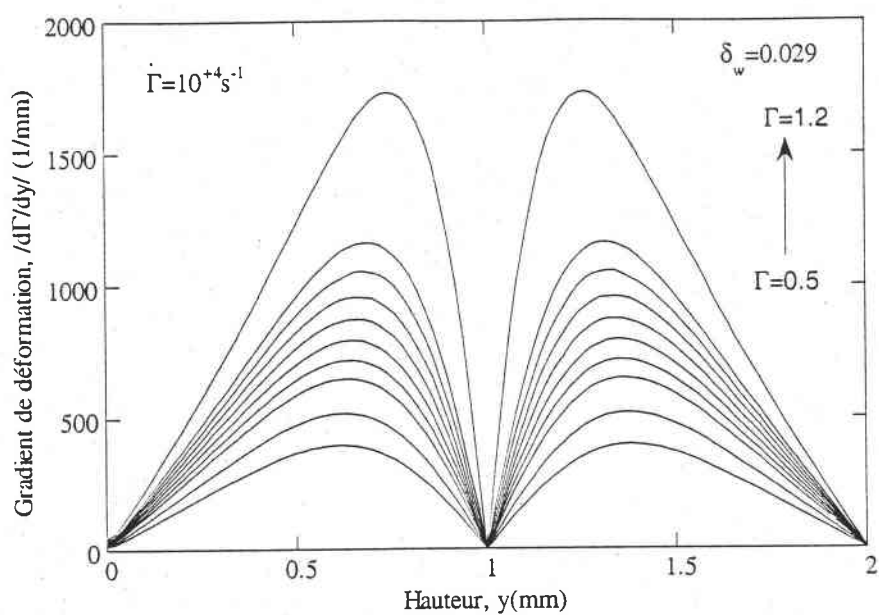


(a)

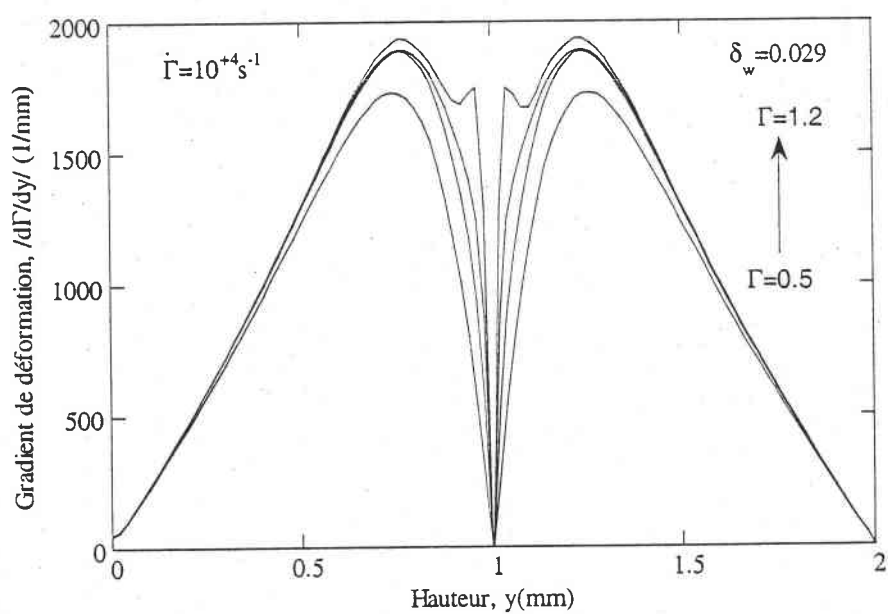


(b)

Figure A2.12 : Gradient des profils de température : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de la localisation.

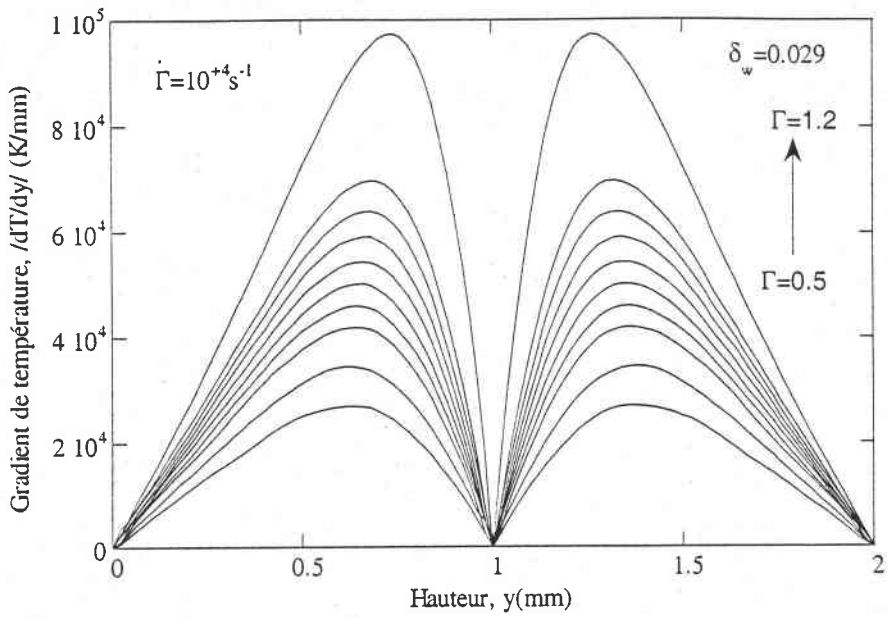


(a)

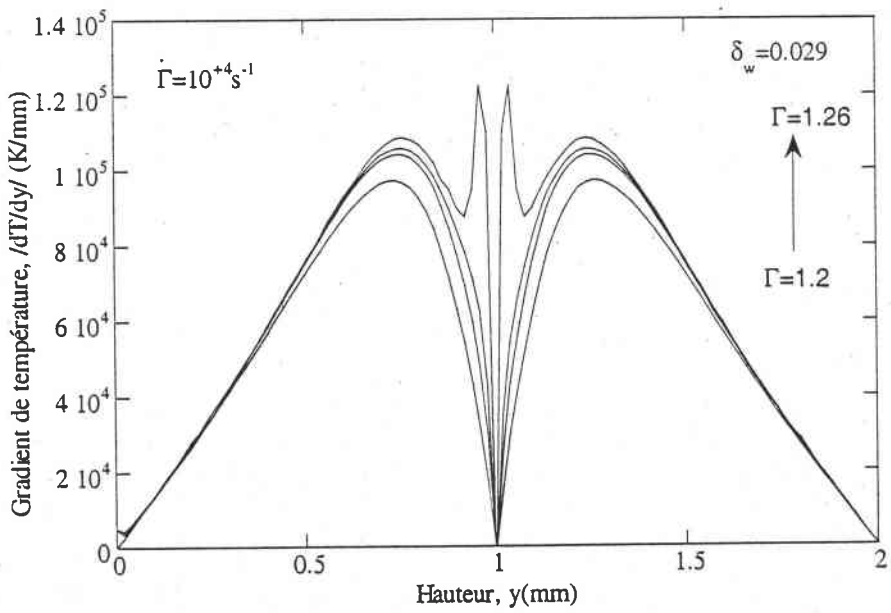


(b)

Figure A2.13 : Gradient des profils de déformation : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de la localisation.



(a)



(b)

Figure A2.14 : Gradient des profils de température : (a) au cours de la déformation, (b) au stade final de la localisation.

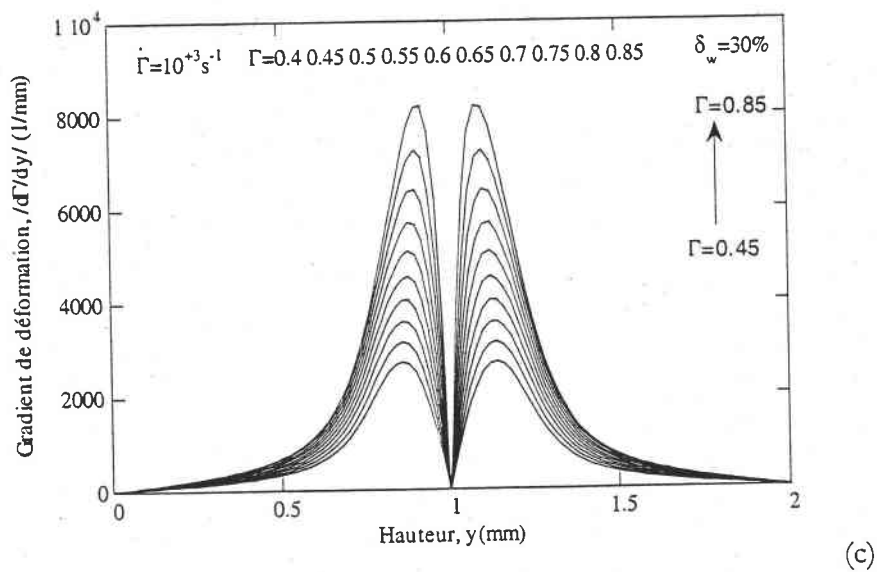
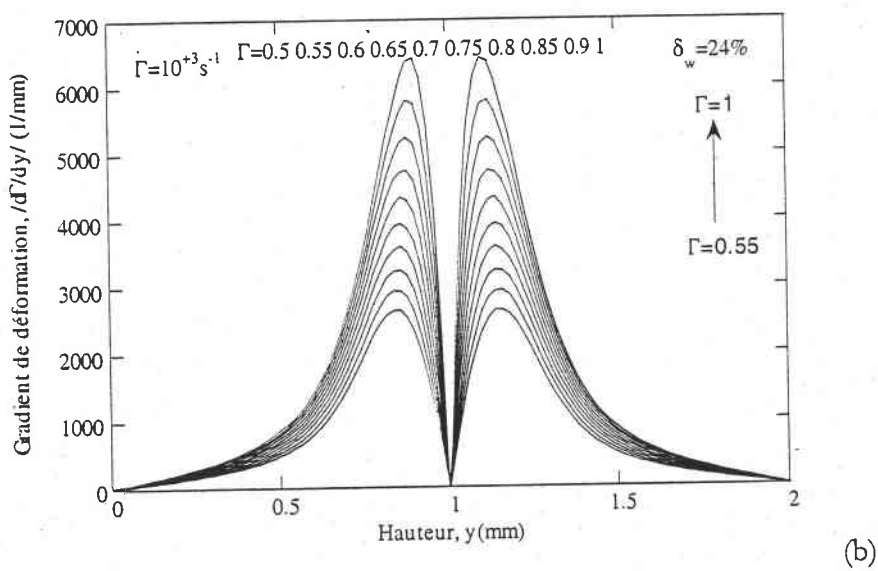
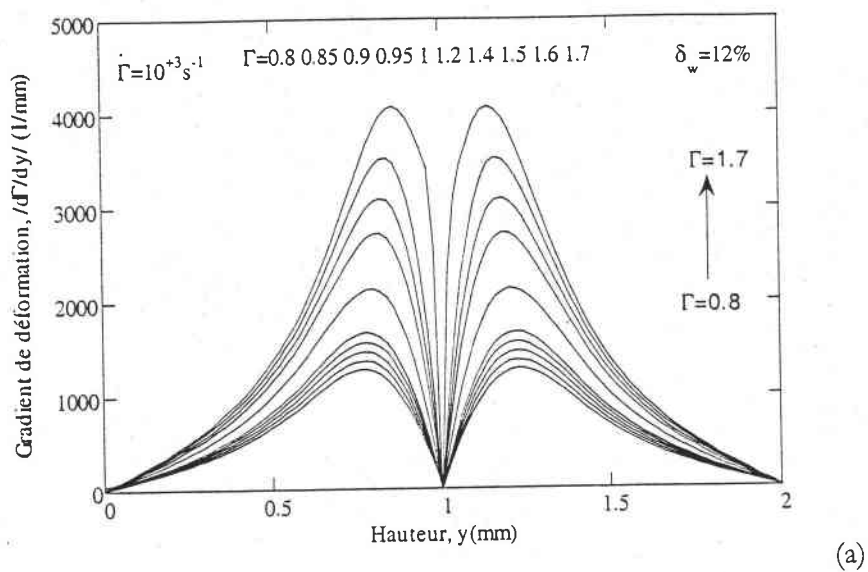
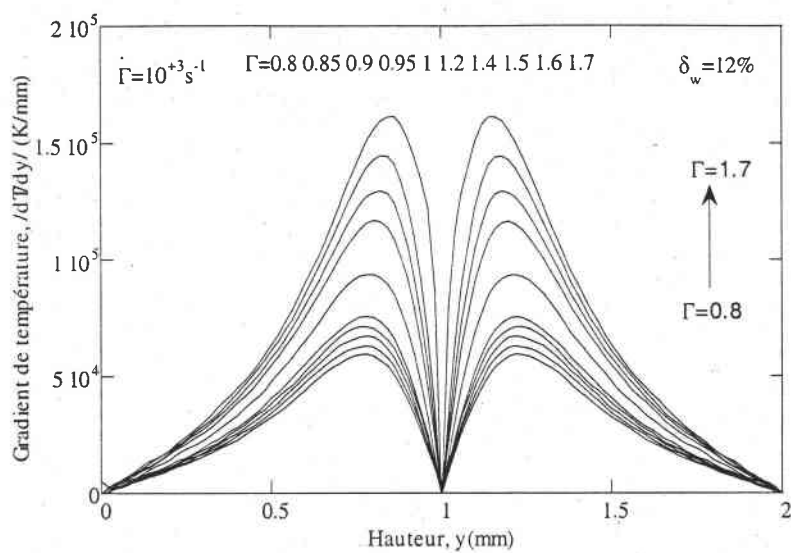
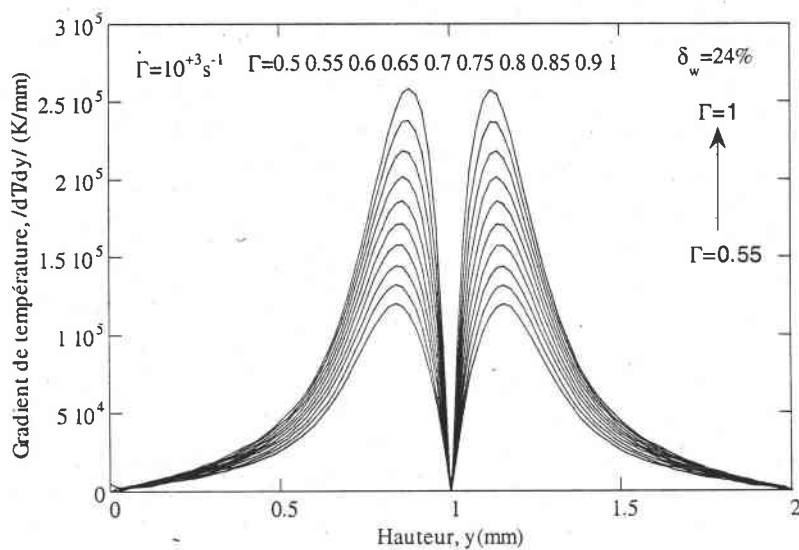


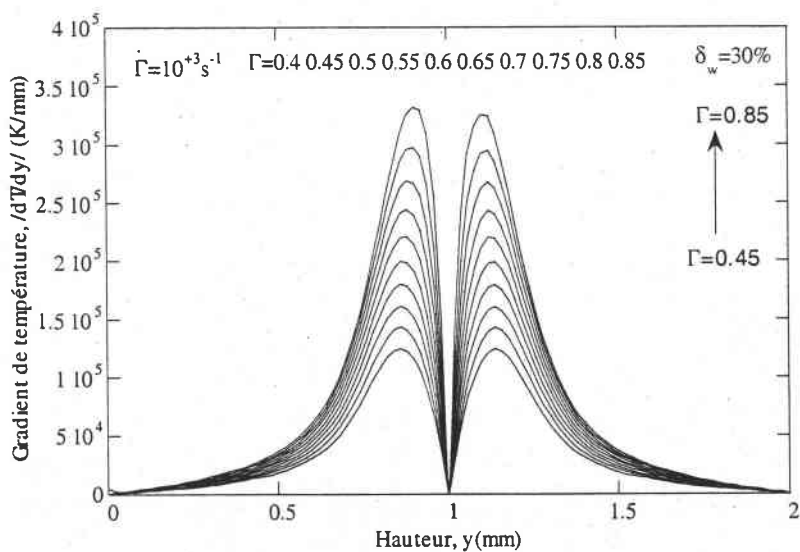
Figure A2.15 : Gradient des profils de déformation pour trois tailles de défaut : (a) $\delta_w = 12\%$, (b) $\delta_w = 24\%$ et (c) $\delta_w = 30\%$.



(a)



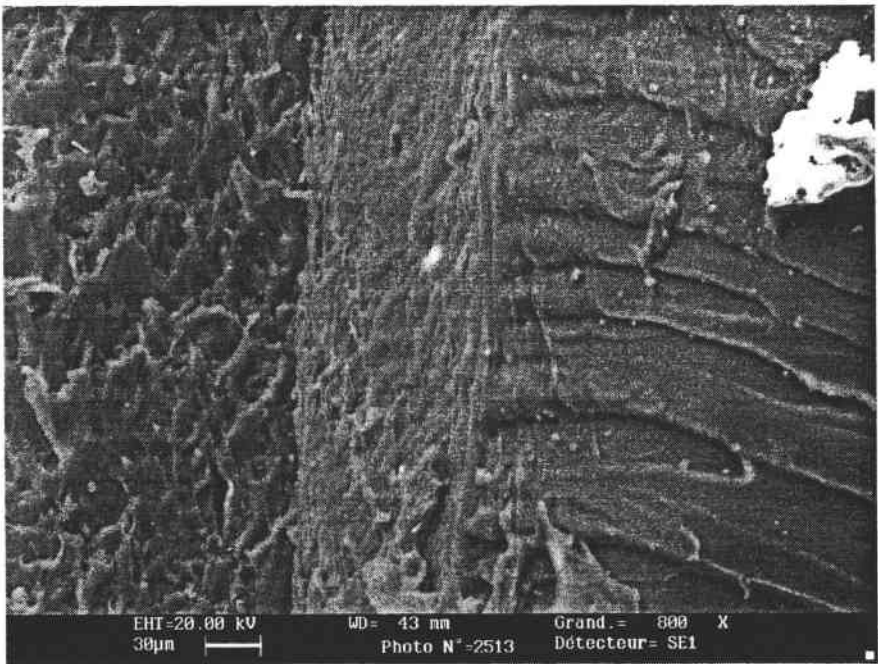
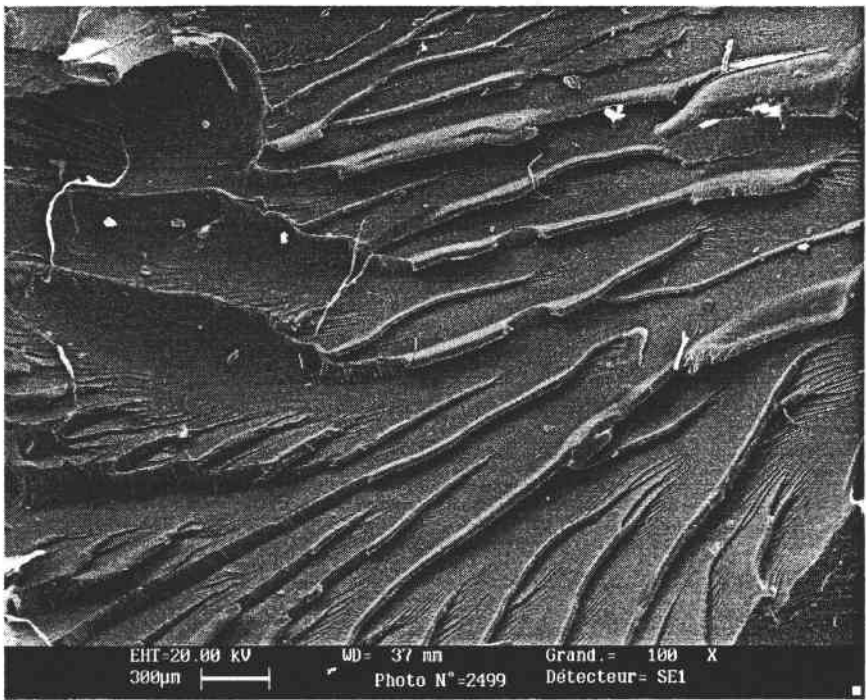
(b)



(c)

Figure A2.16 : Gradient des profils de température pour trois tailles de défaut : (a) $\delta_w = 12\%$, (b) $\delta_w = 24\%$ et (c) $\delta_w = 30\%$.

Annexe 3 : Faciès de rupture



Observation au MEB d'une faciès de rupture (éprouvette déformée à 30 m/s).