



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

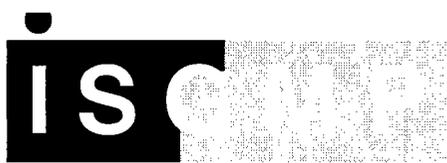
LIENS

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>



B 147097

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ
PAR

Mohammed DABLIJ

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

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur

OPTION : Génie Mécanique

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE SCIENCES ET TECHNIQUES - METZ -	
N° Inv.	1998.1305
Cote	S/M3 98/63
Loc.	Mayasir
Cat.	

Etude expérimentale de l'effet PORTEVIN-LE CHATELIER dans trois alliages aluminium-magnésium dans des conditions de vitesse de déformation ou de contrainte imposées

Soutenue le 09 Juillet 1998 devant le jury composé de :

A. MOLINARI	Université de Metz	Président
M. LEBEDKINE	Institut de Physique des Solides Moscou	} Rapporteurs
J. VERGNOL	Université de Poitiers	
A. BENALI	E.N.S.E.M. Casablanca Maroc	} Examineurs
R. DE BORST	Université de Technologie Delft Pays-Bas	
C. FRESSENGEAS	Université de Metz	
M. MLIHA-TOUATI	E.M.I. Rabat Maroc	
A. ZEGHLOUL	Université de Metz	Dir. de Thèse

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux
U.M.R. CNRS N° 7554
Université de Metz, Ile du Saulcy, 57045 METZ Cedex 01

Remerciements

Cette étude a été réalisée au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (U.M.R. CNRS N° 7554). Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde reconnaissance et tous mes respects à Monsieur A. ZEGHLOUL, Professeur à l'université de METZ qui m'a accueilli chaleureusement et m'a initié à la recherche. Il est difficile d'exprimer en mots tous ce qu'il a fait pour moi : son encadrement, ses conseils précieux, ses larges compétences scientifiques et le soutien le plus sûr. Sans lui, la réalisation de ma thèse n'aurait pu être rendue possible. Monsieur le Professeur A. MOLINARI, s'est soustrait à ses nombreuses occupations pour s'intéresser à ce travail et a accepté la présidence du jury. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Je tiens à exprimer ma profonde et sincère gratitude à Monsieur M. LEBEDKINE, Directeur de recherche à l'institut de Physique des solides MOSCOU, ainsi qu'à Monsieur J. VERGNOL, Maître de Conférences à l'université de POITIERS pour l'attention qu'ils ont témoignée à mon travail en acceptant d'être tous deux rapporteurs de ma thèse. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accorder à mon travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur M. MLIHA-TOUATI, Professeur à l'E.M.I. RABAT MAROC pour avoir accepté de siéger en tant que membre de mon jury et pour les conseils judicieux qu'il m'a prodigués durant son séjour à METZ en tant que professeur invité. Sans son aide précieuse, je ne serais pas parvenu à surmonter toutes les difficultés que j'ai rencontrées, tout au long de ma thèse.

J'aimerais remercier Monsieur A. BENALI, Professeur à l'E.N.S.E.M. CASABLANCA MAROC, Monsieur R. DE BORST, Professeur à l'université de Technologie de DELFT PAYS-BAS et Monsieur C. FRESSENGEAS, Professeur à l'université de METZ, d'avoir bien voulu participer à mon jury en tant qu'examineurs en dépit de leurs charges respectives. Je les remercie vivement pour leur sympathie et pour leurs encouragements.

Sur un autre plan, je tiens à rendre hommage à la mémoire de ma mère "Taghamadaha Allah Birahmatih". J'aimerais réserver les derniers mots de remerciement à toute ma famille, et à mes amis qui m'ont toujours apporté un grand soutien dans toute ma vie et en particulier à mon père qui a toujours souhaité de son vivant la réussite de cette thèse. Grâce à eux, j'ai pu concrétiser mes rêves et mes ambitions.

Table des matières

Introduction	I
1 Etude bibliographique	1
1.1 Introduction	1
1.2 Modèles microscopiques du phénomène PLC	1
1.2.1 Modèle de Cottrell	2
1.2.2 Modèle de McCormick	3
1.2.3 Modèle de Kubin et Estrin	4
1.2.4 Modèle de Bréchet et Estrin	8
1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC	13
1.3.1 Modèles locaux	14
1.3.1.1 Modèle de Penning	14
1.3.1.2 Modèle d'Aubrun	17
1.3.1.3 Modèle de Kocks	18
1.3.1.4 Modèle de Kubin et Estrin	20
1.3.1.5 Modèle de McCormick	23
1.3.2 Modèles non locaux	26
1.3.2.1 Modèle de Zbib et Aifantis	26
1.3.2.2 Modèle de Jeanclaude et Fressengeas	29
1.3.2.3 Modèle de Hähner	30
1.4 Résultats expérimentaux du PLC	32
1.4.1 Caractérisation des décrochements sur une machine dure	32
1.4.2 Amplitude des décrochements sur une machine dure	34
1.4.2.1 Influence de la vitesse de déformation sur la chute de contrainte	37
1.4.2.2 Influence de la déformation sur l'amplitude des décrochements	37
1.4.3 Domaine d'existence du PLC	38
1.4.4 Caractéristiques des bandes PLC	39
1.4.4.1 Aspects des bandes PLC	39
1.4.4.2 Déformation contenue dans la bande $\Delta\varepsilon_b$	40
1.4.4.3 Vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$	41
1.4.4.4 Vitesse de propagation des bandes PLC v_b	41
1.4.4.5 Largeur des bandes ℓ_b	42
1.5 Conclusion	43
2 Techniques expérimentales	45
2.1 Dispositif expérimental	45
2.1.1 Essai de traction	45

2.1.2	Principe de fonctionnement de la machine de traction	46
2.1.3	Machine dure	48
2.1.4	Machine molle	48
2.2	Présentation des alliages étudiés	52
2.3	Préparation des éprouvettes	53
2.4	Dépouillement des essais	54
2.4.1	Définition des paramètres exploités lors des essais sur une machine dure	55
2.4.2	Caractéristiques des bandes de déformation sur une machine molle . .	55
3	Résultats expérimentaux sur machine dure	57
3.1	Essais de traction sur trois alliages d'aluminium à la température ambiante .	57
3.1.1	Alliage 5182 O	57
3.1.2	Alliage 5182 H28	60
3.1.3	Alliage 5754 O	62
3.2	Déformation critique à la température ambiante	64
3.3	Etude des décrochements	66
3.3.1	Types de décrochements	66
3.3.2	Chutes de contrainte	69
3.3.3	Temps de rechargement	74
3.3.4	Pentes de déchargement et de rechargement	77
3.4	Courbe d'écrouissage supérieure	84
3.5	Conclusion	89
4	Résultats expérimentaux sur machine souple	91
4.1	Courbes de traction des trois alliages à l'ambiante	91
4.2	Déformation critique d'apparition de l'effet PLC	95
4.3	Chute de contrainte et temps de rechargement	96
4.4	Courbes d'écrouissage supérieures	102
4.5	Caractéristiques des bandes PLC	102
4.5.1	Vitesse de déformation dans la bande	107
4.5.2	Déformation contenue dans la bande	108
4.5.3	Vitesse de propagation des bandes	110
4.5.4	Largeur de bandes	112
4.5.5	Morphologie des bandes	116
4.5.6	Forme des profils de vitesse de déformation	117
4.6	Conclusion	118
5	Discussion des résultats	121
5.1	Machine dure	121
5.1.1	Comparaison entre courbes de traction des trois alliages	121
5.1.2	Evolution des déformations critiques	123
5.1.3	Caractérisation des décrochements PLC	124
5.2	Machine molle	126
5.2.1	Influence de la restauration dynamique	126
5.2.2	Comparaison entre les caractéristiques des bandes PLC	127
5.2.2.1	Vitesses de déformation et déformations dans les bandes . .	127
5.2.2.2	Vitesses de propagation et déformations dans les bandes . . .	129

5.2.2.3	Déformations dans les bandes et déformations critiques . . .	129
5.2.2.4	Vitesses de propagation et déformations critiques	130
5.2.2.5	Vitesses de propagation et largeurs de bandes	131
5.3	Déformation critique : comparaison expérience-modèles	132
5.3.1	Modèles de vieillissement dynamique	133
5.3.2	Modèle introduisant la précipitation	134
Conclusion générale		135
Bibliographie		137

Introduction

Bien qu'hétérogène au niveau microscopique, la déformation plastique des matériaux métalliques est généralement considérée comme homogène à l'échelle macroscopique. Cependant, dans certaines conditions expérimentales, il existe des matériaux où apparaissent des instabilités de la déformation plastique, pouvant conduire à une dégradation de la ductilité et de la formabilité. La connaissance des conditions de déclenchement de ces instabilités revêt donc une grande importance du point de vue industriel.

Parmi les écoulements plastiques macroscopiquement hétérogènes, le phénomène PORTEVIN-LE CHATELIER (PLC) est le plus couramment observé. Ce phénomène a été mis en évidence en 1909 par LE CHATELIER [1] dans les aciers doux ; et à la même époque, PORTEVIN [2] l'avait observé dans les duralumins. Ensuite, l'effet PLC a été rencontré dans de nombreux alliages contenant des atomes de soluté en position interstitielle ou substitutionnelle.

Le phénomène PLC se manifeste sur les courbes de traction comme un écoulement plastique discontinu consistant en des chutes de contrainte suivies de rechargements dans le cas d'une machine de traction dure à vitesse de déformation imposée. Pour une machine de traction molle, c'est-à-dire à vitesse de contrainte imposée, l'écoulement instable PLC se présente sous la forme de paliers quasi-horizontaux sur la courbe contrainte-déformation.

Les premières études théoriques ont associé l'effet PLC au processus de vieillissement dynamique dû aux interactions entre les dislocations mobiles et les atomes de soluté qui diffusent. Des effets de précipitation dynamique et de cisaillement de précipités ont été ensuite considérés comme pouvant se superposer à ce processus. D'autres approches ont tenté de modéliser l'effet PLC sous un angle purement macroscopique en se basant sur une sensibilité négative de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation. De même, de nombreux travaux expérimentaux ont étudié les domaines d'existence de l'effet PLC en analysant l'influence des différents paramètres tels que la température, la vitesse de chargement et le taux de déformation. Un intérêt particulier a été porté également à la caractérisation des bandes de localisation de la déformation liées au phénomène PLC. Malgré tous ces efforts expérimentaux importants et la grande variété des modèles théoriques, le phénomène PLC reste encore mal connu et les résultats expérimentaux sont parfois contradictoires. Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse constitue une contribution à l'effort de compréhension de ce phénomène.

La présente étude se fixe comme objectif la caractérisation de l'instabilité plastique liée à l'effet PLC dans trois alliages d'aluminium-magnésium sollicités en traction à la température ambiante ; d'une part, en révélant les divers aspects que représente cette instabilité sur les courbes contrainte-déformation ; d'autre part, en effectuant une étude détaillée des

caractéristiques des bandes de déformation. Le mémoire est divisé en cinq chapitres :

- ☞ Le chapitre 1 consiste en une étude bibliographique dans laquelle sont présentés en détail les principaux modèles microscopiques et macroscopiques du phénomène PLC, ainsi que les résultats expérimentaux importants concernant l'aspect des courbes de traction et les caractéristiques des bandes de déformation.
- ☞ Le chapitre 2 est consacré à la présentation des trois alliages d'aluminium–magnésium étudiés (composition chimique, microstructure et forme des éprouvettes) et des techniques expérimentales utilisées. Nous décrirons en particulier le dispositif mis au point pour assouplir la machine de traction et réaliser ainsi des essais à vitesse de contrainte constante.
- ☞ Le chapitre 3 expose les résultats expérimentaux obtenus sur une machine dure dans un très large intervalle de vitesses de déformation imposées. Nous étudierons l'aspect des courbes de traction, l'évolution des déformations critiques d'apparition de l'effet PLC et les variations des caractéristiques des décrochements : chutes de contrainte, temps de rechargement, pentes de décharge et de recharge.
- ☞ Le chapitre 4 contient les résultats expérimentaux relatifs à une machine de traction souple dans une très large plage de vitesses de contrainte imposées. Nous avons effectué, pour chaque essai de traction, des mesures de vitesses de propagation de bandes, de déformations et de vitesses de déformation dans les bandes, de largeurs de bandes et de chutes de contrainte accompagnant le déclenchement des instabilités PLC.
- ☞ Le chapitre 5 fait la synthèse et la discussion des résultats expérimentaux importants. Nous comparerons ces résultats entre les trois alliages étudiés pour dégager l'influence de la teneur en magnésium et de la microstructure initiale. Nous discuterons ensuite les similitudes entre les variations des différentes caractéristiques des bandes. Enfin, nous confronterons nos résultats concernant les déformations critiques avec les prévisions des modèles de vieillissement dynamique et de ceux introduisant les effets de la précipitation.

Chapitre 1

Etude bibliographique

1.1 Introduction

La déformation plastique est intrinsèquement hétérogène dans les matériaux cristallins à l'échelle microscopique, mais elle est généralement considérée comme homogène au niveau macroscopique. Cependant, plusieurs cas d'écoulement hétérogène à l'échelle macroscopique sont rencontrés et ont leur origine physique au niveau microscopique. L'un des cas les plus couramment observés est l'effet Portevin–Le Chatelier (PLC) qui se manifeste dans certains alliages contenant des solutés en position interstitielle ou substitutionnelle, sollicités à certaines vitesses de chargement et températures d'essai. Cet effet PLC apparaît sous forme de décrochements ou de paliers sur les courbes contrainte–déformation.

Depuis sa découverte par LE CHATELIER [1] et PORTEVIN [2], le phénomène PLC a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et théoriques sur un grand nombre d'alliages métalliques. Ces travaux ont tenté d'expliquer d'un point de vue microscopique ou macroscopique les conditions d'apparition et les caractéristiques des bandes de déformation associées à l'effet PLC. Il est maintenant admis que l'instabilité plastique du type PLC est liée essentiellement au phénomène de vieillissement dynamique résultant de l'interaction entre les dislocations mobiles et les atomes de soluté. Un processus de cisaillement des précipités par les dislocations peut, dans certaines conditions, se superposer au vieillissement dynamique. Cependant, malgré des efforts considérables accomplis sur le plan théorique, il n'existe pas encore de modèle capable de décrire de manière cohérente les résultats expérimentaux.

Nous présentons dans cette étude bibliographique les différents modèles microscopiques et macroscopiques qui ont proposé une interprétation du phénomène PLC. Ensuite, nous discutons les résultats des travaux expérimentaux concernant l'aspect des courbes et les caractéristiques des bandes associées à l'effet PLC.

1.2 Modèles microscopiques du phénomène PLC

La déformation plastique des matériaux métalliques est due au mouvement des dislocations. L'effet PLC provient des blocages et déblocages successifs de ces dislocations par les nuages d'impuretés. La vitesse des impuretés et celle des dislocations influent donc sur l'apparition et la disparition de l'instabilité PLC. Pour une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ donnée, le phénomène PLC n'apparaît que dans un intervalle fini de température et qu'à partir d'une déformation critique ϵ_c . De nombreux modèles ont tenté d'expliquer microscopiquement les conditions d'apparition et d'évolution de l'effet PLC.

1.2.1 Modèle de Cottrell

D'après COTTRELL [3], le champ de contrainte entourant une dislocation attire certains atomes en solution dans la matrice, formant ainsi un nuage ou une atmosphère de concentration C donnée par l'expression suivante :

$$C = C_0 \exp \left[-\frac{U}{kT} \right] \quad (1.1)$$

où C_0 est la concentration des impuretés dans la matrice, U est le potentiel d'interaction soluté-dislocation, k et T sont respectivement la constante de BOLTZMANN et la température absolue.

L'hétérogénéité de la déformation plastique observée lors de la manifestation du phénomène PLC, résulte d'une interaction dynamique entre les dislocations mobiles et les atomes de soluté en position interstitielle ou substitutionnelle dans la matrice. COTTRELL [3] a été le premier à établir la condition de capture des dislocations par les atomes de soluté au cours d'un essai de traction. Une approche plus explicite du modèle de COTTRELL, montre l'existence d'une vitesse critique des dislocations, pour laquelle la force de freinage des dislocations est maximale, et au-delà de laquelle le phénomène PLC n'est plus observable. La relation (1.2) montre que cette force est proportionnelle à la vitesse moyenne des dislocations [3, 4]:

$$\vec{v}_d = \frac{D}{kT} \vec{F} = -\frac{D}{kT} \text{grad} U \quad (1.2)$$

où D est le coefficient de diffusion des impuretés, \vec{F} est la force de frottement qu'exerce le nuage d'impuretés sur les dislocations, \vec{v}_d est la vitesse moyenne des dislocations.

COTTRELL a considéré un potentiel U inversement proportionnel au rayon du nuage d'impuretés r :

$$U = \frac{b}{r} \mathcal{W} \quad (1.3)$$

où b est la norme du vecteur de BURGERS des dislocations, et \mathcal{W} est l'énergie de liaison impuretés-dislocations.

La combinaison des relations (1.2) et (1.3) permet d'écrire l'expression suivante :

$$v_d = \frac{D}{kT} \frac{b\mathcal{W}}{r^2} = \frac{D}{r^2} \ell \quad (1.4)$$

où $\ell = [b\mathcal{W}/(kT)]$ est le diamètre de nuage de solutés autour d'une dislocation à la température T .

COTTRELL considère la situation maximale $r = \ell/2$, où les dislocations peuvent encore traîner leur atmosphère. La vitesse critique correspondante à cette situation est :

$$v_c = 4 \frac{D}{\ell} \quad (1.5)$$

D'autre part, la relation d'OROWAN donne la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ en fonction de la densité des dislocations mobiles ρ_n et de leur vitesse moyenne v_d :

$$\dot{\epsilon} = b \rho_n v_d \quad (1.6)$$

1.2 Modèles microscopiques du phénomène PLC

La condition de COTTRELL $v_c > v_d$ s'écrit $4D/\ell > \dot{\epsilon}/(b\rho_n)$, soit :

$$\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c = 4 \frac{bD}{\ell} \rho_n \quad (1.7)$$

Les valeurs de vitesse prévues par la condition (1.7) nécessitent des valeurs irréalistes soit de D , soit de ρ_n , pour que les résultats expérimentaux soient compatibles avec ceux de la théorie de COTTRELL. Enfin, le modèle de COTTRELL considère que le mouvement des dislocations est continu, alors que celles-ci sont momentanément immobilisées par des obstacles tels que les précipités, les autres dislocations, les joints de grains, etc. . .

1.2.2 Modèle de McCormick

MCCORMICK [5, 6] a proposé un modèle pour améliorer celui de COTTRELL. Ce modèle est appliqué aux alliages de substitution et considère que le déplacement des dislocations est discontinu (sauts successifs). Les dislocations temporairement arrêtées par des obstacles sont ensuite libérées, et glissent jusqu'aux prochains obstacles, où elles sont à nouveau bloquées, et ainsi de suite. Dans un tel processus, la vitesse moyenne des dislocations s'exprime en fonction du temps d'arrêt sur l'obstacle t_w et du temps de glissement t_f entre deux obstacles :

$$\bar{v}_d = \frac{\ell}{t_w + t_f} \quad (1.8)$$

où ℓ est la distance moyenne entre deux obstacles.

Si le temps d'arrêt est suffisamment long $t_w \gg t_f$, la dislocation sera bloquée par les atomes de soluté du voisinage, l'équation (1.6) peut s'écrire : $\dot{\epsilon} = \rho_n b \bar{v}_d = \rho_n b \ell / t_w$, d'où :

$$t_w = \frac{\ell \rho_n b}{\dot{\epsilon}} \quad (1.9)$$

Par ailleurs, le temps t_a nécessaire aux atomes de soluté pour venir bloquer une dislocation arrêtée est donné par la relation de FRIEDEL [7], qui est valable pour des temps courts et des interactions élastiques entre atomes de soluté et dislocations :

$$t_a \simeq \left[\frac{C_1}{\alpha C_o} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{kTb^2}{3DU_m} \quad (1.10)$$

où C_1 est la concentration requise du soluté sur la ligne de dislocation pour la verrouiller, C_o est la concentration moyenne du soluté dans l'alliage ($C_1 \gg C_o$), α est une constante voisine de 3, et U_m est l'énergie d'interaction soluté-dislocation.

L'ancrage se produit lorsque le temps de vieillissement t_a devient égal au temps d'arrêt moyen de la dislocation t_w (condition de blocage) : $t_w \simeq t_a$. Cette égalité exprime en particulier l'écroissance critique $\dot{\epsilon}_c$. En utilisant les expressions (1.9) et (1.10), on peut écrire la relation suivante :

$$\frac{\ell b \rho_n}{\dot{\epsilon}} = \left[\frac{C_1}{\alpha C_o} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{kTb^2}{3DU_m}$$

La vitesse de déformation plastique correspondante à $\dot{\epsilon}_c$ s'exprime alors par :

$$\dot{\epsilon}_c = \left[\frac{\alpha C_o}{C_1} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{3\ell \rho_n C_v U_m D_o \exp \left[-\frac{Q_m}{kT} \right]}{kTb} \quad (1.11)$$

avec $D = C_v D_o \exp [-Q_m/(kT)]$ et $D_o = b^2 \nu$ [8], où C_v est la concentration en lacunes créées par écroissance, Q_m est l'énergie de migration d'une lacune dans l'alliage et ν est la fréquence

de vibration thermique.

MCCORMICK a considéré que ϱ_n et C_v évoluent selon des lois en puissance [9, 10], en fonction de ε :

$$\varrho_n = \mathcal{N}\varepsilon^\beta \quad (1.12)$$

$$C_v = \mathcal{K}\varepsilon^m \quad (1.13)$$

où m et b sont respectivement les exposants de la déformation pour la création des lacunes et pour la multiplication des dislocations, \mathcal{N} et \mathcal{K} sont respectivement les valeurs atteintes par ϱ_n et C_v à $\varepsilon = 1$.

En introduisant les lois (1.12) et (1.13) dans la relation (1.11), la vitesse de déformation plastique s'écrit :

$$\dot{\varepsilon} = \left[\frac{\alpha C_o}{C_1} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{3\ell \mathcal{N} \varepsilon_c^\beta \mathcal{K} \varepsilon_c^m \mathcal{U}_m \mathcal{D}_o \exp[-Q_m/(kT)]}{kTb}$$

La déformation critique ε_c est alors donnée par :

$$\varepsilon_c^{m+\beta} = \left[\frac{C_1}{\alpha C_o} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{\dot{\varepsilon} kTb \exp[Q_m/(kT)]}{3\ell \mathcal{N} \mathcal{K} \mathcal{U}_m \mathcal{D}_o} \quad (1.14)$$

A température constante, ε_c peut s'exprimer simplement par :

$$\varepsilon_c^{m+\beta} = \lambda \dot{\varepsilon} \quad (1.15)$$

où $\lambda = [C_1/(\alpha C_o)]^{\frac{3}{2}} \{kTb \exp[Q_m/(kT)]\} / (3\ell \mathcal{N} \mathcal{K} \mathcal{U}_m \mathcal{D}_o) = \text{constante}$.

L'exposant $(m+\beta)$ est déduit à partir de la courbe traduisant l'évolution de $\log \varepsilon_c$ en fonction de $\log \dot{\varepsilon}$.

$$\log \varepsilon_c = \chi + \frac{1}{m+\beta} \log \dot{\varepsilon} \quad (1.16)$$

où $\chi = \log \lambda / (m + \beta)$

Le modèle de MCCORMICK est cohérent avec les résultats de MAC EWEN et al. [11], et de BRINDLEY et al. [12] sur des alliages Al-Mg. Ce modèle n'a cependant pas été toujours vérifié. D'une part, HAM et al. [9] ont pu montrer dans un alliage Cu-3.2at.%Sn le rôle de l'écroissage critique ε_c dans la création du taux de lacunes et de la densité des dislocations nécessaires à l'apparition des décrochements; d'autre part, les travaux de DECERF et al. [13] dans un alliage Al-Mg, et de LLOYD et al. [14] dans un alliage Cu-5%at.Sn, ont montré qu'un recuit consécutif à un précroissage $\varepsilon_p < \varepsilon_c$, destiné à annihiler les lacunes d'origine mécanique, ne modifiait pas la valeur de ε_c . Il semble donc parfois difficile de considérer le rôle des lacunes comme prépondérant dans le développement de l'effet PLC.

1.2.3 Modèle de Kubin et Estrin

L'approche adoptée par KUBIN et ESTRIN [15] met l'accent sur l'évolution des densités de dislocations mobiles ϱ_n et de la forêt ϱ_f au cours de la déformation. L'analyse est effectuée à partir d'une déformation élémentaire $\Omega(\varepsilon)$, pour laquelle le temps d'attente t_w est inversement proportionnel à la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$. Les variations de $\Omega(\varepsilon)$ sont calculées à l'aide d'un système d'équations différentielles couplées, traduisant les variations de ϱ_n et ϱ_f durant le processus de déformation. La distance moyenne entre deux obstacles

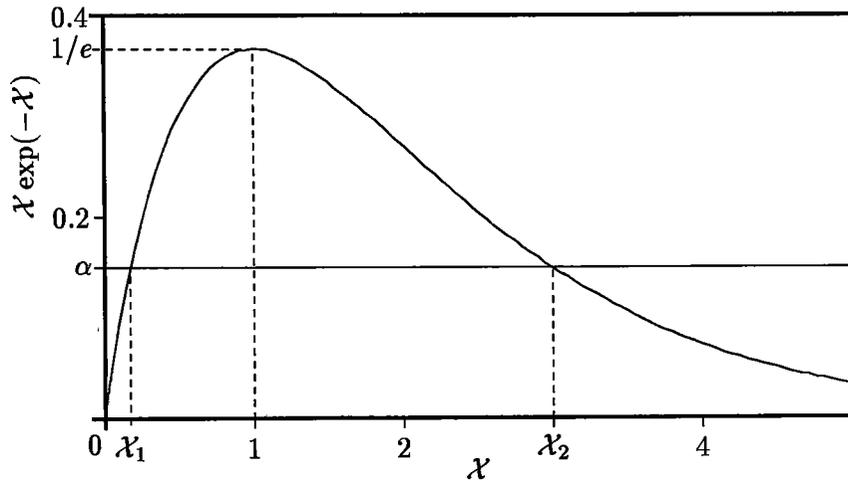


FIGURE 1.1 : Détermination des valeurs critiques de la quantité réduite $\mathcal{X} = (\Omega/\mathcal{Z})^{2/3}$ [15].

étant de l'ordre de $\varrho_f^{-1/2}$ [15], la vitesse moyenne des dislocations mobiles est donc proportionnelle à $\varrho_f^{-1/2}/t_w$ [15]. D'après l'équation d'OROWAN, la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$ peut s'exprimer par :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{b\varrho_n\varrho_f^{-1/2}}{t_w} = \frac{\Omega(\varepsilon)}{t_w} \quad (1.17)$$

où b est la norme du vecteur de BURGERS de dislocations, $\Omega(\varepsilon)$ est l'incrément de déformation élémentaire, obtenu lorsque toutes les dislocations réalisent un pas d'activation jusqu'à l'obstacle suivant.

La sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement \mathcal{S} , est la somme de deux contributions : la première \mathcal{S}_o considérée comme invariante durant la déformation ; par contre, la seconde contribution $\mathcal{S}_{aging}(\varepsilon)$ due au vieillissement dynamique varie en cours de déformation et est donnée par l'expression suivante [16-18] :

$$\mathcal{S}_{aging}(\varepsilon) = \left. \frac{\partial f}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} \right|_{\varepsilon} = - \frac{df}{d \ln t_w} \quad (1.18)$$

avec f la composante de la contrainte due à l'interaction avec les atomes de soluté.

Finalement, la sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement peut s'écrire :

$$\mathcal{S}(\varepsilon) = \mathcal{S}_o + \mathcal{S}_{aging}(\varepsilon) = \mathcal{S}_o - \frac{df}{d \ln [\Omega(\varepsilon)/\dot{\varepsilon}]} \quad (1.19)$$

\mathcal{S} dépend de la déformation plastique ε , de la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$, de la température T et de la concentration en soluté C_s . Une situation expérimentale généralement rencontrée est la suivante : \mathcal{S} est positive aux petites déformations, les décrochements apparaissent après une déformation d'incubation, quand la condition critique $\mathcal{S}(\varepsilon) = 0$ est atteinte. Le phénomène peut disparaître dans un stade ultérieur lorsque \mathcal{S} redevient positive. Si \mathcal{S} est négative au début ($\mathcal{S}(0) < 0$), il n'y a pas de déformation d'incubation. Pour estimer les conditions critiques, KUBIN et ESTRIN ont utilisé l'expression de $f(t_w, T)$ introduite par

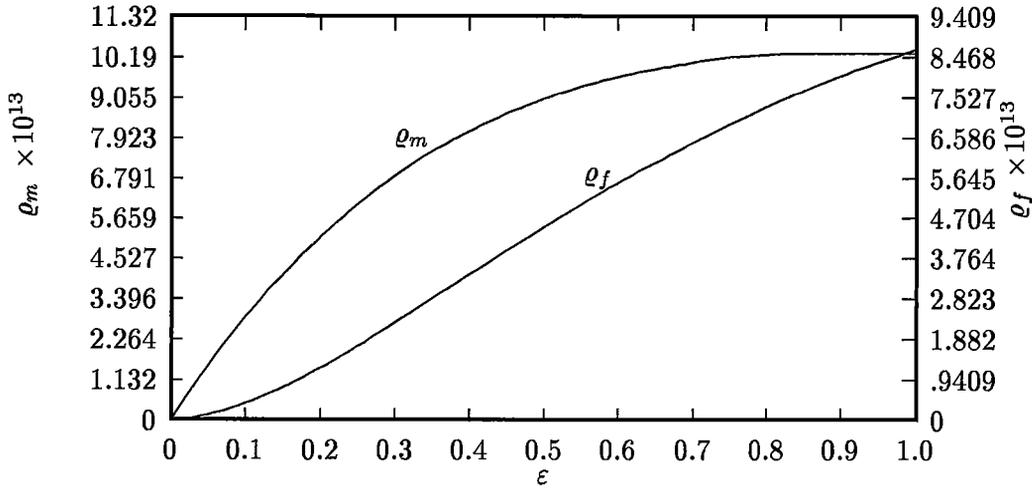


FIGURE 1.2 : Variation de la densité des dislocations mobiles ρ_m et de la forêt ρ_f , au cours de la déformation pour $Z = 0.05$ [15].

LOUAT [19]:

$$f = f_o \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t_w}{\tau_o} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\} \quad (1.20)$$

où f_o est l'accroissement maximal de la contrainte associée au mécanisme de vieillissement ; τ_o est le temps de relaxation associé à la diffusion des atomes de soluté, qui dépend de l'énergie d'interaction entre les atomes de soluté et les dislocations, du coefficient de diffusion des atomes de soluté et de la concentration en soluté.

En utilisant la relation (1.19), la condition $S(\varepsilon)=0$ s'écrit :

$$S_o - \frac{df}{d \ln [\Omega(\varepsilon)/\dot{\varepsilon}]} = 0$$

D'après l'équation (1.17), on a $t_w = \Omega(\varepsilon)/\dot{\varepsilon}$. La sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement sans vieillissement est donc donnée par :

$$t_w \frac{df}{dt_w} = S_o \quad (1.21)$$

En utilisant l'expression (1.20), on peut calculer $t_w df/dt_w$:

$$t_w \frac{df}{dt_w} = \frac{2}{3} f_o \left(\frac{t_w}{\tau_o} \right)^{\frac{2}{3}} \exp \left[- \left(\frac{t_w}{\tau_o} \right)^{\frac{2}{3}} \right]$$

En posant $\mathcal{X} = (t_w/\tau_o)^{2/3} = (\Omega/Z)^{2/3}$, avec $Z = \dot{\varepsilon}\tau_o$, la relation (1.21) devient :

$$\mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) = \alpha \quad (1.22)$$

où $\alpha = (3/2)(S_o/f_o)$ et \mathcal{X} une variable sans dimension, l'effet de l'évolution des dislocations étant incorporé dans l'incrément élémentaire de déformation Ω . La température T et la

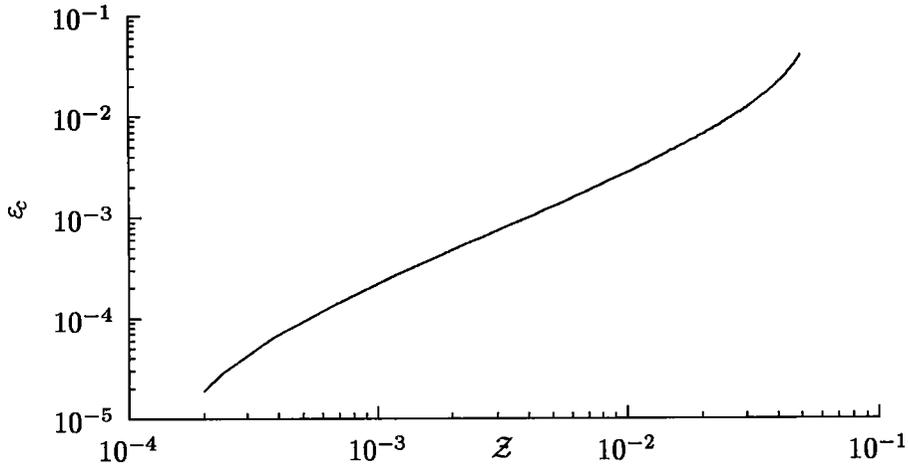


FIGURE 1.3 : *Evaluation numérique de la déformation critique ε_c en fonction de Z , pour le profil de Ω correspondant à la figure 1.2 [15].*

vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$ sont introduites dans la variable Z , qui a une certaine similitude avec le paramètre de ZENER–HOLLOMON employé souvent dans les études de fluage. La figure 1.1 montre que l'équation (1.22) admet deux solutions \mathcal{X}_1 et \mathcal{X}_2 qui se situent respectivement dans les intervalles $[0, 1[$ et $]1, +\infty[$, ou une solution tangente $\mathcal{X}_1 = \mathcal{X}_2 = 1$ quand $\alpha = 1/e$. L'équation (1.22) n'a pas de solution pour $\alpha \succ 1/e$. Dans le cas d'existence de deux solutions, la résolution ne peut se faire que numériquement par des méthodes classiques de résolution des équations non linéaires.

La détermination du profil de l'incrément de déformation élémentaire $\Omega(\varepsilon)$ nécessite la connaissance de ϱ_m et ϱ_f au cours de la déformation. KUBIN et ESTRIN [15] ont proposé deux relations évolutives couplées de type différentiel :

$$\frac{d\varrho_m}{d\varepsilon} = \frac{C_1}{b^2} - C_2\varrho_m - \frac{C_3}{b}\sqrt{\varrho_f} \quad (1.23)$$

$$\frac{d\varrho_f}{d\varepsilon} = C_2\varrho_m + \frac{C_3}{b}\sqrt{\varrho_f} - C_4\varrho_f \quad (1.24)$$

Les paramètres C_i ($i = 1$ à 4) utilisés dans les relations (1.23) et (1.24) traduisent les effets de multiplication des dislocations mobiles (C_1), des annihilations mutuelles (C_2), d'immobilisation due aux interactions avec les dislocations de la forêt (C_3) et de la restauration dynamique (C_4). Pour déterminer numériquement ϱ_m , ϱ_f et Ω en fonction de la déformation, il faut définir les valeurs initiales ϱ_{mi} et ϱ_{fi} , ainsi que la déformation plastique ε_f , à laquelle les densités de saturation ϱ_{ms} et ϱ_{fs} sont atteintes. Les valeurs utilisées dans ce modèle [15] sont : $\varrho_{mi} = 10^{12}\text{m}^{-2}$, $\varrho_{fi} = 10^{11}\text{m}^{-2}$, $\varrho_{ms} = 5 \times 10^{13}\text{m}^{-2}$, $\varrho_{fs} = 10^{14}\text{m}^{-2}$, $b = 3 \times 10^{-10}\text{m}$ et $\varepsilon_f = 0.3$. Avec ces données numériques, les valeurs de l'incrément de déformation élémentaire initiale Ω_0 et à la saturation Ω_s sont respectivement 9.5×10^{-6} et 1.5×10^{-3} . Le rapport relatif de la saturation est mesuré par une constante $\lambda = C_2\varrho_{ms}/[(C_3/b)\sqrt{\varrho_{fs}}]$, qui dépend du matériau considéré et des conditions expérimentales [15]. Les valeurs utilisées pour la résolution de (1.23) et (1.24) sont : $\lambda = 0.1$, $C_1/b^2 = 10^{15}/3$, $C_2 = 2/3.3$, $C_3/b = 10^8/3.3$ et $C_4 = 10/3$. La figure 1.2 montre l'évolution de la densité de dislocations mobiles et de la forêt, obtenues

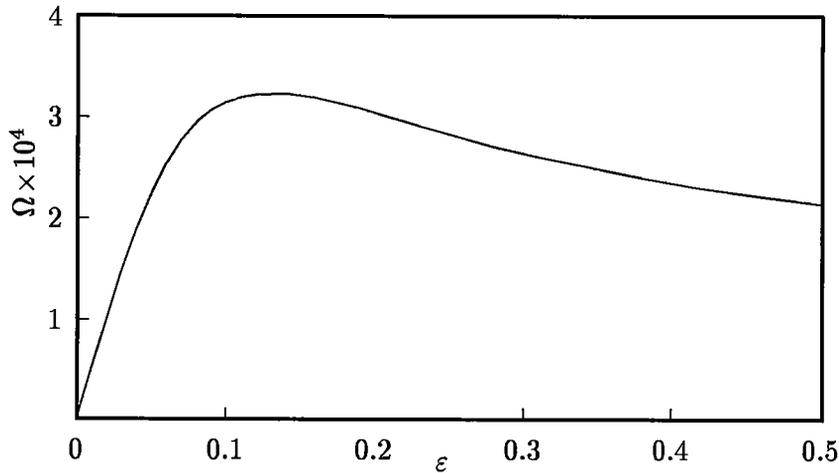


FIGURE 1.4 : Variation schématique de Ω avec la déformation plastique [20].

à l'aide d'une résolution numérique du système d'équations différentielles couplées (1.23) et (1.24) par la méthode de RUNGE-KUTTA. Pour un alliage d'aluminium Al-5%Mg [18], les valeurs $\mathcal{S}_0 = 3$ MPa et $f_0 = 30$ MPa donnent $\alpha = 0.15$, $\mathcal{X}_1 = 0.18$ et $\mathcal{X}_2 = 3$. Comme l'incrément élémentaire de déformation est $\Omega = \mathcal{Z}\mathcal{X}^{3/2}$, avec $\mathcal{X}^{3/2} = \text{cte}$ pour un α donné, Ω varie linéairement avec \mathcal{Z} . Le profil de $\Omega(\varepsilon)$ étant connu numériquement, on peut donc tracer ε_c en fonction de \mathcal{Z} (figure 1.3). Ce modèle prévoit un domaine d'écoulement fini de sensibilité négative à la vitesse de déformation, qui est une condition d'apparition de l'effet PLC, et permet de définir les déformations critiques possibles. La courbe $\Omega(\varepsilon)$, étudiée à partir de l'évolution des deux densités de dislocations ϱ_m et ϱ_f , présente un maximum (figure 1.4). Ainsi, quatre déformations critiques successives peuvent être définies par ce modèle selon les valeurs respectives de Ω_0 et Ω_s (figure 1.5). Cependant, il est très difficile de les observer toutes expérimentalement parce que les intersections de la branche descendante de la courbe $\Omega(\varepsilon)$ avec le domaine (Ω_1, Ω_2) sont généralement rejetées à de très grandes déformations, largement supérieures aux déformations de rupture en traction. Cette approche permet de distinguer entre deux types de déformations critiques. Celles obtenues le long de la branche ascendante du profil de $\Omega(\varepsilon)$, où le comportement est normal. Au contraire, le comportement inverse est envisagé, par les intersections obtenues le long de la branche descendante du profil de $\Omega(\varepsilon)$.

1.2.4 Modèle de Bréchet et Estrin

Le modèle de BRECHET et ESTRIN [20] propose une modification de la loi constitutive décrivant le comportement des matériaux pour rendre compte de la coexistence du vieillissement dynamique et de la précipitation tant homogène qu'hétérogène. BRECHET et ESTRIN montrent que l'effet de la précipitation dans les solutions concentrées se traduit macroscopiquement, au niveau de la dépendance de la déformation critique d'apparition de l'effet PLC vis-à-vis de la vitesse de déformation imposée et de la température, par un comportement inverse à celui observé dans les solutions solides diluées. Dans une solution diluée, la

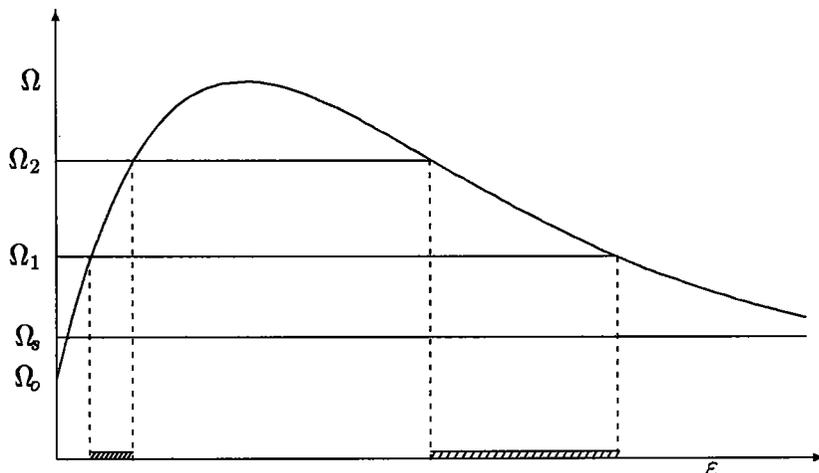


FIGURE 1.5 : Schéma représentant l'existence de quatre déformations critiques.

contrainte d'écoulement peut s'exprimer par :

$$\sigma = \sigma_0 + h\varepsilon + \beta C_s + S_0 \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \quad (1.25)$$

où σ_0 est la contrainte d'écoulement initiale (limite d'élasticité), h est le taux d'écrouissage, $\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation plastique, $\dot{\varepsilon}_0$ est une vitesse de déformation de référence et S_0 est la sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement sans vieillissement dynamique. Ce dernier est pris en compte par le terme βC_s , avec C_s la concentration de soluté sur les lignes de dislocations, et β la contrainte s'exerçant sur les solutés, qui est proportionnelle à l'énergie de liaison \mathcal{W} dislocation-soluté. C_s est supposée suivre l'expression suivante de LOUAT [19]:

$$C_s = C_m \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{C_0}{C_m} \left(\frac{3\mathcal{D}At}{kTb^3}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \right\} \quad (1.26)$$

où C_m est la valeur de saturation de la concentration sur une ligne de dislocations, C_0 est la concentration nominale, \mathcal{D} est le coefficient de diffusion et t est le temps.

Notons que $C_m = C_0 \exp[\mathcal{W}/(kT)]$, l'équation (1.26) s'écrit alors sous la forme suivante :

$$C_s = C_0 \exp\left[\frac{\mathcal{W}}{kT}\right] \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \right\} \quad (1.27)$$

où $\tau = [(kTb^3)/(3\mathcal{D}A)] \exp[(3/2)\mathcal{W}/(kT)]$. Le temps t de l'équation (1.26) doit être identifié avec le temps d'arrêt, ou d'attente t_w , qui est lié à l'incrément élémentaire de déformation Ω par la relation suivante :

$$t_w = \frac{\Omega}{\dot{\varepsilon}} = \frac{\rho_m b \ell}{\dot{\varepsilon}} \simeq \frac{\rho_m b}{\dot{\varepsilon} \sqrt{\rho_f}} \quad (1.28)$$

ρ_m étant la densité de dislocations mobiles, et ℓ le libre parcours moyen. Dans le cas des solutions solides diluées, ℓ est associé à l'espace moyen $\rho_f^{-1/2}$ de dislocations de la forêt

relativement immobiles de densité ρ_f . La variation de Ω avec la déformation plastique ε est donnée par les équations d'évolutions de ρ_m et ρ_f [15, 21, 22], et le comportement résultant est schématiquement représenté dans la figure 1.4. La condition pour que la sensibilité à la vitesse de déformation devienne négative ($\partial\sigma/\partial\ln\dot{\varepsilon} < 0$) s'exprime par :

$$\beta \frac{\partial C_s}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} + \mathcal{S}_o < 0$$

En utilisant l'expression (1.27) de C_s , la condition d'apparition de l'effet PLC est :

$$\frac{2}{3} \beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) > \mathcal{S}_o \quad (1.29)$$

où la variable sans dimension \mathcal{X} est définie comme précédemment par :

$$\mathcal{X} = \left[\frac{\Omega}{\dot{\varepsilon} \tau} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (1.30)$$

L'inégalité (1.29) prévoit l'existence d'une première déformation critique ε_c d'apparition de l'effet PLC, qui est une fonction croissante de $\dot{\varepsilon}$, et décroissante de T (comportement normal). Les deux termes introduits par BRECHET et ESTRIN dans la loi constitutive (1.25), pour tenir compte de la précipitation sont : $\Gamma\Phi$ et $\gamma\phi$, où Φ est la fraction volumique des gros précipités sur les lignes de dislocations, ϕ est la fraction volumique des précipités fins dans le matériau, avec γ et Γ les contraintes s'exerçant respectivement sur les précipités fins et gros. La forme modifiée par BRECHET et ESTRIN [20] de l'équation constitutive (1.25), pour rendre compte des phénomènes de précipitation s'écrit :

$$\sigma = \sigma_0 + h\varepsilon + \gamma\phi + \Gamma\Phi + \beta C_s^* + \mathcal{S}_o \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \quad (1.31)$$

La concentration de solutés sur les lignes de dislocations C_s a été remplacée par C_s^* , pour tenir compte des précipités homogènes et hétérogènes. BRECHET et ESTRIN [20] supposent que ces deux types de précipités ont la même composition C_p . La concentration des solutés capables de diffuser vers les dislocations est donnée par :

$$C_o^* = C_o - \phi C_p \quad (1.32)$$

La concentration en atomes de soluté sur les lignes de dislocations, qui ne sont pas inclus dans les précipités hétérogènes, est donnée par :

$$C_s^* = C_o^* \exp[W/(kT)] [1 - \exp(-\mathcal{X})] - \Phi C_p \quad (1.33)$$

L'équation (1.33) peut s'écrire sous la forme suivante : $C_s^* = (C_o - \phi C_p) C_s / C_o - \Phi C_p$; en remplaçant C_s^* par sa valeur, l'équation constitutive (1.31) devient :

$$\sigma = [\sigma_0 + h\varepsilon + \mathcal{S}_o \ln(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0) + \beta C_s] + \left[\Gamma\Phi + \gamma\phi - \beta\Phi C_p - \beta\phi \frac{C_p}{C_o} C_s \right] \quad (1.34)$$

Le premier terme entre crochets représente la loi constitutive usuelle [voir équation (1.25)], tandis que le second terme tient compte des effets de la précipitation. Nous pouvons dériver l'équation (1.34) par rapport à $\ln\dot{\varepsilon}$ pour exprimer la condition d'apparition de l'effet PLC :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_o - \frac{2}{3} \beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) + (\Gamma - \beta C_p) \Phi' + \gamma\phi' + \frac{2}{3} \beta C_p \frac{C_m}{C_o} \phi \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) - \\ \beta\phi' \frac{C_m}{C_o} C_p [1 - \exp(-\mathcal{X})] < 0 \end{aligned} \quad (1.35)$$

1.2 Modèles microscopiques du phénomène PLC

Le signe (') signifie la dérivée par rapport à $\ln \dot{\varepsilon}$. Si les fractions volumiques ϕ et Φ sont indépendantes de $\dot{\varepsilon}$ ($\phi' = 0$ et $\Phi' = 0$), l'inégalité (1.35) est alors réduite à :

$$\left[1 - \phi \frac{C_p}{C_o}\right] \frac{2}{3} \beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) \succ S_o$$

Dans ce cas, le seul effet de la précipitation serait de diminuer, par un facteur $[1 - \phi C_p/C_o]$, la valeur effective de C_m dans la condition d'apparition du PLC exprimée par l'inégalité (1.29). Par conséquent, ε_c reste une fonction croissante de $\dot{\varepsilon}$ (comportement normal). Pour prévoir le comportement inverse, l'influence de $\dot{\varepsilon}$ sur ϕ et Φ doit être prise en compte. Pour simplifier les calculs, BRECHET et ESTRIN [20] ont considéré seulement les faibles déformations critiques. Dans ce cas, $\Omega(\varepsilon)$ peut être prise comme une fonction linéaire de ε (branche ascendante de Ω dans la figure 1.4) :

$$\Omega = \omega \varepsilon \quad (1.36)$$

Par conséquent, le temps courant dans cette branche peut être exprimé par :

$$t = \frac{\Omega}{\omega \dot{\varepsilon}} = \frac{\tau}{\omega} \mathcal{X}^{3/2} \quad (1.37)$$

BRECHET et ESTRIN supposent que la fraction volumique des précipités hétérogènes Φ est une fonction croissante non pas de t_w , mais du temps réel t durant lequel une dislocation est en contact avec les précipités. Cette dépendance de Φ est donnée par la relation suivante :

$$\Phi = \Phi_o \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{t_o} \right)^n \right] \right\} \quad (1.38)$$

où t_o est un temps caractéristique inversement proportionnel au coefficient de diffusion, Φ_o est la fraction volumique maximale des gros précipités et n est un exposant caractérisant la réaction de précipitation.

En réexprimant le temps t en fonction de \mathcal{X} à partir de l'équation (1.37), on obtient :

$$\Phi = \Phi_o \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\mathcal{X}^{3/2} \frac{\tau}{\tau_o} \right)^n \right] \right\} \quad (1.39)$$

avec $\tau_o = \omega t_o$.

Dans le cas de précipités hétérogènes, la condition (1.35) pour l'apparition de l'écoulement discontinu s'écrit :

$$S_o - \frac{2}{3} \beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) + (\Gamma - \beta C_p) \Phi' \prec 0 \quad (1.40)$$

En utilisant l'équation (1.39), cette inégalité peut être réécrite comme suit :

$$S_o - \frac{2}{3} \beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) - n(\Gamma - \beta C_p) \Phi_o \left(\mathcal{X}^{3/2} \frac{\tau}{\tau_o} \right)^n \exp \left[- \left(\mathcal{X}^{3/2} \frac{\tau}{\tau_o} \right)^n \right] \prec 0 \quad (1.41)$$

En considérant que le rapport $\tau/\tau_o \gg 1$, le terme $(2/3)\beta C_m \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X})$ est négligeable par rapport aux deux autres termes, l'inégalité (1.41) devient donc :

$$S_o - n(\Gamma - \beta C_p) \Phi_o \left(\mathcal{X}^{3/2} \frac{\tau}{\tau_o} \right)^n \exp \left[- \left(\mathcal{X}^{3/2} \frac{\tau}{\tau_o} \right)^n \right] \prec 0 \quad (1.42)$$

L'inégalité (1.42) sera vérifiée si la quantité $Z^{1/n} = \mathcal{X}^{3/2} \tau/\tau_o$ dépasse une valeur critique $Z_c^{1/n}$, où Z_c est la plus petite racine de l'équation suivante :

$$Z \exp(-Z) = \frac{S_o}{n(\Gamma - \beta C_p) \Phi_o} \quad (1.43)$$

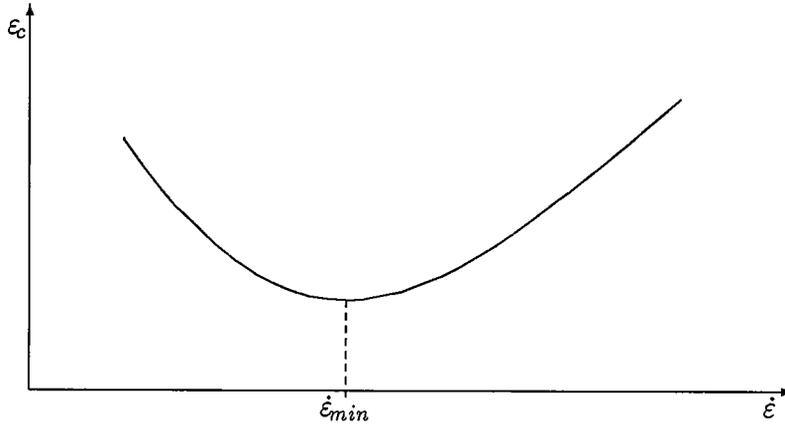


FIGURE 1.6 : Evolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ dans les solutions solides concentrées des alliages avec des précipités (comportement inverse) [20].

D'après les équations (1.36) et (1.37), $\mathcal{Z}_c^{1/n} = \mathcal{X}^{3/2} \tau / \tau_o = \omega \varepsilon_c / (\dot{\varepsilon} \tau_o)$. La déformation critique sera donnée par :

$$\varepsilon_c = \frac{\dot{\varepsilon} \tau_o}{\omega} \mathcal{Z}_c^{1/n} \quad (1.44)$$

Compte tenu de l'équation (1.43), \mathcal{Z}_c dépend faiblement de la température, mais ne dépend pas de la vitesse de déformation plastique. Dans ce cas, la dépendance de ε_c avec la vitesse de déformation plastique donnée par l'équation (1.44) est normale.

Dans le cas de précipités homogènes dans le volume, BRECHET et ESTRIN [20] considèrent que la fraction volumique ϕ de précipités fins est inversement proportionnelle à $\dot{\varepsilon}$:

$$\phi = \frac{\mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}} \quad (1.45)$$

où \mathcal{I} est la vitesse de nucléation des précipités, et \mathcal{K} est une constante géométrique. Cette formule cesse d'être valable pour des vitesses de déformation plastique plus petites que $\dot{\varepsilon}^* = \mathcal{K}\mathcal{I}/\phi^*$, où ϕ^* est la valeur de ϕ à l'équilibre thermodynamique. La condition d'apparition de l'effet PLC (inégalité (1.35) avec $\phi' = -\mathcal{K}\mathcal{I}/\dot{\varepsilon}$) dans le cas de précipités homogènes, s'écrit de la façon suivante :

$$\mathcal{S}_o - \frac{\gamma \mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}} + \frac{2}{3} \beta \mathcal{C}_m \left[\frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o} \frac{\mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}} - 1 \right] \mathcal{X} \exp(-\mathcal{X}) + \frac{\mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}} \beta \mathcal{C}_m \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o} [1 - \exp(-\mathcal{X})] < 0 \quad (1.46)$$

Si on s'intéresse à la déformation critique minimale, il est commode de remplacer $\exp(-\mathcal{X})$ par sa forme linéarisée $(1 - \mathcal{X})$. En négligeant le terme en \mathcal{X}^2 , la condition d'instabilité devient :

$$\mathcal{X} > \frac{\mathcal{S}_o - \frac{\gamma \mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}}}{\frac{2}{3} \beta \mathcal{C}_m \left[1 - \frac{5}{2} \frac{\mathcal{K}\mathcal{I}}{\dot{\varepsilon}} \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o} \right]} \quad (1.47)$$

1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC

Comme $\mathcal{X} = [\Omega/(\dot{\varepsilon}\tau)]^{2/3} = [\varepsilon\omega/(\dot{\varepsilon}\tau)]^{2/3}$, la condition d'apparition de l'effet PLC s'écrit :

$$\left[\frac{\varepsilon_c \omega}{\dot{\varepsilon} \tau} \right]^{2/3} = \frac{\mathcal{S}_o}{\dot{\varepsilon}} \left[\dot{\varepsilon} - \frac{\gamma \mathcal{K} \mathcal{I}}{\mathcal{S}_o} \right] \frac{\frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}}{\beta \mathcal{C}_m}}{\dot{\varepsilon} - \frac{5}{2} \mathcal{K} \mathcal{I} \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o}}$$

Finalement, la déformation critique ε_c est donnée par :

$$\varepsilon_c = \left\{ \frac{3}{2} \frac{\mathcal{S}_o}{\beta \mathcal{C}_m} \frac{\dot{\varepsilon} - \frac{\mathcal{K} \mathcal{I} \gamma}{\mathcal{S}_o}}{\dot{\varepsilon} - \frac{5}{2} \mathcal{K} \mathcal{I} \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o}} \right\}^{3/2} \frac{\tau \dot{\varepsilon}}{\omega} \quad (1.48)$$

Pour une vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$ donnée par : $\dot{\varepsilon} = (5/2) \mathcal{K} \mathcal{I} \mathcal{C}_p / \mathcal{C}_o$, on aurait une divergence de ε_c . Cependant, cette valeur de $\dot{\varepsilon}$ sera précisément plus petite que $\dot{\varepsilon}^*$, si on exige que $\phi^* \mathcal{C}_p$ soit plus petit que $(2/5) \mathcal{C}_o$ (c'est-à-dire pas plus de 40% des atomes de solutés ne peuvent être inclus dans des précipités). Aucune divergence ne surviendra donc dans le domaine de validité du modèle. Selon la valeur de γ/\mathcal{S}_o par rapport à $(5/2) \mathcal{C}_p / \mathcal{C}_o$, on distingue deux cas. Si $\gamma/\mathcal{S}_o \ll (5/2) \mathcal{C}_p / \mathcal{C}_o$, alors le comportement décrit par l'équation (1.48) n'est pas monotone avec $\dot{\varepsilon}$. La valeur minimale $\dot{\varepsilon}_{min}$ peut donc être calculée à partir de l'équation (1.48) (valeur correspondante à $d\varepsilon_c/d\dot{\varepsilon} = 0$) :

$$\dot{\varepsilon}_{min} = \frac{25}{6} \mathcal{K} \mathcal{I} \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o} \quad (1.49)$$

Dans ce cas limite, l'expression de ε_c s'écrit :

$$\varepsilon_c = \left\{ \frac{\frac{3}{2} \frac{\mathcal{S}_o}{\beta \mathcal{C}_m}}{\dot{\varepsilon} - \frac{5}{2} \mathcal{K} \mathcal{I} \frac{\mathcal{C}_p}{\mathcal{C}_o}} \right\}^{3/2} \frac{\tau \dot{\varepsilon}^{5/2}}{\omega} \quad (1.50)$$

Le comportement inverse de ε_c avec $\dot{\varepsilon}$ pour $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_{min}$, évident dans cette expression, correspond à la courbe schématique de la figure 1.6. Si γ/\mathcal{S}_o est plus grand que $(5/2) \mathcal{C}_p / \mathcal{C}_o$, alors ε_c croît avec $\dot{\varepsilon}$, c'est-à-dire la dépendance est de type normal.

1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC

Macroscopiquement, l'effet PLC est caractérisé par une déformation hétérogène dans l'espace et le temps. L'hétérogénéité temporelle apparaît dans la courbe contrainte-déformation, sous forme de décrochements dans le cas d'un chargement à vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ imposée. Ces décrochements, appelés aussi serrations, peuvent être réguliers ou aléatoires et dépendent des conditions d'essai. Ils peuvent durer jusqu'à la rupture de l'éprouvette ou disparaître à une certaine déformation, et réapparaître parfois à une déformation ultérieure. Si l'éprouvette est sollicitée à vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ constante, la courbe $\sigma - \varepsilon$ présente une succession de paliers sous forme de marches. Les serrations et les marches sont étroitement liées aux hétérogénéités spatiales. Dans un essai à $\dot{\varepsilon}$ constante, chaque serration correspond à l'initiation d'une bande localisée dans laquelle la matière se déforme à une vitesse beaucoup plus élevée qu'en dehors de la bande. Par contre à $\dot{\sigma}$ constante, les bandes correspondent aux paliers de la courbe $\sigma - \varepsilon$, où la déformation de l'éprouvette est importante à contrainte constante. Les portions verticales de la courbe $\sigma - \varepsilon$ montrent des périodes où l'éprouvette se déforme faiblement malgré la croissance de la contrainte. Dans des éprouvettes plates, la propagation des bandes PLC le long de l'éprouvette est visible parfois à l'œil nu.

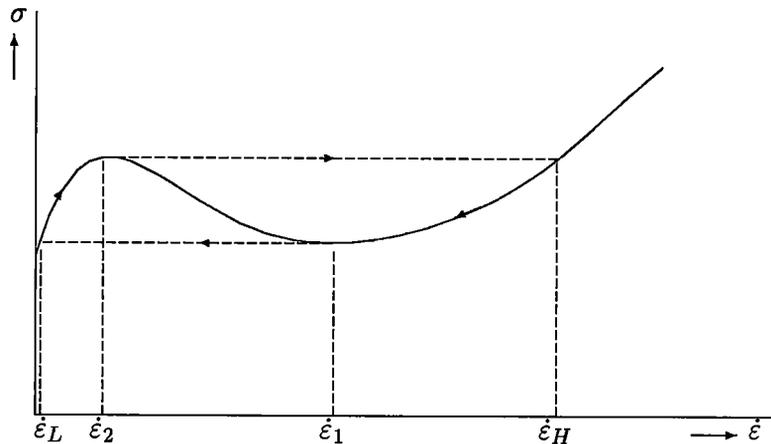


FIGURE 1.7 : Courbe caractéristique de l'effet PLC. Chaque fois que la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ atteint la valeur $\dot{\epsilon}_2$ ou $\dot{\epsilon}_1$, elle doit faire un saut à $\dot{\epsilon}_H$ ou $\dot{\epsilon}_L$ [23].

1.3.1 Modèles locaux

les modèles macroscopiques décrivent le comportement global d'une dislocation isolée ou d'un paquet de dislocations à l'échelle de l'éprouvette, par une loi phénoménologique constituée de deux termes découplés: le premier terme ne dépend que de l'écroutissage dû à la déformation plastique ϵ ; par contre, le second est introduit pour rendre compte de la réponse du matériau dans le domaine d'existence de l'effet PLC. Ce dernier terme dépend d'une façon non linéaire de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$, et sa courbe représentative doit présenter une zone interdite de sensibilité négative à la vitesse. Les modèles utilisant le concept de sensibilité à la vitesse restent locaux. Pour tenir compte de l'interaction spatiale entre les sections adjacentes, il faut introduire un autre terme dans la loi constitutive, faisant intervenir des variables spatiales.

1.3.1.1 Modèle de Penning

PENNING [23] a été le premier à associer l'effet PLC au concept de sensibilité négative de la contrainte d'écoulement σ vis-à-vis de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$. Le formalisme utilisé dans le modèle phénoménologique de PENNING consiste à considérer que la contrainte d'écoulement σ est la somme de deux termes découplés: le premier ne dépend que de la déformation plastique ϵ et le deuxième noté $F(\dot{\epsilon})$ dépend de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$. Il existe un intervalle fini de $\dot{\epsilon}$ dans lequel $F(\dot{\epsilon})$ a une pente négative; cet intervalle représente le domaine d'existence de l'effet PLC (figure 1.7). Le modèle de PENNING est unidimensionnel et s'applique aux essais à vitesse de déformation constante. Considérons une machine dure (déplacement contrôlé) dans laquelle la traverse se déplace à vitesse constante v_T . Comme l'éprouvette est montée en série avec la machine, la vitesse de déformation imposée v_T/L est donc la somme de la vitesse de déformation élastique de la machine et de l'éprouvette, et de la vitesse de déformation plastique de l'éprouvette. En supposant que les déformations plastiques ϵ sont faibles dans la section droite, et les variations de la section transversale

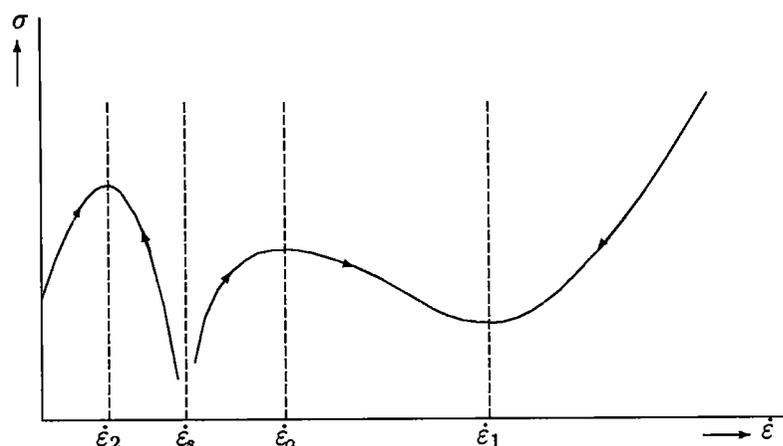


FIGURE 1.8 : *Comportement qualitatif de la courbe dynamique $\sigma(\dot{\epsilon})$ pour de grandes valeurs de $\dot{\epsilon}_1$ [23].*

sont négligeables, la relation entre la vitesse de déformation plastique locale $\dot{\epsilon}$, et la vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ s'écrit :

$$\mathcal{M}\dot{\sigma} + \frac{1}{\mathcal{L}} \int_0^{\mathcal{L}} \dot{\epsilon} dx = \frac{\partial \Gamma}{\mathcal{L}} \quad (1.51)$$

où \mathcal{M} est la souplesse équivalente de la machine de traction et de l'éprouvette, \mathcal{L} est la longueur instantanée de l'éprouvette, et x est l'abscisse de la section de l'éprouvette déformée à la vitesse $\dot{\epsilon}$.

Puisque $\dot{\epsilon}$ est hétérogène, son intégration est nécessaire pour évaluer sa valeur moyenne dans la longueur utile de l'éprouvette. Quand $\dot{\sigma} < 0$ (chute de contrainte), cela signifie que la vitesse de déformation plastique dépasse la vitesse de déformation imposée. PENNING suppose que σ est une fonction de la déformation plastique ϵ et de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$. Il en résulte que la vitesse de chargement peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \dot{\epsilon} + \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} \quad (1.52)$$

où $(\partial \sigma / \partial \epsilon)$ est le taux de durcissement, et $(\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon})$ est l'écrouissage lié à la vitesse de déformation plastique. PENNING considère une loi de comportement sous la forme suivante :

$$\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \epsilon + F(\dot{\epsilon}) \quad (1.53)$$

où $(\partial \sigma / \partial \epsilon)$ reste constant et positif pendant le passage d'une bande. Dans le cas d'un matériau sujet au PLC, $F(\dot{\epsilon})$ doit passer par un maximum et un minimum, quand $\dot{\epsilon}$ croît pour qu'il y ait déformation hétérogène. La branche de $F(\dot{\epsilon})$ à pente négative est inaccessible durant la déformation et cerne le domaine d'existence de l'effet PLC. La vitesse de déformation plastique fait un saut à contrainte constante dès qu'elle atteint $\dot{\epsilon}_1$ ou $\dot{\epsilon}_2$ (figure 1.7). Dans le cas de l'initiation d'une bande propageante par saut, la déformation est localisée dans une fraction f de la longueur utile de l'éprouvette en traction. La vitesse de déformation

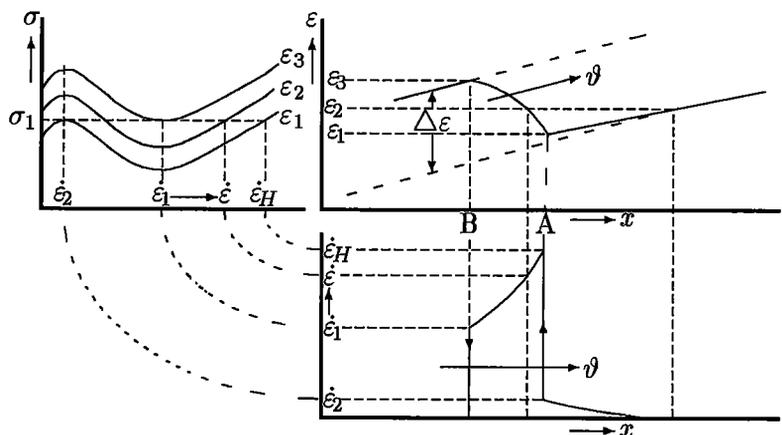


FIGURE 1.9 : Vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ en fonction de la position x le long de la longueur de l'éprouvette. Le profil de vitesse se déplace à vitesse constante v [23].

plastique $\dot{\epsilon}$ est supposée uniforme dans la bande, et négligeable en dehors de celle-ci. Sa valeur moyenne est donc égale à $f\dot{\epsilon}$. En tenant compte de (1.52), l'équation (1.51) s'écrit :

$$\mathcal{M} \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} + \left[\mathcal{M} \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} + f \right] \dot{\epsilon} = \frac{v_T}{\mathcal{L}} \tag{1.54}$$

La solution homogène ($\ddot{\epsilon} = 0$) de l'équation (1.54) est $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_s = v_T / [\mathcal{L}(\mathcal{M} \partial \sigma / \partial \epsilon + f)]$, et dans ce cas la contrainte correspondante croît linéairement au cours du temps avec une vitesse $\dot{\sigma} = (\partial \sigma / \partial \epsilon) \dot{\epsilon}_s$.

D'après l'équation (1.54), $\ddot{\epsilon} = (1 - \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_s) v_T / (\mathcal{L} \mathcal{M} \partial \sigma / \partial \dot{\epsilon})$, et en combinant les équations (1.52) et (1.54), on obtient : $\dot{\sigma} = (1 - \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_s) v_T / (\mathcal{L} \mathcal{M})$ avec $\dot{\epsilon}_s = v_T / (\mathcal{L} f)$. Finalement, la pente de la courbe représentative de $F(\dot{\epsilon})$ est donnée par : $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon} = \dot{\sigma} / \ddot{\epsilon} = (\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}) (1 - \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_s) / (1 - \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_s)$. La pente est infinie pour $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_s$, et s'annule à $\dot{\epsilon}_o$, et aussi pour $\dot{\epsilon}_1$ et $\dot{\epsilon}_2$ parce que $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}|_{\dot{\epsilon}_1} = 0$ et $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}|_{\dot{\epsilon}_2} = 0$. La figure 1.8 illustre qualitativement le comportement de $\sigma(\dot{\epsilon})$. Dans les deux solutions proposées par PENNING, soit pour les bandes à mouvement discontinu par saut, soit pour les bandes propageantes à vitesse constante v , dès que la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ atteint $\dot{\epsilon}_1$ ou $\dot{\epsilon}_2$, un saut de la vitesse de déformation plastique aura lieu à contrainte constante, pour atteindre $\dot{\epsilon}_H$ ou $\dot{\epsilon}_L$ dans la branche de pente positive (figure 1.7). Le domaine $[\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2]$, où la sensibilité à la vitesse est négative, est inaccessible. Pour la détermination du profil des vitesses, PENNING a introduit un nouveau paramètre $y = t - x/v$, décrivant le mouvement de la bande, v étant la vitesse de propagation de la bande. La déformation est composée de deux parties : le gradient de déformation, qui est indépendant du temps, et la déformation introduite par la bande ϑ , qui dépend du temps via la dépendance vis-à-vis de y ; on peut donc écrire :

$$\epsilon = \epsilon_1 + m \frac{x}{\mathcal{L}} + \vartheta(y)$$

où m/\mathcal{L} est la pente moyenne de $\epsilon(x)$, ϑ est la déformation dans la bande et ϵ_1 est la déformation de l'éprouvette juste avant le passage de la bande.

On suppose que le fluage dans le front de la bande est négligeable. La vitesse de déformation plastique est non nulle dans un intervalle limité de y ($y_1 < y < y_1 + \Delta y$) où y_1 est le temps au moment de l'initiation de la bande. La vitesse moyenne de déformation plastique peut être calculée par :

$$\frac{1}{\mathcal{L}} \int_{(\mathcal{L})} \dot{\varepsilon} dx = \frac{\vartheta}{\mathcal{L}} \int_{(y)} \varepsilon'_b dy = \vartheta \frac{\Delta \varepsilon}{\mathcal{L}}$$

L'équation (1.51) devient donc :

$$\mathcal{L} \mathcal{M} \frac{\dot{\sigma}}{\vartheta} + \Delta \varepsilon = \frac{\vartheta_T}{\vartheta} \quad (1.55)$$

où $\Delta \varepsilon = \varepsilon_b(y_1 + \Delta y) - \varepsilon_b(y_1)$ est la déformation contenue dans la bande, et $d = \vartheta \Delta y$ sa largeur (figure 1.9). La vitesse moyenne de déformation plastique $\bar{\dot{\varepsilon}}$, durant le temps $\Delta t = d/\vartheta$, quand la bande traverse une section donnée, peut être calculée à partir de $\Delta \varepsilon$ par : $\bar{\dot{\varepsilon}} = \vartheta \Delta \varepsilon / d$. En négligeant le terme $\mathcal{L} \mathcal{M} \dot{\sigma} / \vartheta$ de l'équation (1.55) et en remplaçant $\Delta \varepsilon$ par $\bar{\dot{\varepsilon}} d / \vartheta$, on obtient : $\bar{\dot{\varepsilon}} = \vartheta_T / d$.

1.3.1.2 Modèle d'Aubrun

Le modèle théorique d'AUBRUN [24, 25] trouve son fondement dans la théorie de CAHEN [26]. Il considère que la force \vec{F} assurant le déplacement des dislocations peut être décomposée en deux termes :

$$\vec{F} = \vec{F}^r + \vec{T}$$

où \vec{F}^r est la force opposée et de module égal à la résultante des forces de frottement du réseau tendant à freiner le mouvement des dislocations dans un cristal parfait pur, \vec{T} est la force d'interaction exercée par les atomes de soluté sur des dislocations se déplaçant à la vitesse moyenne ϑ . Au delà du maximum de $F(\vartheta)$, la vitesse des dislocations augmente, alors que la force motrice \vec{F}^r diminue ; ceci entraîne une instabilité sur la branche de la courbe représentative de $F(\vartheta)$ où $dF(\vartheta)/d\vartheta$ est négative. Soit un point P_0 de la zone d'instabilité, il lui correspond une vitesse ϑ_0 (voir figure 1.10). Il existe deux points P_1 et P_2 ayant les mêmes valeurs de F que P_0 à température T fixée, mais auxquels correspondent deux vitesses distinctes ϑ_1 et ϑ_2 respectivement. La branche d'instabilité satisfait aux inéquations suivantes :

$$\frac{d\sigma}{d\dot{\varepsilon}} < 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\sigma}{dT} > 0$$

où $\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation plastique, T est la température absolue, et σ est la contrainte d'écoulement.

Dans le but d'obtenir une proportionnalité entre $\dot{\varepsilon}$ et ϑ , AUBRUN considère que la densité de dislocations varie peu. La décomposition d'une vitesse instable en deux vitesses stables ϑ_1 et ϑ_2 entraîne la dissociation de la vitesse de déformation plastique globale $\dot{\varepsilon}$ en deux vitesses de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_1$ et $\dot{\varepsilon}_2$, auxquelles il est possible d'associer deux quantités de matière se déplaçant chacune à une vitesse ϑ_1 ou ϑ_2 . En effet, à température constante (figure 1.10), on a : $\vartheta_0 \overline{P_1 P_2} = \vartheta_0 (\vartheta_2 - \vartheta_1) = \vartheta_1 (\vartheta_2 - \vartheta_0) + \vartheta_2 (\vartheta_0 - \vartheta_1)$. D'où la loi de composition des vitesses :

$$\vartheta_0 \overline{P_1 P_2} = \vartheta_1 \overline{P_0 P_2} + \vartheta_2 \overline{P_1 P_0}$$

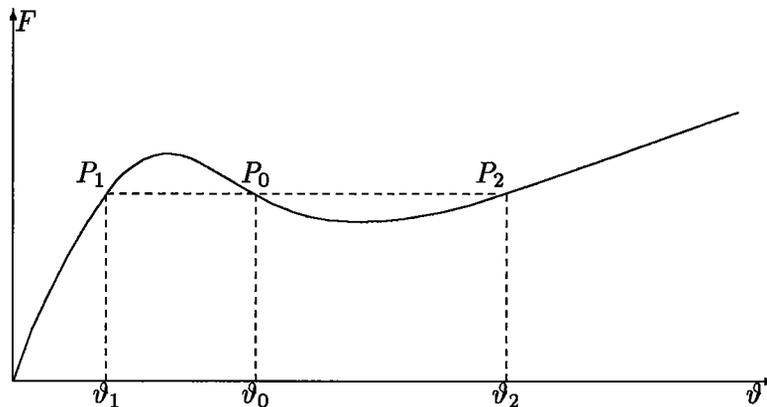


FIGURE 1.10 : Représentation qualitative du module F de la force motrice en fonction de la vitesse moyenne de dislocations v [25].

où $\overline{P_0 P_2} / \overline{P_1 P_2}$ et $\overline{P_1 P_0} / \overline{P_1 P_2}$ représentent les proportions de matière dans lesquelles les dislocations ont respectivement les vitesses moyennes v_1 et v_2 , et qui se déforment respectivement aux vitesses $\dot{\epsilon}_1$ et $\dot{\epsilon}_2$. Les bandes de déformation observées dans l'effet PLC devraient donc être associées à de faibles proportions de matériau ($\overline{P_1 P_0} / \overline{P_1 P_2}$) animées d'une grande vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_2$. Il est alors possible de considérer que ces bandes prennent naissance dans des zones où existent des hétérogénéités locales dans la répartition des contraintes. Cette initiation pourrait donc résulter d'une multiplication locale catastrophique de la densité de dislocations. Cependant, les proportions de matériau animées d'une vitesse de déformation plastique lente $\dot{\epsilon}_1$ ne peuvent rester constantes puisque les groupes de dislocation à forte mobilité y pénètrent. Le modèle d'AUBRUN prévoit une instabilité entraînant l'écoulement hétérogène de la matière sous forme de bandes propageantes ayant une vitesse de déformation plastique élevée et pénétrant dans le reste du métal, où la déformation plastique est lente. L'élévation de la température doit avoir pour effet d'accélérer les bandes et d'en réduire les dimensions.

1.3.1.3 Modèle de Kocks

Dans un contexte général, KOCKS [17] traite les trois modes spécifiques de la déformation hétérogène: bandes de LÜDERS, qui sont associées aux premiers stades de la déformation plastique, avec une chute de la limite d'élasticité suivie par un palier de génération des bandes; l'effet PLC, résultant d'une sensibilité négative à la vitesse de déformation plastique; et la striction qui, dans sa forme sévère, est le résultat d'une approche de localisation dans les derniers stades de déformation plastique, conduisant à une rupture du matériau. KOCKS a utilisé une équation d'état, couplant les différents paramètres macroscopiques, sous la forme:

$$f(\sigma, \epsilon, \dot{\epsilon}) = 0 \quad (1.56)$$

A partir de l'équation d'état (1.56) à température constante, KOCKS définit les divers paramètres phénoménologiques responsables de l'instabilité par les dérivées partielles de f : $h = \partial\sigma/\partial\varepsilon|_{\dot{\varepsilon}}$ le taux d'érouissage, $S = \partial\sigma/\partial\ln\dot{\varepsilon}|_{\varepsilon}$ la sensibilité à la vitesse de déformation plastique et $\delta = -\partial\ln\dot{\varepsilon}/\partial\varepsilon|_{\sigma}$ la décélération en fluage.

Puisque $\partial\sigma/\partial\varepsilon|_{\dot{\varepsilon}} \partial\varepsilon/\partial\dot{\varepsilon}|_{\sigma} \partial\dot{\varepsilon}/\partial\sigma|_{\varepsilon} = -1$, δ peut s'exprimer en fonction de h et S par :

$$\delta = \frac{h}{S} \quad (1.57)$$

En fluage primaire, la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$ décroît quand la déformation plastique ε croît. Cela entraîne une décélération en fluage δ positive. En revanche, l'instabilité a lieu lorsque $\delta < 0$. Ce changement de signe peut être réalisé de deux manières, selon le changement de signe de h ou S . Quand $h < 0$, il y a instabilité de type h qui se produit à partir de la limite d'élasticité et qui se poursuit sur le palier de contrainte, ce phénomène est connu sous le nom des bandes de PLOBERT-LÜDERS. Le changement du signe de δ dû à celui de h , s'effectue en passant par la valeur zéro. Par contre, le changement du signe de S induit une instabilité violente, parce que δ change de signe en passant par l'infini. Cela conduit à un saut de la vitesse de déformation plastique à contrainte constante [23].

KOCKS montre l'existence d'un régime dans lequel l'augmentation de la contrainte d'écoulement due au vieillissement est plus rapide que la diminution provoquée par l'activation thermique (figure 1.11). La sensibilité à la vitesse de déformation plastique est négative quand :

$$\left. \frac{\partial\sigma}{\partial\ln\dot{\varepsilon}} \right|_{\text{ACT}} - \left. \frac{\partial\tau}{\partial t} \right|_{\text{VIEIL}} < 0$$

où τ est la contrainte critique de franchissement d'obstacles. τ augmente avec le temps

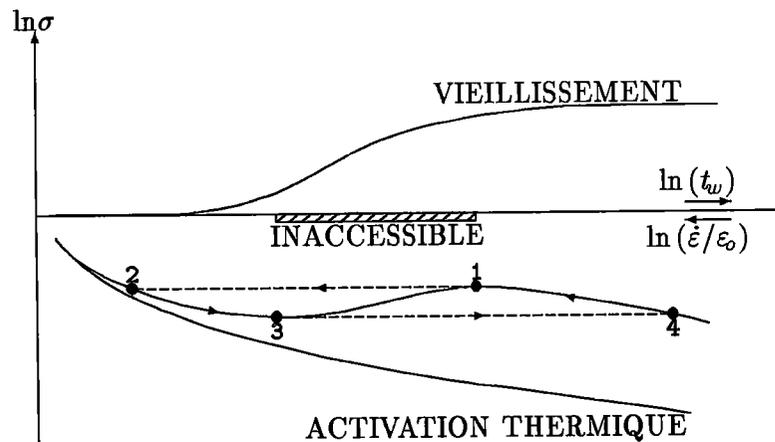


FIGURE 1.11 : La coexistence du vieillissement dynamique et de l'activation thermique conduit à une sensibilité négative à la vitesse de la contrainte d'écoulement dans un certain domaine. Celui-ci est inaccessible durant l'accroissement (1→2) et la diminution (3→4) de la vitesse de déformation [17].

suivant une loi de type : $\tau = \tau_0 + Ct^{2/3}$. La branche à sensibilité négative est inaccessible.

Chaque fois que la vitesse de déformation plastique atteint le point 1 ou 3, il y a un saut instantané de la vitesse de déformation plastique à contrainte constante vers le point 2 ou 4 respectivement (figure 1.11).

1.3.1.4 Modèle de Kubin et Estrin

Dans ce modèle, KUBIN et ESTRIN [27] utilisent le formalisme de PENNING [23], mais ils traitent le mode de déformation non uniforme où l'éprouvette tractionnée est sollicitée avec une vitesse de mise en charge constante (chargement contrôlé). Ces deux auteurs montrent que le problème peut être résolu mathématiquement sans approximations. Les expressions obtenues permettent de déterminer les caractéristiques des bandes propageantes, ainsi que les courbes macroscopiques $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ d'un matériau sujet à l'effet PLC. Pour une section donnée, la loi de comportement (1.53) de PENNING [23] peut s'écrire de la façon suivante :

$$\sigma = \sigma_y + \dot{\alpha} t = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon}) \quad (1.58)$$

où $\sigma_y = F(0)$ est la contrainte d'écoulement, $\dot{\alpha}$ est la vitesse de chargement imposée constante, ε est la déformation plastique, $F(\dot{\varepsilon})$ est la contribution due à la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}$, t est le temps à partir duquel σ atteint σ_y , et h est le coefficient d'écrouissage supposé positif et constant.

En différenciant l'équation (1.58) par rapport au temps, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= h\dot{\varepsilon} + (dF/d\dot{\varepsilon})\ddot{\varepsilon} \\ \text{ou} \\ \ddot{\varepsilon} &= (\dot{\alpha} - h\dot{\varepsilon}) / (dF/d\dot{\varepsilon}) \end{aligned} \quad (1.59)$$

Ces équations locales ne décrivent pas les interactions spatiales entre les sections adjacentes. Il existe une solution stable et uniforme dans le régime permanent $\dot{\varepsilon}_s = \dot{\alpha}/h$, et la déformation correspondante est donnée en fonction du temps par l'équation (1.58) : $\varepsilon_s = [\sigma_y + \dot{\alpha}t - F(\dot{\varepsilon}_s)]/h$. L'étude de la stabilité de la déformation uniforme peut se faire par l'introduction d'une petite fluctuation locale au voisinage de $\dot{\varepsilon}_s$:

$$\delta\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_s$$

où $\delta\dot{\varepsilon} = \mathcal{A} \exp(\lambda t)$ est l'expression standard d'analyse de la perturbation, \mathcal{A} et λ étant des constantes. En remplaçant $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_s + \delta\dot{\varepsilon}$ dans l'équation (1.59), nous obtenons :

$$\lambda = -\frac{h}{dF/d\dot{\varepsilon}|_{\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_s}}$$

Si $dF/d\dot{\varepsilon}|_{\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_s} > 0$, la déformation uniforme reste stable ; si $dF/d\dot{\varepsilon}|_{\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_s} < 0$, c'est-à-dire si $\dot{\varepsilon}_1 < \dot{\varepsilon}_s < \dot{\varepsilon}_2$ (figure 1.12), la déformation est instable et devient non uniforme avec $\varepsilon = \varepsilon(x, t)$. Puisque la contrainte reste quasiment uniforme ($\partial\sigma/\partial x \simeq 0$) dans l'éprouvette en régime hétérogène, la dérivée de l'équation (1.58) par rapport à x s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma' &= 0 = h\varepsilon' + (dF/d\dot{\varepsilon})\dot{\varepsilon}' \\ \text{ou} \\ dF/d\dot{\varepsilon} &= -h\varepsilon'/\dot{\varepsilon}' \end{aligned}$$

Remplaçons $dF/d\dot{\varepsilon}$ par son expression dans l'équation (1.59) :

$$\frac{\dot{\alpha}}{h} = \dot{\varepsilon} - \frac{\ddot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}'}\dot{\varepsilon}'$$

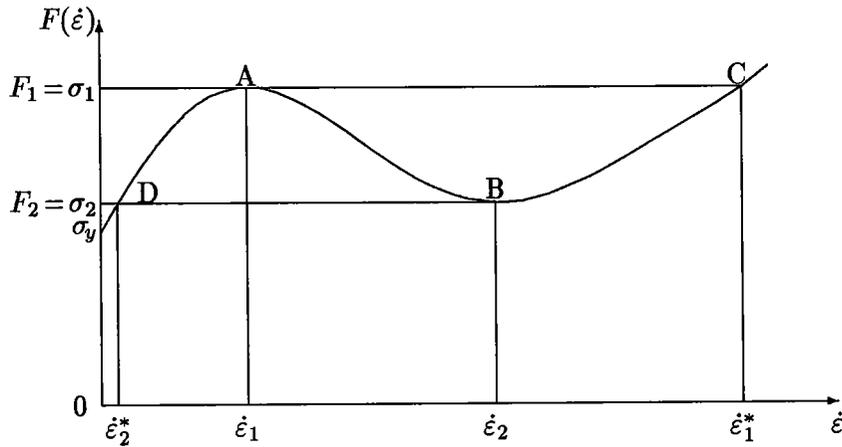


FIGURE 1.12 : *Forme typique de la fonction $F(\dot{\varepsilon})$ relative à l'effet PLC. Entre A et B, la sensibilité à la vitesse de déformation est négative [27].*

Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante : $\dot{\varepsilon} + \vartheta \varepsilon' = \dot{\alpha}_0/h = \dot{\varepsilon}_s$. Elle est indépendante de la forme de $F(\dot{\varepsilon})$, et ϑ est une constante arbitraire homogène à une vitesse. Si on pose $u = \varepsilon(x, t) - \dot{\varepsilon}_s t$, nous obtenons l'équation suivante :

$$\dot{u} + \vartheta u' = 0 \quad (1.60)$$

L'équation (1.60) signifie que la fonction u dépend de $\xi = x - \vartheta t$, qui est une combinaison des variables x et t , c'est-à-dire que u est sous la forme d'une bande propageante avec une vitesse constante (figure 1.13). En utilisant la définition de u , l'équation (1.59) peut être réécrite sous la forme :

$$h\dot{u} + \frac{dF}{d\dot{u}}\ddot{u} = 0 \quad (1.61)$$

où $F = F(\dot{u} + \dot{\varepsilon}_s)$. En définissant la fonction $G(\dot{u})$ comme suit :

$$G(\dot{u}) = \int_{\dot{u}_0}^{\dot{u}} \frac{dF}{d\dot{u}} \frac{d\dot{u}}{\dot{u}} + G(\dot{u}_0) \quad (1.62)$$

nous obtenons, par intégration de l'équation (1.61) :

$$-h(t - t_0) = G(\dot{u}) - G(\dot{u}_0) \quad (1.63)$$

L'indice "o" se réfère à l'état initial. L'équation (1.63) permet de représenter le profil de la vitesse de déformation dans une section donnée. Par contre, en utilisant l'équation (1.60) on peut réécrire l'équation (1.61) comme :

$$h\dot{u} - \vartheta \frac{dF}{d\dot{u}} \dot{u}' = 0 \quad (1.64)$$

La forme spatiale du profil de la vitesse de déformation pour un temps fixé, peut donc être obtenue par intégration de l'équation (1.64) par rapport à x :

$$\frac{h}{\vartheta}(x - x_0) = G(\dot{u}) - G(\dot{u}_0) \quad (1.65)$$

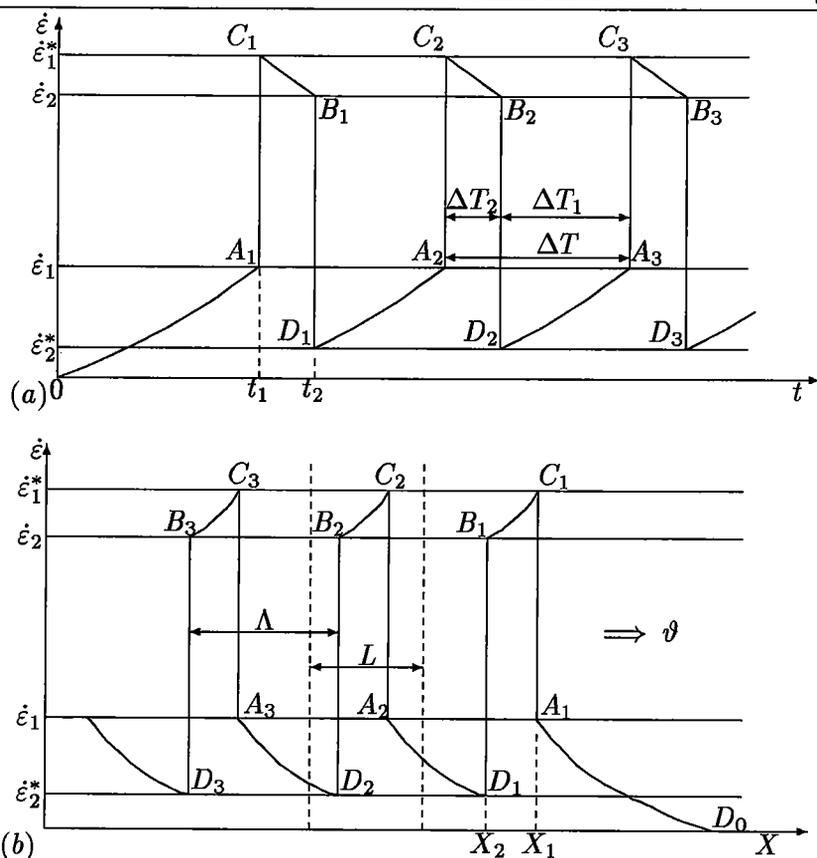


FIGURE 1.13 : (a) Profil de la vitesse de déformation plastique en fonction du temps dans une section donnée de l'éprouvette. ΔT est la périodicité de l'effet PLC, enregistrée dans les courbes macroscopiques de déformation. (b) Profil de la vitesse de déformation le long d'un échantillon à un instant donné. La périodicité spatiale est Λ , et la longueur du spécimen est L . Ce profil est simplement déduit du premier, en utilisant les propriétés de propagation d'une bande PLC à vitesse constante ϑ [27].

où \dot{u}_0 est la valeur de \dot{u} à $x = x_0$.

La période temporelle ΔT de l'effet PLC, c'est-à-dire la durée séparant le passage de deux bandes PLC successives, est la somme de deux termes (figure 1.13(a)):

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2$$

où ΔT_1 est le temps s'écoulant entre le passage du bord arrière d'une bande ($\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_2^*$), et du front de la bande suivante ($\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1$) dans une section donnée. L'équation (1.63) permet d'écrire:

$$\Delta T_1 = \frac{1}{h} [G(\dot{\epsilon}_2^* - \dot{\epsilon}_s) - G(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_s)]$$

Le deuxième terme ΔT_2 est le temps nécessaire à une bande pour franchir une section donnée (figure 1.13(a)); il peut être calculé à l'aide de l'équation (1.63) en utilisant le fait que $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1^*$ quand la bande pénètre (front avant) dans une section donnée, et $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_2$ quand elle traverse complètement (front arrière) la section considérée:

$$\Delta T_2 = \frac{1}{h} [G(\dot{\epsilon}_1^* - \dot{\epsilon}_s) - G(\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_s)]$$

1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC

Enfin, la période d'apparition des bandes dans une section donnée (c'est-à-dire la période enregistrée sur la courbe $\varepsilon = \varepsilon(t)$) est :

$$\Delta T = \frac{1}{h} [G(\dot{\varepsilon}_2^* - \dot{\varepsilon}_s) + G(\dot{\varepsilon}_1^* - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_s)] \quad (1.66)$$

La connaissance de ΔT permet de déterminer la période spatiale $\Lambda = \vartheta \Delta T$ (figure 1.13(b)), la déformation contenue dans la bande $\Delta \varepsilon = (1/h) \int_{\dot{\varepsilon}_1^*}^{\dot{\varepsilon}_2^*} \{(dF/d\dot{\varepsilon})[\dot{\varepsilon}/(\dot{\varepsilon}_s - \dot{\varepsilon})]\} d\dot{\varepsilon}$, et la largeur de la bande $W = \vartheta \Delta T_2$. Pour une évaluation numérique, ϑ peut être déterminée par l'équation (1.64). Notons que dans ce modèle, la période ΔT , la déformation produite par la bande $\Delta \varepsilon$ et la largeur de la bande W paraissent être indépendantes de la longueur de l'échantillon.

1.3.1.5 Modèle de McCormick

Dans ce modèle, MCCORMICK [28] utilise le concept de la localisation de l'écoulement plastique. Cette dernière est introduite par une perturbation linéaire dans une éprouvette de traction uniforme. MCCORMICK s'est basé sur les travaux de KUBIN et ESTRIN [21, 27]. Il a considéré que la sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement dépend de la concentration en soluté.

Considérons une éprouvette soumise à une traction à vitesse de déformation constante. A un certain stade de l'essai, on suppose qu'une faible partie de l'éprouvette subit des petites variations locales $\delta \varepsilon$, $\delta \dot{\varepsilon}$ et δt_a par rapport à la partie en déformation homogène de l'éprouvette. Ces variations sont reliées par l'équation suivante [28] :

$$M_i \frac{\delta \dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} = (M_f - M_i) \frac{\delta t_a}{t_a} - \gamma \delta \varepsilon \quad (1.67)$$

où M_i est la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation plastique : $M_i = d\sigma/d \ln \dot{\varepsilon}|_{\varepsilon, C_s}$. $M_f = M_i (1 - 2\mathcal{H}'_c C_s/3)$, avec $\mathcal{H}'_c = \partial \mathcal{H}/\partial C_s$. \mathcal{H} est l'enthalpie d'activation, C_s est la concentration en soluté, t_a est le temps de vieillissement, et $\gamma = \partial \sigma/\partial \varepsilon|_{\dot{\varepsilon}, C_s} - \sigma$.

Le temps de vieillissement t_a peut s'exprimer par l'équation de relaxation de BOLTZMANN [28] :

$$\frac{dt_a}{dt} = \dot{t}_a = -\frac{t_a - t_w}{\tau} \quad (1.68)$$

où t_w est le temps d'attente, et τ est le temps de relaxation associé à la diffusion des atomes de soluté.

L'équation (1.68) exprime t_a en fonction de la déformation et de l'histoire de la vitesse de déformation du matériau. t_a peut être déterminé par intégration de (1.68) quand $t_w(t)$ est connu explicitement. Si $t_w \gg t_a$, l'équation (1.68) sera alors réduite à $dt_a/dt \simeq 1$ (τ étant du même ordre que t_w), cela veut dire que la concentration en soluté sur les dislocations arrêtées n'augmente pas au cours du temps. Si t_w varie lentement, la différence ($t_a - t_w$) sera proportionnelle à la vitesse de t_w . En dérivant par rapport au temps l'équation (1.67), pour $\delta \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon} \ll 1$, on obtient :

$$M_i \frac{\delta \ddot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} - (M_f - M_i) \frac{\delta \dot{t}_a}{t_a} + \gamma \delta \dot{\varepsilon} = 0 \quad (1.69)$$

$\delta \dot{t}_a$ peut être déterminé par l'équation (1.68) :

$$\delta \dot{t}_a = -\frac{\delta t_a - \delta t_w}{\tau} \quad (1.70)$$

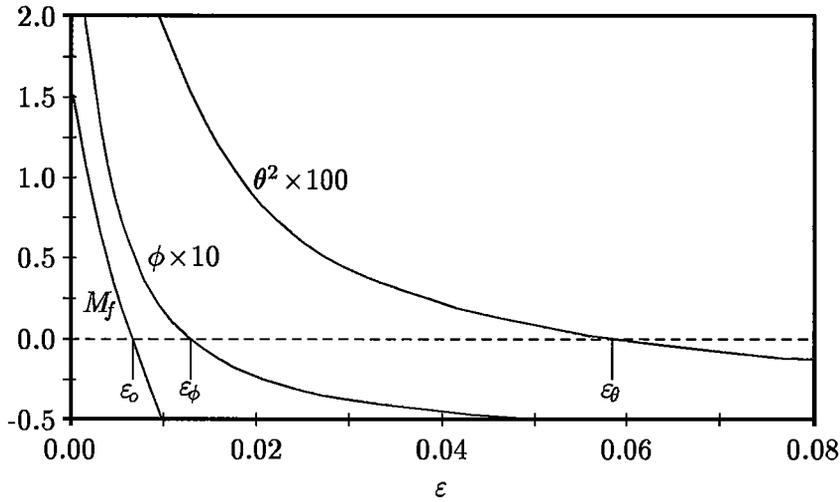


FIGURE 1.14 : Effet de la déformation sur les coefficients M_f , ϕ et θ , pour un alliage Fe-C à $\dot{\varepsilon} = 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [28].

D'après l'équation d'OROWAN : $\dot{\varepsilon} = l \rho_n b / t_w$ (équation (1.9)), on peut déduire $\delta \dot{\varepsilon}$:

$$\delta \dot{\varepsilon} = -l \rho_n b \frac{\delta t_w}{t_w^2} = -\dot{\varepsilon} \frac{\delta t_w}{t_w}$$

Finalement la variation du temps d'attente est :

$$\delta t_w = -t_w \frac{\delta \dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} \quad (1.71)$$

En remplaçant $\delta \dot{\varepsilon}$ et δt_w par leurs valeurs dans l'équation (1.69) et en considérant que $t_w = t_a$, on obtient :

$$M_i \frac{\delta \ddot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}} + \left[\frac{M_f}{\gamma \tau \dot{\varepsilon}} + 1 \right] \gamma \delta \dot{\varepsilon} + \gamma \frac{\delta \varepsilon}{\tau} = 0 \quad (1.72)$$

C'est une équation différentielle linéaire du second ordre si on suppose que les coefficients varient lentement dans le domaine concerné. Pour simplifier la résolution de l'équation (1.72), McCORMICK introduit deux nouveaux paramètres ϕ et λ tels que :

$$\phi = \frac{\frac{M_f}{\gamma \dot{\varepsilon} \tau} + 1}{2M_i} \gamma \dot{\varepsilon} \quad (1.73)$$

et

$$\lambda = \sqrt{\frac{\gamma \dot{\varepsilon}}{M_i \tau}} \quad (1.74)$$

L'équation (1.72) admet une solution de la forme $\delta \varepsilon = \delta \varepsilon_0 \exp(rt)$ où r est la solution de l'équation caractéristique suivante :

$$r^2 + 2\phi r + \lambda^2 = 0 \quad (1.75)$$

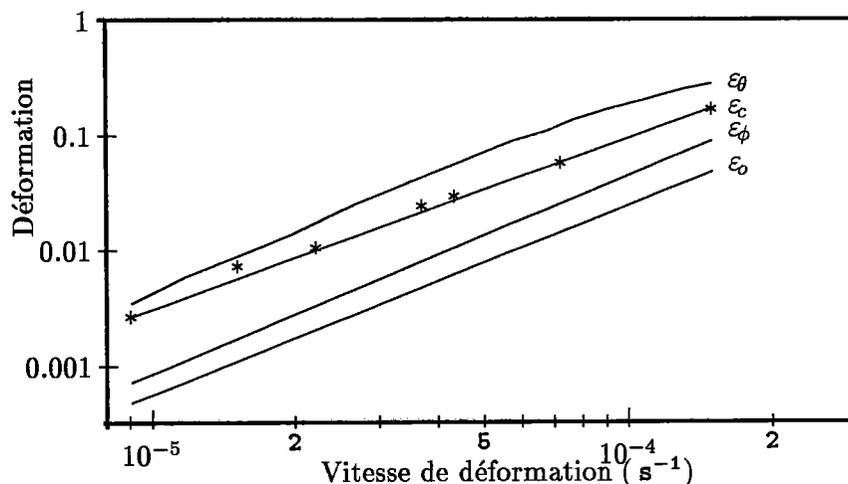


FIGURE 1.15 : Effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ , ε_θ et ε_c , pour un alliage Fe-C [28].

En posant $\theta^2 = \lambda^2 - \phi^2$ l'équation (1.75) admet une racine complexe, lorsque $\theta^2 > 0$ et la solution de l'équation (1.72) est donnée par :

$$\delta\varepsilon = C \exp(-\phi t) \sin(\theta t + \alpha) \quad (1.76)$$

où C et α sont des constantes à déterminer par les conditions aux limites : $\delta\varepsilon = \delta\varepsilon_0$ et $\delta\dot{\varepsilon} = \delta\dot{\varepsilon}_0$ à $t=0$, t étant le temps à partir duquel la perturbation est introduite. La valeur de $\delta\dot{\varepsilon}_0$ peut être évaluée en fonction de $\delta\varepsilon_0$ à partir de l'équation (1.67), puisque $\delta t_a = 0$ à $t=0$.

Si $\theta^2 < 0$, les solutions de (1.75) sont réelles, et celle de (1.72) sera sous la forme suivante :

$$\delta\varepsilon = C \exp(-\phi t) [C_1 \exp(-\theta t) + C_2 \exp(\theta t)] \quad (1.77)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes à déterminer à partir des conditions aux limites.

L'allure de la solution de l'équation (1.72) dépend du signe de ϕ . Si $\phi > 0$, la solution est stable, et $\delta\varepsilon$ tend vers 0 quand t augmente. Par conséquent, la faible perturbation $\delta\varepsilon_0$, introduite localement à $t=0$, diminue avec le temps. Si $\phi < 0$, la solution de (1.72) est instable, et $\delta\varepsilon$ est une fonction sensible à $\delta\varepsilon_0$, et la perturbation $\delta\varepsilon$ augmente avec le temps. La nullité de ϕ correspond au point d'instabilité, où la bifurcation de la déformation non uniforme se produit. Deux cas sont évidents : si $\phi < 0$ et $\phi^2 < \lambda^2$, $\delta\varepsilon$ oscille avec une amplitude qui croît exponentiellement selon l'équation (1.76); si $\phi < 0$ et $\phi^2 > \lambda^2$, $\delta\varepsilon$ augmente exponentiellement avec le temps (équation (1.77)). La figure 1.14 illustre les évolutions de M_f , ϕ et θ^2 au cours de la déformation pour un acier à faible teneur en carbone [29]. Les valeurs de M_f , ϕ et θ^2 sont initialement positives, puis décroissent avec l'augmentation de la déformation. Elles s'annulent aux déformations ε_0 , ε_ϕ et ε_θ respectivement, avec $\varepsilon_0 < \varepsilon_\phi < \varepsilon_\theta$. Toute déformation se situant entre ε_ϕ et ε_θ ($\phi < 0$ et $\theta^2 > 0$) correspond à une localisation de la déformation décrite par la solution (1.76). Pour des déformations proches de ε_ϕ , la localisation de la déformation se développe faiblement à cause des faibles valeurs de ϕ , et de la variation sinusoidale de $\delta\varepsilon$ et $\delta\dot{\varepsilon}$. Pour $\varepsilon > \varepsilon_\theta$ et $\theta^2 < 0$, la solution (1.77) est applicable. Dans ce cas, la

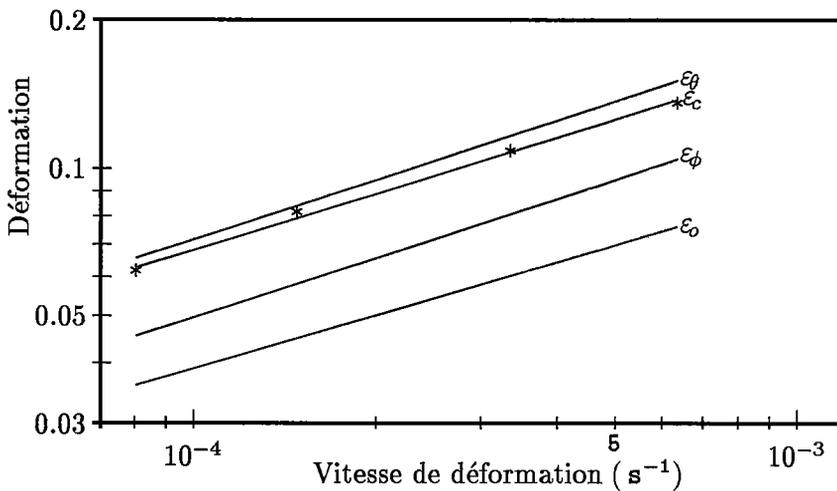


FIGURE 1.16 : Effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ , ε_θ et ε_c , pour l'alliage Au-4.5%Cu [28].

localisation de la déformation est plus rapide car les valeurs de ϕ ne sont pas aussi faibles et $\delta\varepsilon$ croît exponentiellement avec le temps. En revanche, le cas $\theta^2 = 0$ correspond à la limite supérieure de l'écoulement quasi-stable.

Les figures 1.15 et 1.16 montrent l'effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ et ε_θ , ainsi que les valeurs expérimentales de ε_c , pour un acier à faible teneur en carbone et pour l'alliage Au-4.5%Cu respectivement. Pour ces deux alliages, les valeurs expérimentales de ε_c se situent entre ε_ϕ et ε_θ . Pour l'alliage Au-4.5%Cu, les valeurs de ε_c restent relativement proches de la limite ε_θ .

1.3.2 Modèles non locaux

Les modèles locaux décrits précédemment ne permettent pas de déterminer certaines caractéristiques importantes concernant l'effet PLC telles que la largeur et la vitesse des bandes. Cette insuffisance est due à l'absence d'interactions spatiales entre les sections adjacentes car aucune échelle de longueur n'est présente dans les modèles locaux.

Pour palier cette insuffisance, des modèles non locaux [30–33] faisant intervenir des variables d'espace dans la loi de comportement ont été proposés. Le modèle de ZBIB et AIFANTIS [30] introduit un terme de second gradient qui traduit un écrouissage non local. Le modèle de JEANCLAUDE et FRESSENGEAS [31] s'appuie sur un mécanisme de propagation de bandes PLC par glissement dévié formellement assimilable à une diffusion de la déformation plastique. Les travaux de HÄHNER [32,33] montrent cependant que l'écrouissage non local et le glissement dévié ont un effet mineur sur la propagation. HÄHNER utilise le concept de l'incompatibilité des contraintes pour une description spatio-temporelle de l'effet PLC.

1.3.2.1 Modèle de Zbib et Aifantis

Le modèle de ZBIB et AIFANTIS [30] consiste à ajouter un terme $c\varepsilon_{,xx}$, traduisant l'écrouissage non local, dans la loi constitutive de PENNING [23]. Pour une éprouvette chargée suivant la

1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC

direction longitudinale x , avec une contrainte uniaxiale $\sigma(t)$ à vitesse de chargement imposée constante $\dot{\sigma}$, la loi de comportement (1.53) de PENNING [23] avec le terme du second gradient décrit ci-dessus s'écrit :

$$\sigma = h\varepsilon + f(\dot{\varepsilon}) + c\varepsilon_{,xx} \quad (1.78)$$

où h et $f(\dot{\varepsilon})$ ont leurs signification habituelle, c caractérise la "non localité" de la loi constitutive. Compte-tenu de la condition de chargement $\sigma = \dot{\sigma}t$, l'équation (1.78) devient :

$$\dot{\sigma} = h\dot{\varepsilon} + \frac{df(\dot{\varepsilon})}{d\dot{\varepsilon}}\ddot{\varepsilon} + c\dot{\varepsilon}_{,xx} \quad (1.79)$$

La solution homogène et uniforme $\dot{\varepsilon}_s = \dot{\sigma}/h$ de l'équation (1.79) est instable si $[df(\varepsilon)/d\dot{\varepsilon}] < 0$, c'est-à-dire dans la région $\dot{\varepsilon}_1 < \dot{\varepsilon}_s < \dot{\varepsilon}_2$ de la figure 1.12. Certaines observations expérimentales révèlent que les bandes PLC se propagent à vitesse constante ϑ [34]. Cela permet de supposer que l'équation (1.79) admet une solution de la forme: $\dot{\varepsilon} = Z(x - \vartheta t)$, où $Z(x - \vartheta t)$ est une fonction représentant le profil stationnaire d'une bande dans un repère en translation à la vitesse ϑ . ZBIB et AIFANTIS utilisent les variables normalisées η et μ suivantes :

$$\eta = \sqrt{\frac{h}{c}}(x - \vartheta t) \quad \text{et} \quad \mu = \frac{\vartheta}{\sqrt{ch}}$$

Comme, $\dot{\sigma} = h\dot{\varepsilon}_s$, l'équation (1.79) peut s'écrire de la façon suivante :

$$c\dot{\varepsilon}_{,xx} + \frac{df(\dot{\varepsilon})}{d\dot{\varepsilon}}\ddot{\varepsilon} + h(\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_s) = 0 \quad (1.80)$$

Etant donné que $\dot{\varepsilon}_{,x} = \sqrt{\frac{h}{c}}\dot{\varepsilon}_{,\eta}$ et $\ddot{\varepsilon} = -\vartheta\sqrt{\frac{h}{c}}\dot{\varepsilon}_{,\eta}$, on obtient :

$$Z_{,\eta\eta} - \mu s Z_{,\eta} + (Z - Z_s) = 0 \quad (1.81)$$

où $s = df(\dot{\varepsilon})/d\dot{\varepsilon}$ et $Z_s = \dot{\varepsilon}_s = \dot{\sigma}/h$.

Pour l'étude de la stabilité au voisinage de $\dot{\varepsilon}_s$, ZBIB et AIFANTIS [30] introduisent une perturbation de la forme suivante :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_s + \delta\dot{\varepsilon} \quad (1.82)$$

où $\delta\dot{\varepsilon} = \mathcal{A} \exp[iqx + \omega t]$, q est le nombre d'onde et ω est la vitesse de croissance. L'équation (1.82) permet d'obtenir les expressions suivantes: $\dot{\varepsilon}_{,xx} = -q^2\delta\dot{\varepsilon}$, $\ddot{\varepsilon} = \omega\delta\dot{\varepsilon}$ et $(\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_s) = \delta\dot{\varepsilon}$. L'équation (1.80) peut donc s'écrire comme suit :

$$-cq^2 + f'(\dot{\varepsilon}_s)\omega + h = 0$$

La vitesse de croissance ω est alors exprimée par :

$$\omega = -\frac{h - cq^2}{f'(\dot{\varepsilon}_s)} = \frac{h - cq^2}{|f'(\dot{\varepsilon})|} \quad (1.83)$$

L'hypothèse de la stabilité marginale de DEE et LANGER [35] consiste à considérer que, pour une vitesse d'onde ϑ^* , une perturbation de la forme $\exp[iqx + \omega t]$ ne peut ni croître ni décroître au point matériel $x^* = \vartheta^*t$. L'équation (1.84) est déterminée en écrivant que la partie harmonique est minimale pour toute onde possible de nombre q avec $\omega = \omega(q)$. Tandis

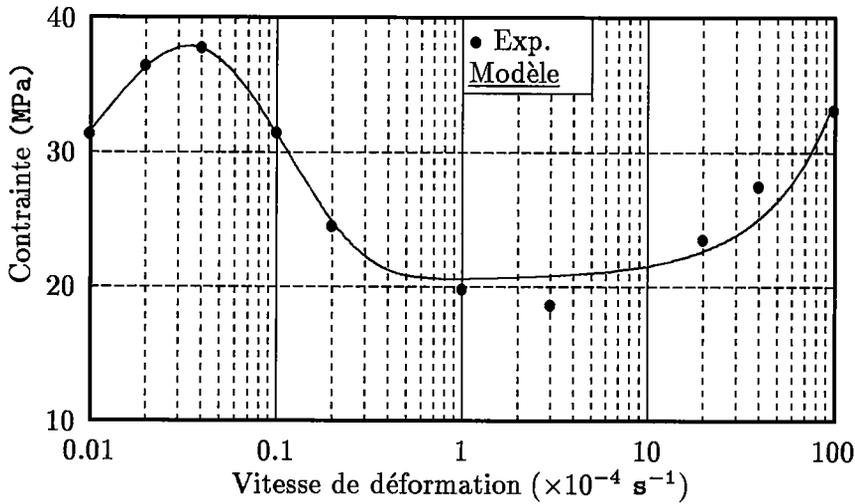


FIGURE 1.17 : Comparaison entre les prévisions du modèle de ZBIB et AIFANTIS [30] et les résultats expérimentaux [36] relatifs à la variation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation plastique, pour un alliage Al-5%Mg à la température ambiante.

que l'équation (1.85) est déterminée en considérant que la partie réelle de $\exp [iqx + \omega t]$ est nulle à $x^* = \vartheta^* t$:

$$i\vartheta^* + \frac{d\omega}{dq} = 0 \quad (1.84)$$

$$Re [iq\vartheta^* + \omega] = 0 \quad (1.85)$$

Remplaçons ω par son expression de l'équation (1.83) dans (1.84), d'où : $q = i\vartheta^* |f'(\dot{\varepsilon})| / 2c$, et en substituant cette dernière formule dans (1.85), on obtient :

$$\vartheta^* = \frac{2\sqrt{ch}}{|f'(\dot{\varepsilon})|} \quad (1.86)$$

Pour une estimation numérique, ZBIB et AIFANTIS [30] ont proposé pour $f(\dot{\varepsilon})$ la forme suivante :

$$f(\dot{\varepsilon}) = \alpha_1 [\exp(-\alpha_2 \dot{\varepsilon}) - \exp(-\alpha_3 \dot{\varepsilon})] + \alpha_4 [\exp(\alpha_5 \dot{\varepsilon}) - \exp(-\alpha_6 \dot{\varepsilon})]$$

où les α_i ($i = 1$ à 6) sont des constantes déterminées par un lissage des résultats expérimentaux de KUBIN et al. [36]. Pour un alliage Al-5%Mg, ces constantes évaluées à $\varepsilon = 8\%$ ont les valeurs suivantes : $\alpha_1 = 27.4$ MPa, $\alpha_2 = 9.16 \times 10^4$ s, $\alpha_3 = 0.689 \times 10^6$ s, $\alpha_4 = 20.5$ MPa, $\alpha_5 = 50.3$ s et $\alpha_6 = 4.6 \times 10^6$ s. La figure 1.17 montre que les prévisions du modèle de ZBIB et AIFANTIS sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour un alliage Al-5%Mg [36].

La figure 1.18 montre les prévisions de l'évolution de la vitesse de propagation des bandes PLC en fonction de $\dot{\varepsilon}$. Le résultat le plus important de ce modèle [30] est que la vitesse décroît puis croît en fonction de $\dot{\varepsilon}$.

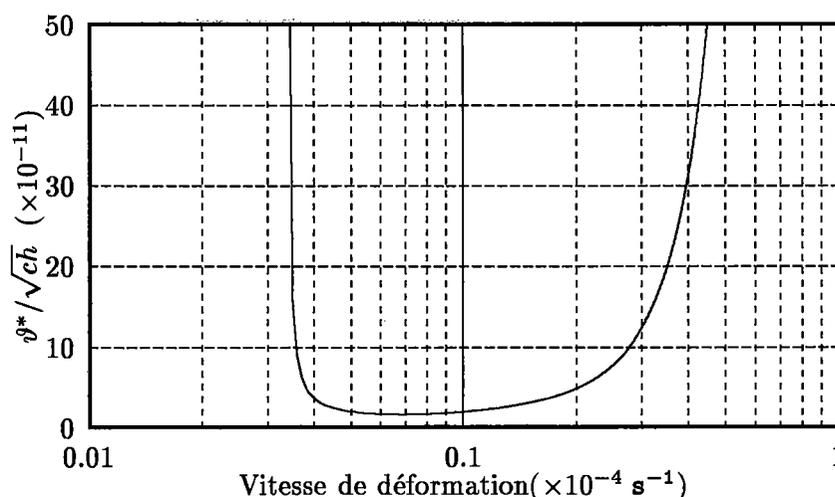


FIGURE 1.18 : Prédiction de la vitesse de propagation des bandes PLC en fonction de la vitesse de déformation, pour un alliage Al-5%Mg [30].

1.3.2.2 Modèle de Jeanclaude et Fressengeas

Le modèle proposé par JEANCLAUDE et FRESSENGEAS [31] est basé sur la loi constitutive de PENNING [23] en remplaçant la fonction viscoplastique $F(\dot{\varepsilon})$ par $F(\dot{\varepsilon} - D\varepsilon_{xx})$. Ce modèle suppose que les échanges de dislocations mobiles entre éléments adjacents du matériau se font par glissement dévié. Dans le cas d'un chargement à vitesse $\dot{\alpha}$ imposée, le modèle de glissement dévié [31] s'écrit :

$$\sigma = \alpha + \dot{\alpha}t = h\varepsilon + F(Y) \quad \text{avec} \quad Y = \dot{\varepsilon} - D\varepsilon_{xx} \quad (1.87)$$

où D est le coefficient de pseudo-diffusion de la déformation plastique associé au mécanisme de glissement dévié. D est proportionnel à la vitesse moyenne des dislocations.

La partie non linéaire de l'équation (1.87), $Z = F(Y)$, admet une solution homogène uniforme: $Y_e = \dot{\varepsilon}_e = \dot{\alpha}/h$, et $Z_e = \alpha = F(Y_e)$. Les auteurs considèrent les perturbations non uniformes z et y telles que: $z = Z - Z_e$ et $y = Y - Y_e$, dont l'évolution obéit à l'équation différentielle: $z = F(Y_e + y) - F(Y_e)$. En utilisant la perturbation de la déformation plastique à l'équilibre, cette dernière équation peut s'écrire: $u = -z/h = f(y)$, dont l'inverse sur chaque branche stable de f conduit à une équation aux dérivées partielles $y = g(u)$ de type réaction-diffusion :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = g(u) \quad (1.88)$$

Dans le cas d'une bande se déplaçant à la vitesse c , l'équation (1.88) peut s'écrire :

$$Du'' + cu' + g(u) = 0 \quad (1.89)$$

où le signe ($'$) signifie la dérivation par rapport à ξ avec $\xi = x - ct$.

La résolution numérique de l'équation (1.89) dans le plan de phase conduit à la détermination de la vitesse de propagation c , dont l'évolution en fonction de $\dot{\alpha}$ est représentée sur la figure 1.19. Le modèle de JEANCLAUDE et FRESSENGEAS [31] ne prévoit qu'une décroissance de la vitesse de propagation en fonction de la vitesse de chargement.

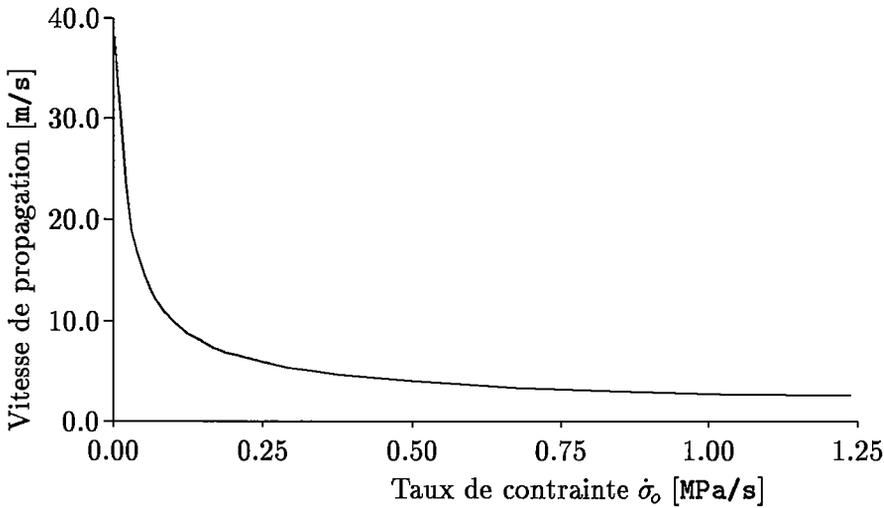


FIGURE 1.19 : Variation de la vitesse de propagation en fonction de la vitesse de mise en charge, dans un alliage Al-5%Mg [31].

1.3.2.3 Modèle de Hähner

La formulation mathématique utilisée dans le modèle de HÄHNER [32, 33] concernant l'effet PLC, est caractérisée par la nucléation et la propagation de modes localisés de la déformation plastique dans un essai de traction. Cette formulation est basée sur une décomposition de la contrainte d'écoulement σ_f en une contribution d'écrouissage ($h\varepsilon_0$) et une composante de la contrainte de frottement $f(\dot{\varepsilon}_0)$:

$$\sigma_f = \sigma_0 + h\varepsilon_0 + f(\dot{\varepsilon}_0) \quad (1.90)$$

où σ_0 est la contrainte d'écoulement initiale, ε_0 et $\dot{\varepsilon}_0$ sont respectivement la déformation plastique et la vitesse de déformation plastique, h est le coefficient d'écrouissage supposé constant. La courbe de $f(\dot{\varepsilon}_0)$ a la forme d'un N , ce qui conduit à un problème non linéaire.

L'équation (1.90) peut être utilisée pour décrire les oscillations de relaxation singulières de $\dot{\varepsilon}_0$. Elle est inadaptée pour décrire la vitesse de propagation des bandes, et rendre compte de la propagation intermittente des bandes de type B. Selon une proposition de ZBIB et AIFANTIS [30], les contraintes internes σ_{int} dues au couplage spatial doivent être prises en compte lorsque la contrainte σ_f est supérieure à la contrainte externe de l'essai σ_{ext} :

$$\sigma_{ext} = \sigma_f - \sigma_{int}, \quad \sigma_{int} = -C_{inc} \partial_x^2 \varepsilon_0 \quad \text{avec} \quad C_{inc} > 0 \quad (1.91)$$

où x désigne une variable de position le long de la direction de traction. L'équation (1.91) représente la modification la plus simple possible de la loi de comportement, puisque les gradients du premier ordre sont interdits pour des raisons de symétrie, et $C_{inc} < 0$ ne permet pas un maximum local de la vitesse de déformation correspondant à une bande de déformation. Pour une évaluation physique du coefficient C_{inc} , divers mécanismes de couplage (glissement dévié, écrouissage non local et incompatibilité des contraintes) ont été considérés par HÄHNER [32]. Il a montré que l'incompatibilité des contraintes prévaut clairement dans les échantillons polycristallins et que $C_{inc} \simeq Gd^2/4$, où G et d sont le module de cisaillement

1.3 Modèles macroscopiques du phénomène PLC

et la taille du grain respectivement. Pendant le vieillissement dynamique d'un alliage, la dynamique des dislocations a un temps de réponse fini, car tout changement du chemin de déformation est accompagné par des réarrangements diffusionnels des atmosphères de soluté et une redistribution des temps de vieillissement des dislocations. L'équation (1.90) n'est donc pas appropriée pour décrire les changements rapides des processus de déformation puisque le temps de vieillissement est négligé, ce qui équivaut à une élimination adiabatique de la dynamique du soluté [28]. L'analyse statistique de l'activation thermique des glissements des dislocations montre que, dans le cas d'un alliage subissant le vieillissement dynamique suivant une loi exponentielle à une vitesse ν , la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ obéit à un comportement de relaxation donné par [32]:

$$\partial_t \dot{\varepsilon} = -\frac{\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_o}{\tau} \quad (1.92)$$

où $\tau = [\nu \delta G / (k_B T)] [(\dot{\varepsilon}_o / \delta \varepsilon) / (\dot{\varepsilon}_o / \delta \varepsilon + \nu)]^3$, k_B est la constante de BOLTZMANN, δG est l'accroissement total de l'activation thermique des dislocations dû au vieillissement, et $\delta \varepsilon$ est l'incrément élémentaire de déformation par pas d'activation.

D'après l'équation (1.92) et en retenant seulement le premier ordre de τ , on obtient: $\dot{\varepsilon}_o = (\dot{\varepsilon} + \tau \partial_t \dot{\varepsilon}) = (1 + \tau \partial_t) \dot{\varepsilon}$, d'où:

$$C_{inc} \partial_x^2 \dot{\varepsilon}_o = (1 + \tau \partial_t) C_{inc} \partial_x^2 \dot{\varepsilon}, \quad h \dot{\varepsilon}_o = (1 + \tau \partial_t) h \dot{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \partial_t f(\dot{\varepsilon}_o) = \partial_{\dot{\varepsilon}_o} f(\dot{\varepsilon}_o) \partial_t \dot{\varepsilon}_o = \partial_{\dot{\varepsilon}} f(\dot{\varepsilon}) (1 + \tau \partial_t) \partial_t \dot{\varepsilon}.$$

En combinant les équations (1.90), (1.91) et (1.92), et en remplaçant $C_{inc} \partial_x^2 \dot{\varepsilon}_o$, $h \dot{\varepsilon}_o$ et $\partial_t f(\dot{\varepsilon}_o)$ par leurs expressions, on peut écrire:

$$\partial_t \sigma_{ext} = (1 + \tau \partial_t) \left(C_{inc} \partial_x^2 \dot{\varepsilon} + g(\dot{\varepsilon}) \partial_t \dot{\varepsilon} + h \dot{\varepsilon} \right) \quad \text{avec} \quad g = \partial_{\dot{\varepsilon}} f \quad (1.93)$$

Pour toute valeur de $\partial_t \sigma_{ext}$, l'équation (1.93) décrit une solution propageante le long de la longueur de la jauge ℓ ($0 < x < \ell$), et qui satisfait les conditions de fermeture $\dot{\varepsilon}(x=0) = \dot{\varepsilon}(\ell) = 0$. L'équation (1.93) permet de déterminer la vitesse de propagation c . HÄHNER considère que $g(\dot{\varepsilon}) = c \tau \dot{\varepsilon}_o$ pour $\dot{\varepsilon} > 2\dot{\varepsilon}_o$, et montre que c dans le cas d'essais à $\dot{\sigma} = c \tau \dot{\varepsilon}_o$, est donnée par l'expression suivante:

$$c = \frac{\sqrt{G \dot{\varepsilon}_o (h \dot{\varepsilon}_o - \dot{\sigma}_{ext})}}{f_2} \quad (1.94)$$

où $f_2 = f(\dot{\varepsilon}_o)$ et $\dot{\varepsilon}_o$ signifient respectivement la contrainte de frottement et la vitesse de déformation au minimum de $f(\dot{\varepsilon}_o)$. La vitesse de propagation des bandes diminue lorsque $\dot{\sigma}_{ext}$ augmente.

Dans le cas des essais à $\dot{L} = c \tau \dot{\varepsilon}_o$, l'équation (1.93) peut être combinée avec la condition suivante de la machine:

$$\dot{L} = \int_0^\ell \dot{\varepsilon} dx + M_{eff} \ell \partial_t \sigma_{ext} \quad (1.95)$$

où \dot{L} et M_{eff} sont respectivement la vitesse de déplacement de la traverse et la complaisance équivalente du système machine de traction-éprouvette, et ℓ est la longueur de l'éprouvette. La vitesse de propagation est alors donnée par [33]:

$$c = \frac{1}{\Delta \varepsilon} \left(\dot{L} - h M_{eff} \ell \dot{\varepsilon}_o \right) \quad (1.96)$$

La vitesse de propagation c prévue par l'équation (1.96) augmente avec la vitesse de traction \dot{L} .

1.4 Résultats expérimentaux du PLC

L'essai classique pour mettre en évidence la réponse non uniforme d'un matériau sujet à l'effet PLC, est la traction uniaxiale. L'allure de la courbe contrainte-déformation dépend du type de machine de traction utilisée. On opère généralement soit sur :

- une machine dure¹ où l'éprouvette est sollicitée à une vitesse de déformation quasi constante,
- une machine souple² où l'éprouvette est sollicitée à une vitesse de contrainte quasi constante.

Sur une machine dure de forte rigidité, la courbe contrainte-déformation présente des décrochements en dents de scie dont le type, l'amplitude et la fréquence varient avec la structure du matériau et les conditions d'essai. Par contre, sur une machine souple, où la rigidité est quasiment nulle, la relaxation $\Delta\sigma$ de la contrainte appliquée est en général négligeable et l'effet PLC se manifeste alors sous forme d'une succession de paliers sur les courbes contrainte-déformation.

1.4.1 Caractérisation des décrochements sur une machine dure

Dans un essai de traction sur une machine dure, l'éprouvette se déforme à une vitesse de déformation nominale constante, qui est déterminée par la vitesse de déplacement de la traverse mobile de la machine. A chaque instant t , la déformation totale ε , la déformation plastique ε_p de l'éprouvette, et la déformation élastique ε_e du système éprouvette-machine sont liées par :

$$\varepsilon = \varepsilon_p + \varepsilon_e \quad (1.97)$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_p + \dot{\varepsilon}_e \quad (1.98)$$

L'équation (1.98) peut être réécrite comme :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_p + \frac{1}{E_s} \dot{\sigma} \quad (1.99)$$

où σ est la contrainte d'écoulement³ et E_s le module élastique du système éprouvette-machine.

Les décrochements observés sur les courbes de traction apparaissent lorsque la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_p$ dépasse la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}$. Un accroissement soudain de $\dot{\varepsilon}_p$ s'accompagne d'une chute de contrainte. La littérature montre que nous pouvons identifier plusieurs processus physiques susceptibles de produire des décrochements dans la courbe de traction :

- i La vitesse de déformation plastique due au glissement des dislocations est donnée par :

$$\dot{\varepsilon} = \varrho_n b \bar{v} \quad (1.100)$$

où ϱ_n est la densité de dislocations mobiles, \bar{v} est la vitesse moyenne des dislocations et b est la norme du vecteur de BURGERS. Les décrochements apparaissent dès qu'il y a un accroissement instantané de ϱ_n ou de \bar{v} ou bien des deux.

1. Déplacement contrôlé, la traverse se déplace à vitesse constante.

2. Chargement contrôlé, la force appliquée augmente linéairement avec le temps.

3. $\dot{\varepsilon}_e$ est généralement négligé pour une machine dure¹ ($E_s \rightarrow \infty$).

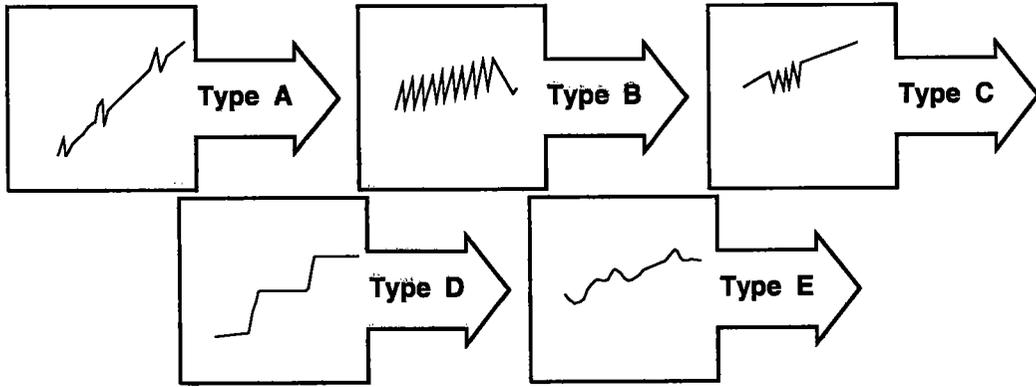


FIGURE 1.20 : Représentation schématique des différents types de bandes PLC observées sur une machine dure.

- ii L'interaction des dislocations mobiles avec les obstacles peut conduire aux accroissements soudains de σ_n et/ou $\dot{\nu}$.
- iii Dans des alliages subissant les transformations d'ordre-désordre, les gradients ou modulations dans l'ordre rencontrés par les dislocations mobiles peuvent causer un écoulement macroscopiquement hétérogène [37, 38].
- iv Un autre phénomène qui peut causer les décrochements est le mécanisme de maclage comme cela a été observé dans un alliage Fe-25at%Be [39]. Le maclage est caractérisé par une dépendance positive de la température et une sensibilité négative à la vitesse de déformation de la contrainte d'écoulement.
- v Un accroissement soudain de la température de l'éprouvette dû à l'échauffement adiabatique est une autre possibilité [40-42]. Ce phénomène a été observé dans des essais à très basses températures. La dissipation de la chaleur de déformation devient difficile dès que la surface de l'éprouvette est couverte par une couche de molécules de gaz du liquide cryogène. L'adoucissement du matériau qui en résulte entraîne une chute de la contrainte.
- vi Les transformations de phase induites par la contrainte et la déformation peuvent aussi provoquer un écoulement hétérogène.

Cinq types de décrochements dus au vieillissement dynamique sont généralement observés. Ces décrochements notés A, B, C, D et E sont illustrés sur la figure 1.20. Les types A, B et C sont connus et leurs caractéristiques ont été bien définies dans les travaux de RUSSELL [43], MACHERAUCH et MUNZ [44], SOLAR-GOMEZ et MCG-TEGART [45], BRINDLEY et WORTHINGTON [46], CUDDY et LESLIE [47]; les types D et E ont été plus récemment observés par PINK et GRINBERG [48] et WIJLER et al. [49]. Les types A, B, et C apparaissent dans l'ordre des températures croissantes et/ou des vitesses de déformation décroissantes (figure 1.21). Les caractéristiques des différents types de décrochements et les conditions expérimentales de leur apparition peuvent être décrites comme suit :

Type A : Augmentation progressive de la contrainte au-dessus de la courbe de consolidation, suivie d'une chute brutale; la contrainte remonte ensuite jusqu'à une valeur légèrement supérieure et ainsi de suite. Les décrochements n'apparaissent pas au début de la déformation. Ils se répètent avec une certaine périodicité et sont séparés

par des portions de courbe d'écoulement stable. Ce type de décrochements intervient essentiellement aux basses températures ou aux grandes vitesses de déformation où se manifeste l'effet PLC.

Type B : Ce type de décrochements est caractérisé par une montée au-dessus de la courbe de consolidation, puis une chute brutale au-dessous de la courbe d'écrouissage. Les décrochements de type B font souvent suite au type A, mais sont plus rapprochés. La bande parcourt le corps de l'éprouvette par saccades, et plusieurs bandes peuvent se propager simultanément. Ce type de décrochements intervient aux hautes températures et aux plus basses vitesses de déformation du domaine de l'effet PLC.

Type C : Dans ce mode de déformation, les décrochements se situent en dessous de la courbe de consolidation ; la décharge est brutale jusqu'à des valeurs de la contrainte inférieures à celles de la courbe d'écrouissage. Le maximum des décrochements est sensiblement dans le prolongement de la courbe régulière de traction et la fréquence est souvent élevée, avec des bandes de déformation qui naissent et disparaissent en tout point du fût de l'éprouvette. C'est le mode observé au plus hautes températures ou aux plus faibles vitesses de déformation. Les décrochements de type C font souvent suite à ceux de type A lorsque la déformation croît. Quand la température augmente, la transition type C – type B est brutale.

Type D : L'instabilité se manifeste sous forme de plateaux sur la courbe $\sigma - \epsilon$, dûs à une bande propageante similaire à une bande de LÜDERS avec aucun écrouissage ou gradient de déformation devant le front de la bande. Dans un alliage Au-Cu14wt%, WIJLER et al. [49] produisent les décrochements de type D par une prédéformation homogène aux hautes températures.

Type E : Les décrochements de type A sont parfois moins bien définis aux grandes déformations et s'apparentent alors au type E. Comme le type A, ces décrochements s'accompagnent de peu ou pas d'écrouissage pendant la propagation de la bande.

1.4.2 Amplitude des décrochements sur une machine dure

Aux basses températures, près de la limite du domaine d'apparition du PLC, la diffusion des atomes de soluté est lente, et la valeur de la chute de contrainte à la saturation $\Delta\sigma_s$ ne peut être alors mesurée qu'après des temps relativement longs de vieillissement statique. Aux températures élevées, la diffusion des atomes est en revanche suffisamment rapide si bien que les chutes de contrainte $\Delta\sigma$ entre deux décrochements successifs observés lors d'essais à $\dot{\epsilon}$ constant, deviennent proches de la valeur à saturation $\Delta\sigma_s$. Les résultats obtenus à partir de ces deux types d'essais (vieillissement statique et essais à $\dot{\epsilon}$ constant) se retrouvent sur une courbe lorsqu'on reporte $\Delta\sigma$ en fonction du temps de vieillissement, ce qui suggère que les mécanismes de vieillissement statique et dynamique sont les manifestations du même phénomène.

Certains auteurs ont tenté de relier les valeurs des chutes de contrainte $\Delta\sigma$, mesurées pour des décrochements de type A dans des alliages Cu-Sn [43] ou des décrochements de type B dans un alliage Al-Mg [51], au nombre N d'atomes de soluté qui diffusent en un temps Δt vers les dislocations. N est donné par la théorie de COTTRELL et BILBY du phénomène de

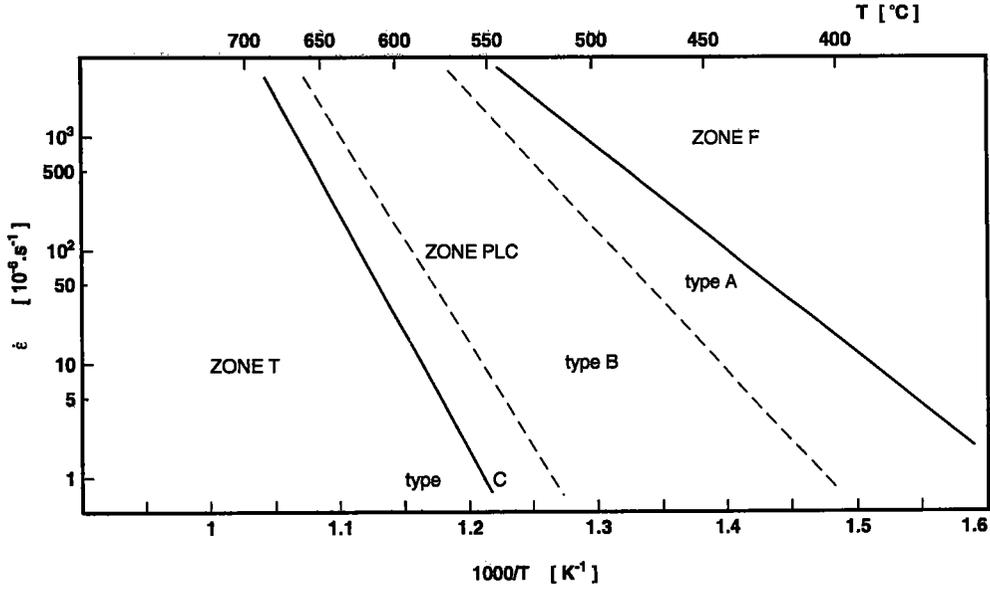


FIGURE 1.21 : *Domaine d'existence des différents types de bandes PLC observées sur une machine dure [50].*

vieillessement [52] :

$$N = 3 \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/3} \rho N_0 \left(\frac{AD\Delta t}{kT} \right)^{2/3} \quad (1.101)$$

où N_0 est le nombre total des atomes de soluté, ρ est la densité des dislocations, A est une constante et D est le coefficient de diffusion. Dans les alliages substitutionnels, D est proportionnel à la concentration en lacunes créées pendant la déformation plastique. Plusieurs théories de l'effet PLC [5, 16, 53] montrent que la sursaturation en lacunes contrôle la diffusion des atomes de soluté vers les dislocations momentanément arrêtées. Le rôle des lacunes dans le vieillissement des alliages reste cependant un sujet controversé. RUSSELL [43] a suggéré que la chute de contrainte $\Delta\sigma$ est proportionnelle à N . PINK et GRINBERG [48] ont mesuré $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température, et ont comparé leur données expérimentales avec l'équation obtenue en combinant (1.101) avec la suggestion de RUSSELL :

$$\Delta\sigma = B\rho \left(\frac{AC_v D_o \Delta t}{kT} \right)^{2/3} \exp \left(-\frac{2\Delta H}{3kT} \right) \quad (1.102)$$

PINK et GRINBERG [48] supposent que ρ , A et la constante B sont insensibles aux changements de la vitesse et de la température. En considérant que la densité des dislocations ρ et la concentration en lacunes C_v sont proportionnelles à ε^β et ε^m respectivement, l'équation (1.102) peut s'écrire :

$$\Delta\sigma \propto \varepsilon^\beta \left(\frac{\varepsilon^m \Delta t}{kT} \right)^{2/3} \exp \left(-\frac{2\Delta H}{3kT} \right) \quad (1.103)$$

Les résultats expérimentaux obtenus sur l'alliage d'aluminium Al-5wt%Mg⁴ par PINK et GRINBERG [54], montrent que $\Delta\sigma$ et Δt diminuent avec la vitesse de déformation. A température et déformation constantes et selon l'équation (1.103), le changement de Δt serait lié

4. Composition (en wt%) : (5Mg, 0.1Fe, 0.1Si, 0.02Cu, 0.2Mn, 0.05Cr, 0.03Zn, 0.02Ti et 0.003Be).

à celui de $\Delta\sigma$, c'est-à-dire $\Delta\sigma$ devrait varier proportionnellement à $\Delta t^{2/3}$, ce qui n'est pas vraiment le cas d'après les résultats de PINK et GRINBERG [54]. Ces auteurs ont considéré deux possibilités pour déterminer la relation entre $\Delta\sigma$ et Δt :

- (a) En reliant $\log\Delta\sigma$ et $\log\Delta t$ mesurées en fonction de la déformation lors d'un essai de traction à vitesse de déformation et température fixées.
- (b) En reliant $\log\Delta\sigma$ et $\log\Delta t$ mesurées à déformation fixée lors d'essais effectués à diverses températures et vitesses de déformation.

Deux pentes peuvent ainsi être déterminées :

$$n' = \left. \frac{\partial \log \Delta \sigma}{\partial \log \Delta t} \right|_{T, \dot{\varepsilon}} \quad (1.104)$$

$$n = \left. \frac{\partial \log \Delta \sigma}{\partial \log \Delta t} \right|_{T, \varepsilon} \quad (1.105)$$

Dans le cas (a), avec $\Delta\sigma \propto \varepsilon^v$ et $\Delta t \propto \varepsilon^w$, on obtient $n' = v/w$. Pour les décrochements de type A, les valeurs expérimentales de v/w sont comprises entre 1.3 et 1.5 et sont donc plus du double de la valeur théorique 2/3 [54]. Cette augmentation plus importante de la chute de contrainte avec le temps de vieillissement est attribuée à la production, au cours de la déformation, de lacunes qui accéléreraient la diffusion.

Dans le cas (b) en revanche, la pente n calculée pour des décrochements de type A est comprise entre 0.2 et 0.4, soit en moyenne deux fois moins élevée que la valeur théorique. Les pentes mesurées pour des décrochements de type B sont cependant plus importantes mais restent néanmoins inférieures à 2/3 [55].

En général, la densité de dislocations mobiles ϱ_m varie avec la déformation ε et la taille de grains d . L'évolution de $\varrho_m \propto \varepsilon^\beta$ a été modifiée pour rendre compte de la taille de grains d [56–58]:

$$\varrho_m \propto \varepsilon^\beta d^{-n} \quad (1.106)$$

où β et n sont des constantes à déterminer par mesure de la conductivité thermique à basse température [59].

Compte-tenu de l'équation (1.106), et de l'hypothèse de RUSSELL [43], la chute de contrainte $\Delta\sigma$ peut s'exprimer par [60]:

$$\Delta\sigma \propto \left[\dot{\varepsilon}^{-1} \varepsilon^{\beta(1/2+\gamma)} d^{-n(1/2+\gamma)} T^{-1} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \right]^{2/3} \quad (1.107)$$

où γ est un paramètre positif ($C_v \propto \varrho_m^\gamma$) [59, 60].

FUJITA et TABATA [61] ont montré que l'amplitude $\Delta\sigma$ et la régularité des décrochements augmentent avec la teneur en magnésium de l'alliage polycristallin Al-Mg pour une taille de grain donnée. Cette amplitude augmente aussi dans un alliage Al-4wt%Mg déformé à 293 K, lorsque la taille de grain d diminue. De plus, les variations de $\Delta\sigma$ avec d dans cet alliage polycristallin satisfont une relation de type HALL-PETCH :

$$\Delta\sigma = A + \frac{B}{\sqrt{d}} \quad (1.108)$$

où A et B sont des paramètres empiriques.

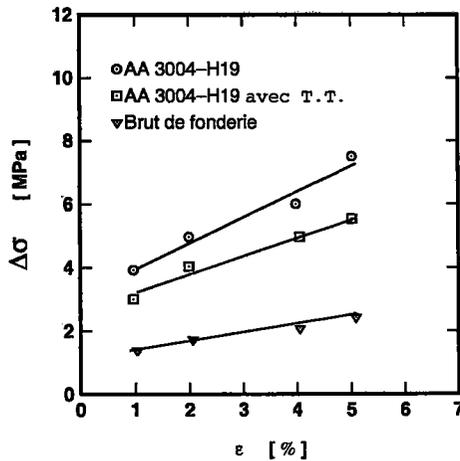


FIGURE 1.22 : Variation de la chute de contrainte avec la déformation à $\dot{\epsilon} = 2.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [63].

1.4.2.1 Influence de la vitesse de déformation sur la chute de contrainte

L'équation (1.107) prédit que $\ln \Delta\sigma$ diminue linéairement en fonction de $\ln \dot{\epsilon}$ avec une pente de $-2/3$. Les résultats expérimentaux de CHEN et al. [60] sur un alliage aluminium-magnésium⁵ déformé à $T = 257 \text{ K}$ montrent que cette pente est d'environ -0.72 . Ces résultats, comme ceux obtenus par KIM et CHATURVEDI [51] sur un alliage Al-5wt%Mg, qui trouvent une pente de -0.6 , sont proches de la valeur théorique $-2/3$. Les résultats expérimentaux de CAISSO [62] sur des alliages aluminium-magnésium illustrent bien le rôle à la fois de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, de la température et de la teneur en magnésium sur l'amplitude des chutes de contraintes $\Delta\sigma$. Ces résultats montrent que $\Delta\sigma$ augmente avec la teneur en Mg. A teneur fixée, la température et la vitesse de déformation ont des effets inverses : l'amplitude des chutes de contraintes augmente avec la température et diminue avec la vitesse de déformation.

1.4.2.2 Influence de la déformation sur l'amplitude des décrochements

Les essais de traction réalisés par PARK et MORRIS [63] sur des éprouvettes en alliage AA 3004⁶ de différentes résistivités⁷, montrent que la variation de la chute de contrainte accompagnant chaque décrochement, augmente avec l'accroissement de la déformation plastique (figure 1.22). Les éprouvettes à forte résistivité usinées dans l'alliage AA3004⁶ brut de fonderie présentent les valeurs de $\Delta\sigma$ les plus faibles. La résistivité dans ces alliages augmente avec la proportion de Mn [64] en solution solide qui retarde l'apparition du vieillissement dynamique. Les atomes de Mn dans l'aluminium ont une énergie élevée pour la migration et la liaison avec les dislocations, et possèdent une faible diffusion. L'énergie d'activation calculée [63] de l'écoulement discontinu de l'alliage AA 3004⁶ égale à 49.9 kJ mol^{-1} , est proche de l'énergie d'activation pour la migration des atomes de Mg dans l'aluminium, ce qui suggère que c'est le magnésium qui est responsable de l'effet PLC dans ce type d'alliage. Dans une étude expérimentale faite par MAZOT [65] sur des éprouvettes de niobium polycristallin⁸, les résultats expérimentaux montrent que l'amplitude de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ croît quand la déformation ϵ augmente. La croissance de $\Delta\sigma$ peut être exprimée par une loi en ϵ^n . Dans la plage des vitesses de déformation étudiées par MAZOT [65], lorsque $\dot{\epsilon}$ croît de $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

5. Composition (en wt%) : (3.7Mg, 0.13Fe, 0.016Mn et 0.01Ni).

6. Composition (en wt%) : (1.09Mn, 1.00Mg, 0.45Fe, 0.23Si, 0.12Cu et 0.03Cr).

7. $3.97 \mu\Omega\text{-cm}$, $4.80 \mu\Omega\text{-cm}$ et $6.36 \mu\Omega\text{-cm}$.

8. Impuretés : O, H, N, C, Ta, Fe et Si.

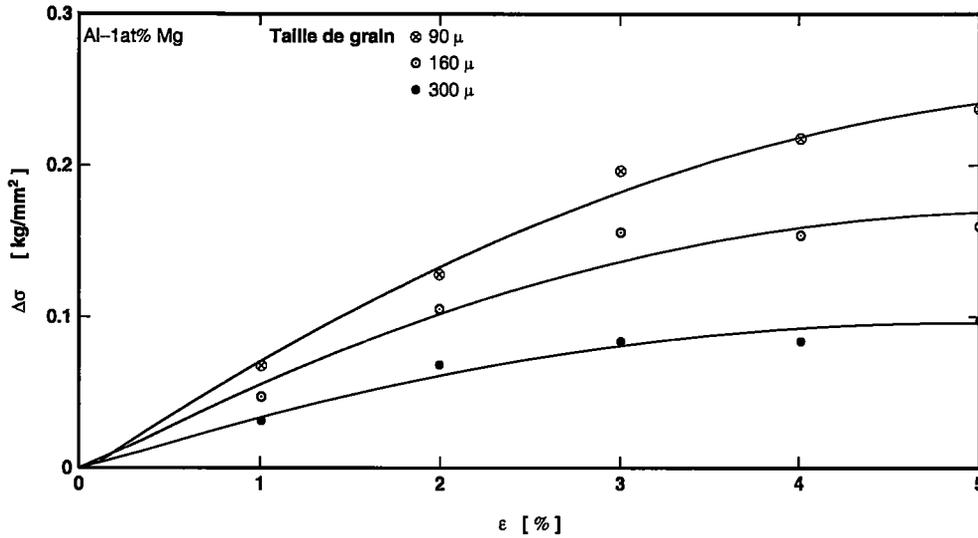


FIGURE 1.23 : Effet de la taille de grains sur les amplitudes des décrochements à la vitesse $1.7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $T = 120^\circ \text{C}$ [61].

à $8 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, l'exposant n décroît de 0.5 à 0.35 suivant une loi linéaire en $\log \dot{\epsilon}$ avec une très bonne approximation. L'augmentation de l'amplitude de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ avec la déformation apparaît clairement dans les résultats de FUJITA et TABATA [61] décrits dans la figure 1.23. Ces résultats obtenus dans l'alliage Al-1at%Mg avec différentes grosseurs de grains montrent aussi que l'amplitude des chutes de contraintes augmente lorsque la taille de grain diminue.

1.4.3 Domaine d'existence du PLC

Les études expérimentales du phénomène PLC montrent que l'apparition des décrochements ou des paliers est généralement précédée d'une certaine déformation critique ϵ_c , qui dépend de la température, de la vitesse de déformation et de l'état structural du matériau.

La plupart des études expérimentales [48, 50, 66, 67] montrent que ϵ_c croît quand $\dot{\epsilon}$ augmente dans le domaine des vitesses de déformation élevées (ou basses températures), alors qu'aux faibles vitesses (ou températures élevées), ϵ_c décroît (voir figure 1.24). La branche ascendante (comportement normal) s'explique par le phénomène de diffusion agissant pendant le vieillissement dynamique. Quant à la branche descendante (comportement inverse), elle serait associée à une précipitation se produisant au cours de la déformation [20].

Le domaine d'existence de l'effet PLC est souvent représenté dans un diagramme $\dot{\epsilon} - 1/T$ (ou $\dot{\sigma} - 1/T$ pour les essais à $\dot{\sigma}$ constante). La figure 1.21 montre ce domaine pour l'acier inoxydable 316L en précisant les trois types de décrochements généralement observés. La plupart des travaux ont trouvé que les limites de ce domaine sont rectilignes. Certains auteurs [5, 69, 70] ont donc suggéré d'associer une énergie d'activation unique pour l'apparition et pour la disparition du PLC. Cependant, dans une étude récente, ZEGHLOUL et al. [71] ont montré que les bornes du domaine d'existence du PLC ne sont pas rectilignes, et qu'il y a une fermeture de ce domaine aux températures et vitesses de déformation élevées (voir figure 1.25). Ce résultat a été interprété par la coexistence de plusieurs mécanismes de déformation associés à l'apparition d'un écoulement hétérogène de type PLC.

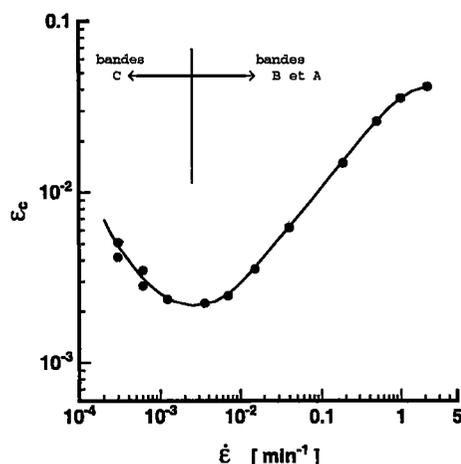


FIGURE 1.24 : Influence de la vitesse de déformation sur ε_c [68].

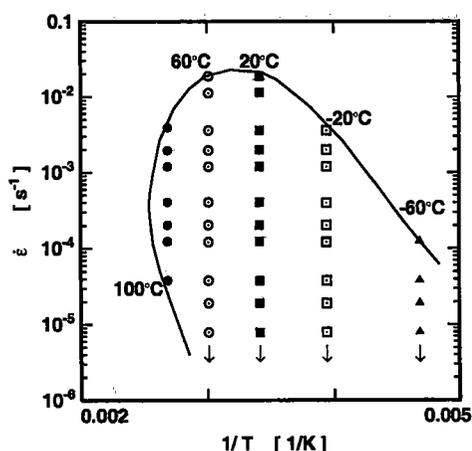


FIGURE 1.25 : Domaine d'existence du PLC obtenu sur une machine dure [71].

1.4.4 Caractéristiques des bandes PLC

Le processus de déformation hétérogène lié au phénomène PLC, correspond à l'amorçage et à la propagation de bandes de déformation le long de l'éprouvette. Ces bandes provoquent souvent une dégradation de l'état de surface et de la ductilité du matériau. Les bandes PLC peuvent être caractérisées par les paramètres suivants : déformation contenue dans la bande $\Delta\varepsilon_b$, vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$, vitesse de propagation de la bande $\dot{\varphi}_b$ et largeur de la bande l_b . Ces caractéristiques dépendent du type de machine de traction utilisée et de paramètres expérimentaux, tels que la température, la vitesse de déformation ou de chargement et le taux de déformation.

1.4.4.1 Aspects des bandes PLC

Les bandes PLC s'amorcent généralement dans des zones de concentration de contrainte ou de fort gradient de déformation [67]. Les valeurs données dans la littérature pour l'inclinaison de ces bandes, dans des éprouvettes plates, varient entre 55° et 60° par rapport à l'axe de traction [72]. La propagation des bandes PLC est généralement continue dans le cas d'une machine molle, et discontinue pour une machine dure [47].

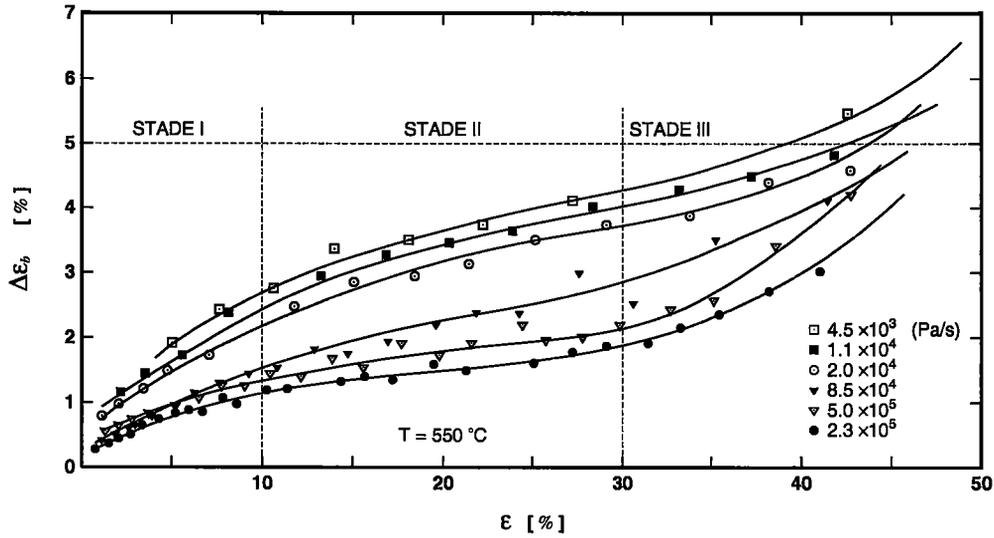


FIGURE 1.26 : Evolution de $\Delta\epsilon_b$ au cours de la déformation de l'éprouvette pour différentes vitesses à températures fixées [67].

1.4.4.2 Déformation contenue dans la bande $\Delta\epsilon_b$

La déformation liée au PLC se concentre dans une ou plusieurs bandes. En dehors de celles-ci, il se produit très peu de déformation. Les résultats de plusieurs auteurs [43, 50, 67, 73–76] montrent une croissance de $\Delta\epsilon_b$ au cours de la déformation comme on peut l'observer sur la figure 1.26 pour des essais sur machine molle [67]. KARIMI [67] a interprété cette augmentation de $\Delta\epsilon_b$ par le fait que le nombre de dislocations désancrées lors du passage d'une bande croît avec la déformation. Il a montré que l'influence de la température sur $\Delta\epsilon_b$ est assez complexe et dépend du taux de déformation considéré. En revanche, l'effet de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ est plus net, $\Delta\epsilon_b$ croît lorsque $\dot{\sigma}$ diminue aux faibles vitesses de chargement. Par contre, cette tendance semble inversée dans le domaine des vitesses élevées [77]. D'autres paramètres influent sur $\Delta\epsilon_b$. MCCORMICK et al. [34] ont trouvé que $\Delta\epsilon_b$ croît lorsque le diamètre de grain ou la rigidité de la machine de traction diminuent.

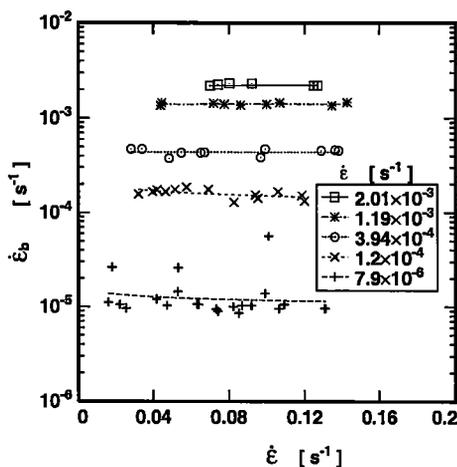


FIGURE 1.27 : Variation de $\dot{\epsilon}_b$ avec ϵ à $T = 20^\circ\text{C}$ [77].

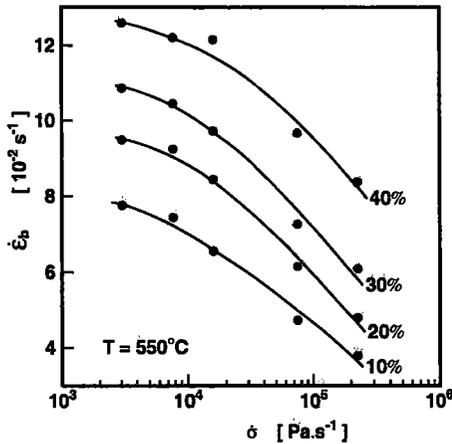


FIGURE 1.28 : Evolution de la vitesse de déformation dans la bande avec la vitesse de chargement [67].

1.4.4.3 Vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$

La plupart des travaux expérimentaux [34, 50, 67, 75] montrent que $\dot{\epsilon}_b$ croît en fonction de la déformation et de la température. Cependant, si ce comportement est observé pour des essais à $\dot{\sigma} = cte$ (machine molle), des résultats expérimentaux récents [77] sur les alliages aluminium-magnésium ont montré que $\dot{\epsilon}_b$ ne varie pratiquement pas avec la déformation pour des essais effectués sur une machine dure (figure 1.27). Les résultats concernant l'influence de la vitesse de chargement sur $\dot{\epsilon}_b$ sont controversés. KARIMI [67] a trouvé que $\dot{\epsilon}_b$ décroît quand la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ augmente (figure 1.28); par contre, BAKIR [77] a montré qu'en générale $\dot{\epsilon}_b$ croît avec $\dot{\sigma}$ (voir figure 1.29).

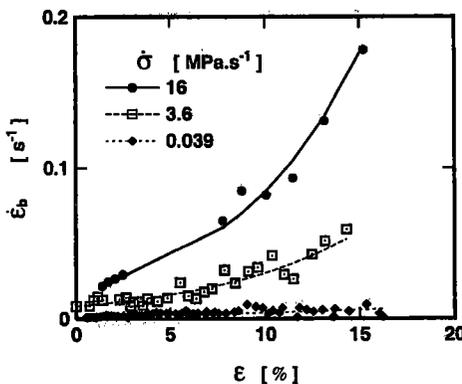


FIGURE 1.29 : Variation de $\dot{\epsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$ et ϵ à $T = 20^\circ C$ [77].

1.4.4.4 Vitesse de propagation des bandes PLC $\dot{\vartheta}$

La plupart des résultats expérimentaux montrent que $\dot{\vartheta}$ est pratiquement constante au cours de la propagation le long de l'éprouvette. KARIMI [67], BLANC [50] et BAKIR [77] ont trouvé pour des essais à $\dot{\sigma} = cte$, que la variation de $\dot{\vartheta}$ en fonction de la déformation passe en général par deux stades. $\dot{\vartheta}$ croît plus rapidement au cours du premier stade que pendant le deuxième (figure 1.30). D'autres auteurs [47, 75, 77, 78] ont montré que l'évolution de $\dot{\vartheta}$ en fonction de ϵ est contraire à celle décrites précédemment (voir figure 1.31). Cependant, les essais de ces auteurs ont été effectués sur une machine dure et dans ce cas la diminution de $\dot{\vartheta}$, qu'ils ont assimilée à la vitesse moyenne des dislocations, peut s'expliquer par la relation d'OROWAN $\dot{\vartheta} = \dot{\ell}/(b\rho)$, la vitesse d'allongement $\dot{\ell}$ étant constante, la longueur ℓ et la densité de dislocations ρ augmentant au cours de la déformation.

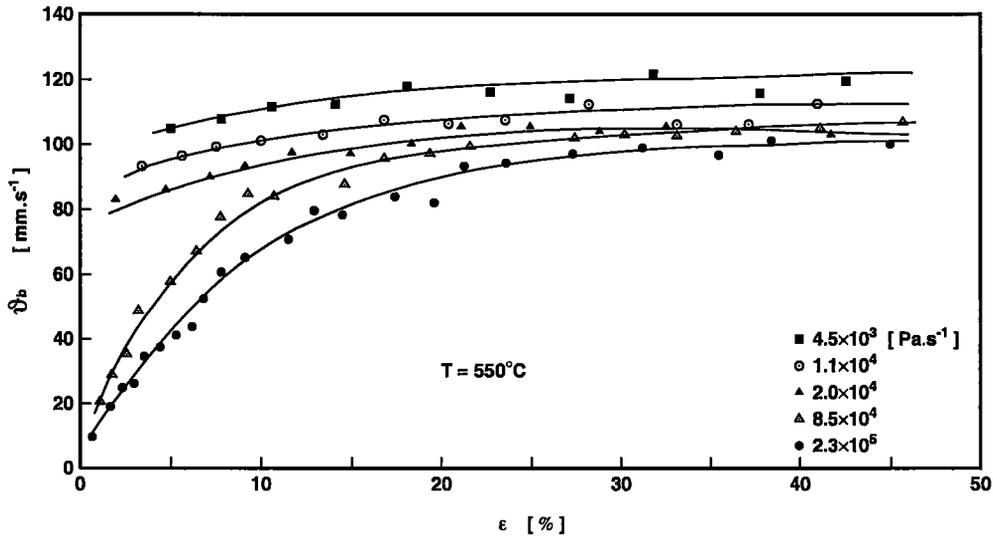


FIGURE 1.30 : Variation de la vitesse de propagation des bandes PLC sur une machine molle avec la déformation totale de l'éprouvette [67].

Quand à l'influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur $\dot{\vartheta}_b$, elle a donné lieu à des résultats apparemment contradictoires. KARIMI [67] a observé une décroissance de $\dot{\vartheta}_b$ avec $\dot{\sigma}$ pour un acier austénitique, alors que MCCORMICK et al. [34] ont trouvé des évolutions inverses de $\dot{\sigma}$ pour un alliage léger. BAKIR [77] a observé ces deux types de comportement en étudiant les variations de $\dot{\vartheta}_b$ dans un large domaine de $\dot{\sigma}$ regroupant à la fois les domaines étudiés par KARIMI [67] et ceux étudiés par MCCORMICK et al. [34].

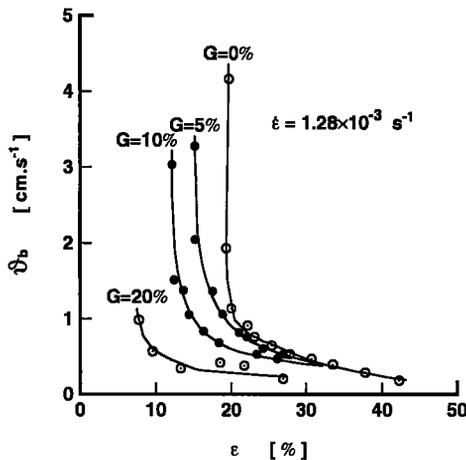


FIGURE 1.31 : Variation de $\dot{\vartheta}_b$ en fonction de ε pour divers taux de pré-écrouissage à froid d'un alliage Cu-Zn [78].

1.4.4.5 Largeur des bandes l_b

Les mesures de la largeur des bandes l_b , effectuées à l'aide d'un extensomètre transversal, montrent que l_b diminue avec l'accroissement de la déformation et atteint une valeur constante l_{b_0} [79]. l_{b_0} croît avec l'augmentation du diamètre de l'éprouvette et de la vitesse de déformation [73, 75, 79, 80]. Dans les essais de traction, l_{b_0} est de l'ordre du diamètre de l'éprouvette (ou de l'épaisseur). Tandis que dans les essais de torsion, la largeur des bandes est beaucoup plus étroite et paraît être déterminée par la taille des grains [81]. Les résultats

obtenus par BLANC [50] sur un acier⁹, montrent que la largeur des bandes reste quasiment constante. Cet auteur explique ce résultat par le fait que l_b représente une zone de compatibilité des déformations. L'étude expérimentale¹⁰ réalisée par CHIHAB et al. [82], montre que la largeur des bandes l_b dépend du type de décrochements. l_b est égale à 1.5 mm pour le type C, avec une chute de contrainte de 10 à 20 MPa. Par contre, l_b est de l'ordre de 0.6 mm avec une chute de contrainte d'environ 5 MPa pour le type B.

1.5 Conclusion

Nous avons présenté dans cette étude les modèles microscopiques et macroscopiques du phénomène PLC, ainsi que les résultats expérimentaux de la littérature, relatifs à l'aspect des courbes de traction et aux caractéristiques des bandes PLC. Nous pouvons conclure que le phénomène PLC est très complexe, et qu'il n'existe pas encore de modèle théorique pouvant décrire complètement les manifestations macroscopiques du PLC dans de nombreux alliages et dans différentes conditions d'essai. De même, l'analyse des résultats expérimentaux concernant les bandes PLC fait apparaître des contradictions, et montre également que les études expérimentales restent encore insuffisantes, notamment celles utilisant des essais de traction à vitesse de contrainte constante. En conséquence, le but de ce travail, essentiellement expérimental, est de contribuer à mieux comprendre les différents aspects de l'effet PLC dans des conditions de vitesse de déformation ou de vitesse de contrainte imposées. Nous menons ces essais sur trois alliages aluminium–magnésium pour étudier l'influence de la teneur en magnésium et de l'état microstructural initial sur l'effet PLC. Enfin, nous effectuons une comparaison entre nos résultats expérimentaux et les prévisions de certains modèles théoriques afin de montrer les limites de leur validité. Une telle comparaison est très utile parce qu'elle permet de dégager les insuffisances des modèles, et de contribuer à fournir des éléments de réflexion pour améliorer ces modèles.

9. Acier inoxydable austénitiques : nuance Z3CND 17-12 à azote contrôlé.
10. L'alliage testé est Al-5at%Mg sur machine dure à la température 300K.

Chapitre 2

Techniques expérimentales

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Essai de traction

L'essai le plus couramment utilisé pour décrire le comportement d'un matériau est la traction simple. Cet essai consiste à soumettre une éprouvette cylindrique ou plate de section S uniforme, à une contrainte uniaxiale et à mesurer simultanément la norme F de la force globale appliquée à l'éprouvette et l'allongement $\Delta\ell$. On en déduit une courbe de traction conventionnelle $F = F(\Delta\ell)$, ou une courbe de traction rationnelle $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ où σ est la contrainte vraie définie par :

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (2.1)$$

avec S la section instantanée de l'éprouvette. Compte-tenu de l'incompressibilité du matériau au cours de la déformation plastique ($S\ell = S_0\ell_0$, ℓ_0 étant la longueur initiale de l'éprouvette), et en utilisant la définition de la déformation vraie $\varepsilon = \ln(\ell/\ell_0)$, la contrainte σ peut s'écrire comme suit :

$$\sigma = \frac{F}{S_0} \exp(\varepsilon) \quad (2.2)$$

La contrainte varie généralement de façon monotone et on obtient une courbe de traction régulière (module tangent continu) avec une morphologie parabolique (aspect classique), depuis la limite d'élasticité jusqu'à la rupture.

Dans les matériaux présentant l'effet PLC, la courbe $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ de traction est par contre irrégulière (module tangent discontinu) et dépend des caractéristiques de la machine utilisée. L'allure de la courbe observée est fonction d'une part des conditions d'essai : vitesse de déformation, température, rigidité équivalente (\mathcal{K}_{eq}) de l'ensemble formé du bâti, de la traverse mobile et des lignes d'amarrage; et d'autre part de l'état structural du matériau : concentration en éléments d'alliages, grosseur des grains, traitements thermiques et état de vieillissement au moment de l'essai.

Le passage d'une bande de déformation plastique, parcourant en un temps dt la longueur ℓ du fût de l'éprouvette, s'accompagne d'une déformation $d\varepsilon$ qui provoque un déplacement $\ell d\varepsilon$ de l'extrémité de l'éprouvette liée à la traverse mobile. Comme la traverse mobile de la machine se déplace à vitesse constante (v_T), il en résulte un déplacement $v_T dt$ de celle-ci. La norme F de la force appliquée à l'éprouvette (figure 2.1) durant dt subit une variation

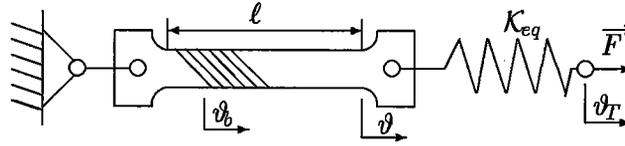


FIGURE 2.1 : Schéma représentatif de la machine de traction avec une éprouvette sujet au phénomène PLC. F : la norme de la force globale appliquée à l'éprouvette ; K_{eq} : rigidité équivalente du bâti, de la traverse mobile et des lignes d'amarrage ; v_T : vitesse de déplacement de la traverse mobile ; v : vitesse d'allongement de l'éprouvette ; v_b : vitesse de propagation de la bande ; l longueur utile de l'éprouvette.

dF donnée par :

$$dF = K_{eq} (v_T dt - l d\varepsilon) = K_{eq} (v_T - l\dot{\varepsilon}) dt \quad (2.3)$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{v_T}{l} - \frac{\dot{F}}{K_{eq} l} \quad (2.4)$$

où $\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation de l'éprouvette lors du passage de la bande. La relation (2.3) permet de différencier les courbes de traction. Selon la valeur prise par K_{eq} très faible (nulle) ou assez grande (infinie), on dit que la machine est souple ou dure respectivement. Le signe de dF dépendra de celui de $(v_T - l\dot{\varepsilon})$ qui peut être négatif (chute brutale de F) ou positif (accroissement de F).

Dans un matériau ne présentant pas l'effet PLC, la déformation est homogène avant striction, et selon le critère de Considère, on a $d\sigma \succ \sigma d\varepsilon$:

$$d\sigma = \frac{dF}{S} + \sigma d\varepsilon \succ 0 \implies dF \succ 0 \implies \dot{\varepsilon} \prec \frac{v_T}{l} \quad (2.5)$$

$\dot{\varepsilon}$ est donc bornée par la vitesse de déformation imposée au cours de l'essai. Comme la longueur l de l'éprouvette augmente avec la déformation d'une manière exponentielle ($l = l_0 e^\varepsilon$), v_T/l diminue en cours d'essai. Dans l'étude actuelle la déformation ne dépasse pas 0.2, et la diminution de la vitesse de déformation imposée sera toujours inférieure à 20% (figure 2.2). Dans un matériau où se produit le phénomène PLC, l'initiation d'une bande de déformation s'accompagne d'une vitesse de déformation de l'éprouvette $\dot{\varepsilon}$ tel que le produit $l\dot{\varepsilon}$ devient supérieur à v_T . La variation de la force est alors négative ($dF \prec 0$). Cette relaxation de la machine se traduit sur les courbes de traction dans le plan (ε, σ) par un aspect inhabituel.

2.1.2 Principe de fonctionnement de la machine de traction

L'installation disponible comporte deux grandes parties : une partie opérationnelle (machine de traction-compression) et une partie commande (informatique).

La machine de traction-compression utilisée est complètement asservie de type électromécanique (de marque Zwick) d'une capacité de 100 kN. Elle comporte un bâti, constitué d'une traverse mobile guidée par deux vis à billes, dont le déplacement est piloté par un moteur pas à pas, et d'une traverse fixe sur laquelle est montée une cellule de force interchangeable

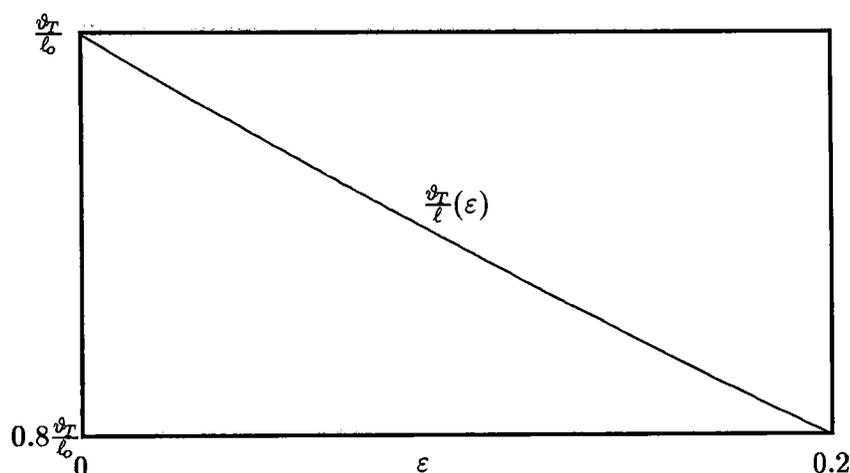


FIGURE 2.2 : Variation de la vitesse de déformation imposée au cours d'une traction à vitesse de traverse v_T constante.

(100 kN, 10 kN), qui mesure la charge globale appliquée à l'éprouvette. La gamme des vitesses de la traverse mobile varie de 0.02 mm.min^{-1} à 500 mm.min^{-1} . La déformation de l'éprouvette est mesurée par un extensomètre mécanique à lames (base $30.11 \pm 10 \text{ mm}$) de sensibilité $1 \mu\text{m}$. Une enceinte thermique amovible à régulation automatique de la température permet d'effectuer des essais entre -60°C et 200°C . L'enceinte est montée sur une charnière pour la dégager dans le cas des essais à l'ambiante. Un thermocouple placé près de l'éprouvette permet de mesurer la température au voisinage immédiat de l'échantillon.

La partie informatique comprend : un micro ordinateur PC équipé d'une carte mère sur laquelle est implanté un microprocesseur 486DX2-66 d'Intel. Il est connecté via les canaux avec une imprimante et une carte d'acquisition IEEE. L'ensemble est doté d'un logiciel prenant en charge l'acquisition de la force, le temps, le déplacement de la traverse mobile, la température et la variation de l'allongement de la partie utile de l'éprouvette au cours de l'essai. Le logiciel contrôle l'évolution de l'essai en temps réel à partir d'une base de données où il faut mentionner la précharge, la section de l'éprouvette et sa forme, le pas de sauvegarde, soit en temps, soit en déformation et/ou en contrainte, la vitesse de la traverse et le nom du fichier d'enregistrement des résultats expérimentaux.

Pour nos essais, nous avons choisi d'effectuer une sauvegarde en fonction de la variation de la contrainte ($\Delta\sigma = 0.3 \text{ MPa}$) et de la déformation ($\Delta\epsilon = 0.01\%$). La sauvegarde en temps n'a pas été choisie à cause des risques de pertes d'informations et pour éviter des fichiers expérimentaux de taille énorme lors des essais aux faibles vitesses. Pour la mise en place de l'éprouvette dans la machine, nous disposons de deux montages, un pour une machine dure et l'autre pour une machine souple.

La conception de chaque montage est faite de telle façon que l'alignement de l'éprouvette dans les mors de la machine soit autoréglable. Une fois l'éprouvette montée, on impose une précharge pour éliminer les jeux préexistants. L'éprouvette est complètement encastrée avec le montage grâce à des petits mors en acier, et à des cales d'une faible conicité qui assurent

un rattrapage des jeux entre le mors et l'étrier. Des précautions sont nécessaires durant la fixation de l'éprouvette dans les petits mors : un étau assure l'alignement des deux mors au cours du serrage. L'ensemble constitué par le montage et l'éprouvette à l'aplomb garde ainsi la même position de réglage au moment du déclenchement d'une instabilité. La fixation de l'extensomètre (figure 2.3) sur le fût de l'éprouvette est réalisée par deux épingles, qui doivent ni glisser au moment de la propagation de la bande, ni trop serrer l'éprouvette pour éviter de créer des zones de concentration de contraintes.

2.1.3 Machine dure

L'étude du comportement d'un matériau consiste à trouver une loi reliant l'évolution de la contrainte σ en fonction de la déformation ε ou inversement. L'une seulement de ces deux grandeurs peut être imposée au matériau au cours de l'essai. La manière la plus simple est d'augmenter σ ou ε linéairement durant l'essai, c'est à dire imposer une vitesse constante de déformation ou de mise en charge. Lorsqu'on opère à vitesse de déformation constante ($\dot{\varepsilon} = \text{cte}$) sur une machine de traction classique, la machine est dite dure.

Le processus de déformation d'un matériau sujet à l'effet PLC sur une machine dure se déroulera de la façon suivante. Au début de l'essai, l'éprouvette, la machine et les lignes d'amarrage se déforment élastiquement. Après un seuil de contrainte, l'éprouvette se plastifie et continue à se déformer, et la machine et les lignes d'amarrage emmagasinent de l'énergie élastique jusqu'à l'initiation de la première bande. Cette énergie stockée sera brutalement libérée lors de l'apparition d'une bande de déformation, inclinée d'un angle compris entre 55° et 60° [54] par rapport à l'axe de traction, qui se propage très rapidement. Cette bande s'initie soit près d'un congé de raccordement, soit à partir d'une zone de concentration de contraintes dans l'éprouvette. Le déclenchement d'une bande est accompagné d'une chute de contrainte. Dès que la propagation de la bande cesse, la machine se recharge par déplacement de la traverse, afin d'atteindre le seuil de contrainte nécessaire pour déclencher une autre bande. Puis à nouveau le processus se poursuit, produisant des décrochements successifs sur la courbe de traction. Plusieurs bandes apparaissent qui, en se propageant, envahissent peu à peu toute l'éprouvette. BAKIR [77] a observé à l'oeil nu ce développement sur la surface d'une éprouvette plate découpée à partir d'une tôle mince d'épaisseur 0.3 mm et recouverte d'un vernis.

Les vitesses imposées pour les essais sur une machine dure (figure 2.4) varient de :

- $69.41 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ à $84.10 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ dans l'alliage 5182 O.
- $91.84 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ à $96.57 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ dans l'alliage 5182 H28.
- $79.81 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ à $64.10 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ dans l'alliage 5754 O.

Les essais sur une machine dure sont difficiles à analyser, car les courbes contrainte-déformation intègrent l'effet de certaines caractéristiques de la machine, comme la non constance de la vitesse de déformation, et la libération brutale de l'énergie élastique stockée au moment de l'initiation d'une bande.

2.1.4 Machine molle

La déformation hétérogène dépend de la rigidité de la machine. On peut imposer une vitesse de mise en charge constante ($\dot{\sigma} = d\sigma/dt$) en utilisant une machine de faible rigidité. Cette

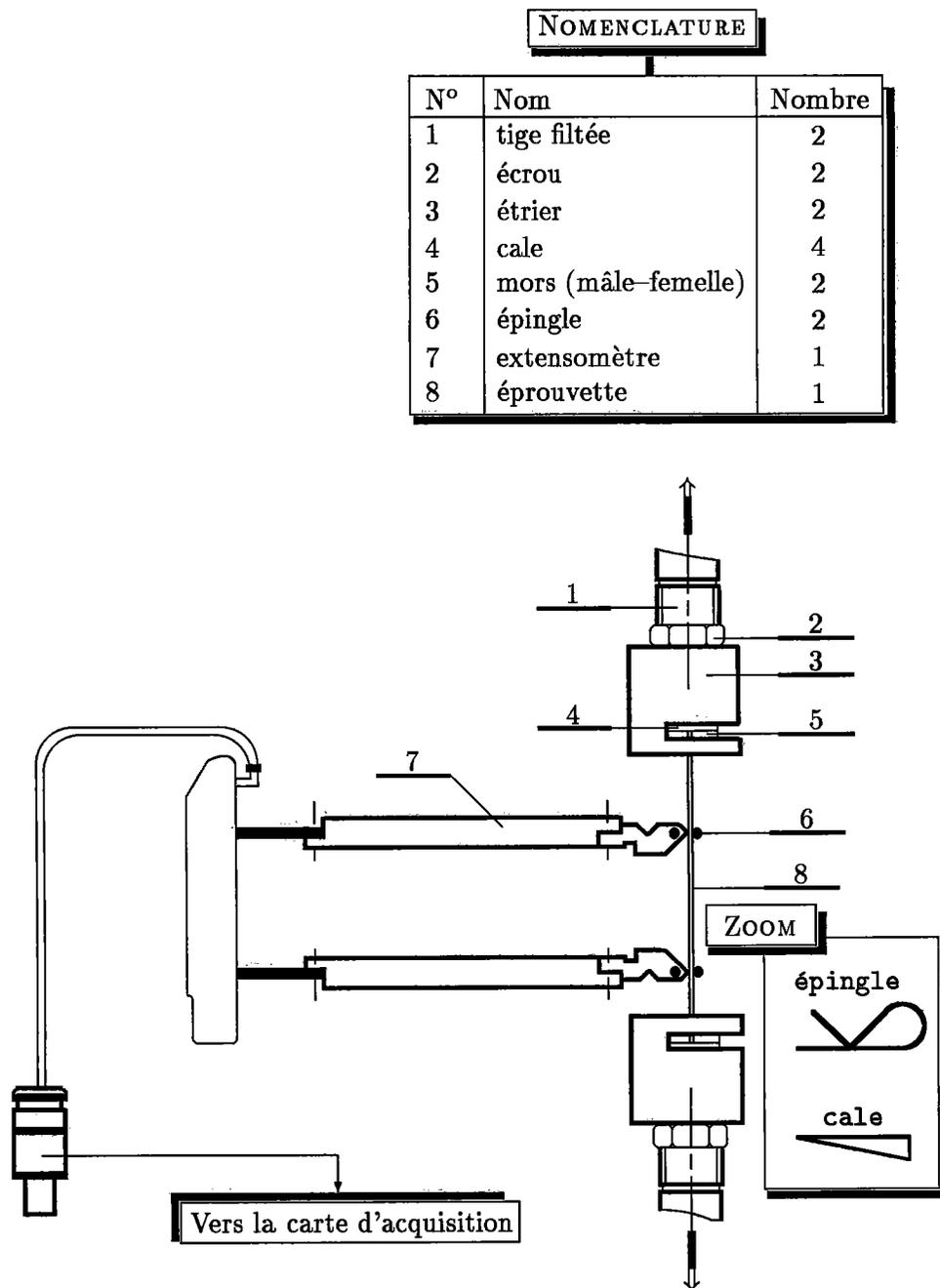
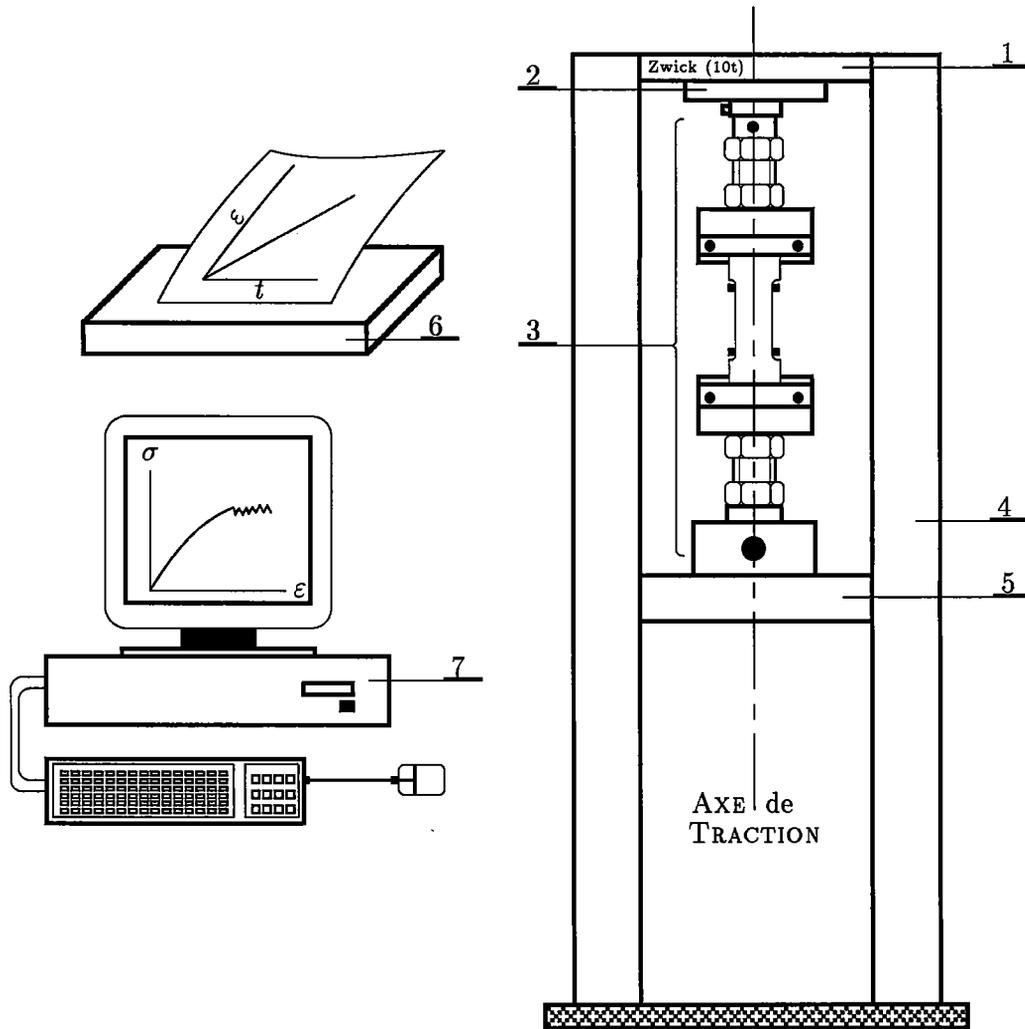


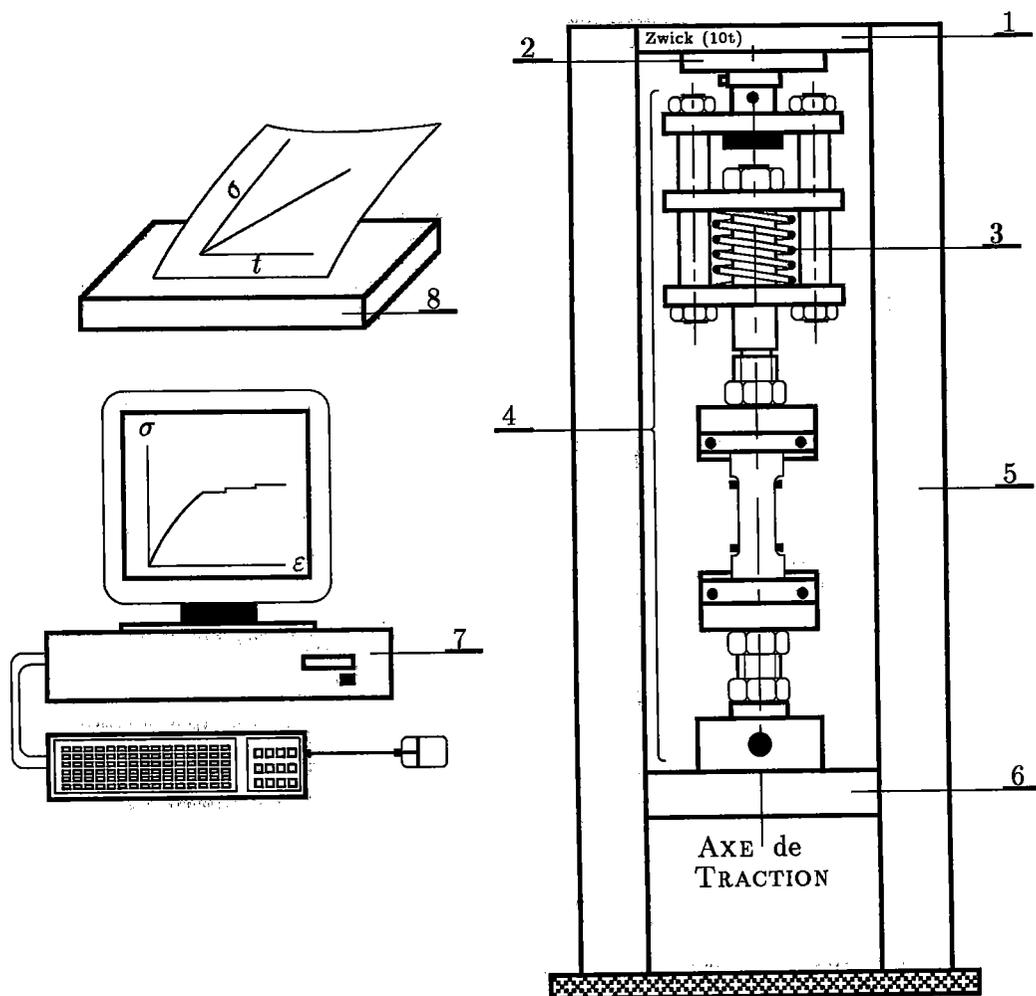
FIGURE 2.3 : *Extensomètre épinglé et montage d'une éprouvette plate de traction sur une ligne d'amarrage.*



NOMENCLATURE

Rep.	Désignation
1	Traverse fixe
2	Cellule de charge
3	Lignes d'amarrage
4	Bâti
5	Traverse mobile
6	Imprimante
7	PC

FIGURE 2.4 : Eprouvette sollicitée en traction sur une machine dure.



NOMENCLATURE

Rep.	Désignation
1	Traverse fixe
2	Cellule de charge
3	Ressort
4	Lignes d'amarrage
5	Bâti
6	Traverse mobile
7	PC
8	Imprimante

FIGURE 2.5 : Eprouvette sollicitée en traction sur une machine molle.

Alliage	Mg	Mn	Fe	Si	Cu	Al
5182 H28	4.8%	0.45%	0.19%	0.12%	0.1%	% restant
5182 O	4.65%	0.37%	0.25%	0.2%	<0.1%	
5754 O	2.85%	0.25%	0.25%	0.2%	<0.1%	

TABLEAU 2.1 : Pourcentages pondérés des trois alliages utilisés (Pechiney).

machine dite souple, peut être réalisée :

- En chargeant l'éprouvette par l'intermédiaire d'un bac alimenté à débit constant par l'eau [62], ou par des billes de faible diamètre [67]. Les courbes obtenues sur ce type de machine peuvent cependant comporter des perturbations provoquées par l'effet d'inertie du système de charge.
- En montant en série un ressort ou un soufflet de faible rigidité entre les mors de la machine et l'éprouvette [77,83]. Le déclenchement d'une bande s'accompagne d'une faible chute de contrainte notamment lors des essais à faible vitesse imposée.
- En opérant sur des machines sophistiquées très coûteuses. L'asservissement de la machine assure la constance de la vitesse de mise en charge, mais le temps de régulation peut perturber l'essai.

Les courbes représentatives de la déformation hétérogène d'un matériau sujet à l'effet PLC, présentent sur machine souple une succession de paliers. Chaque palier est associé à une bande, qui se propage à vitesse constante. La courbe $\sigma-\varepsilon$ traduit l'intégralité du comportement de l'éprouvette, et ignore l'effet de la machine. On trouve peu d'essais effectués sur une machine souple dans la littérature, par rapport aux essais sur une machine dure.

Le montage de traction en machine souple, utilisé pour nos essais, est représenté sur la figure 2.5. Un ressort de faible raideur (20 N.mm^{-1}) est monté en série avec l'éprouvette pour réaliser des essais à vitesses de contrainte $\dot{\sigma}$ quasi constante.

Les vitesses de chargement utilisées varient de :

- $19.45 \times 10^{-4} \text{ MPa.s}^{-1}$ à 29.64 MPa.s^{-1} dans l'alliage 5182 O.
- $59.13 \times 10^{-4} \text{ MPa.s}^{-1}$ à $100.37 \text{ MPa.s}^{-1}$ dans l'alliage 5182 H28.
- $22.75 \times 10^{-4} \text{ MPa.s}^{-1}$ à 41.82 MPa.s^{-1} dans l'alliage 5754 O.

2.2 Présentation des alliages étudiés

Les alliages de cette étude sont fournis par la firme Pechiney. Leur composition chimique est donnée au tableau 2.1. Il s'agit de trois alliages légers commerciaux de la série 5000 (Al-Mg) dans des états restauré ou 100% recristallisé. L'alliage 5182 H28 dans l'état restauré, avec une limite élastique supérieure à 300 MPa, est utilisé pour fabriquer les couvercles des boîtes de boisson. Les deux alliages dans l'état 100% recristallisé ont des limites élastiques de 100 MPa (5754 O) et 150 MPa (5182 O) respectivement, et sont destinés à des applications dans l'industrie automobile. Les tôles des alliages 5182 O et 5754 O sont obtenues par laminage à froid de 3 à 1 mm environ. Le recuit final en four continu de l'alliage 5182 O consiste à

2.3 Préparation des éprouvettes

	Taille finale des grains	Précipités eutectiques		Dispersoïdes	
		diamètre	fraction	diamètre	fraction
5182 O	15–20 μm	5 – 10 μm	0.6% environ	0.2 μm	0.4% environ
5754 O	20–30 μm	5 – 10 μm	0.5% environ	0.2 μm	0.2% environ

TABLEAU 2.2 : Microstructure des alliages (Pechiney).

chauffer le métal à 400°C pendant 2 s environ et le traitement complet dure 30 s environ. Un refroidissement par air forcé est effectué avant le bobinage. Pour l'alliage 5754 O en four continu ou en four batch, le métal est chauffé à 300°C durant 1 h environ et le traitement complet dure 5 h environ. Le refroidissement est effectué après le recuit par air calme. Le tableau 2.2 illustre la microstructure des alliages. Les précipités sont formés à la coulée et fragmentés au laminage : phases Al_6Mn et $\text{Al}_{12}\text{Mn}_4\text{Si}_2$ non stoechiométriques. Il serait plus logique de parler de phases $(\text{Al}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Si})$ de type α et β . Il y a peut être une faible quantité de Mg_2Si , mais non chiffrée. Le Cu est présent comme impureté de recyclage. Il peut éventuellement interagir avec Mg pour donner des dispersoïdes Al_2CuMg (non chiffrée).

2.3 Préparation des éprouvettes

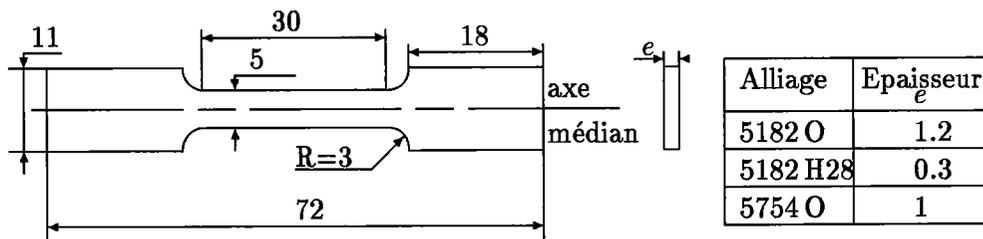


FIGURE 2.6 : Géométrie des éprouvettes plates de traction en tôles d'alliages d'aluminium de la série 5000.

Les éprouvettes utilisées sont prélevées de tôles dans le sens du laminage. Leur forme est représentée sur la figure 2.6. Notons que les éprouvettes possèdent une longueur initiale utile égale à la base de mesure de l'extensomètre, de façon à limiter les zones de concentration des contraintes. Une étude récente [84] a montré que l'utilisation d'un extensomètre de base $30.11 \pm 10 \text{ mm}$ sur une éprouvette de longueur utile 50 mm , pouvait provoquer l'arrêt des bandes et introduire des dents de scie sur la courbe contrainte-déformation.

Les éprouvettes ont été découpées à partir des tôles par une cisaille sous forme d'un parallépipède de longueur 72 mm , de largeur 11 mm , et d'épaisseur 0.3 mm (5182 H28), 1.2 mm (5182 O) et 1 mm (5754 O), puis taillées sur une fraiseuse dans un montage qui assure la symétrie de la partie utile par rapport à l'axe médian (figure 2.6). La partie utile est raccordée par un congé de rayon 3 mm aux têtes de fixation ayant comme longueur 18 mm et largeur 11 mm . Les têtes sont prédéformées dans un étau afin d'éviter un glissement de l'éprouvette dans les mors.

Les éprouvettes ont été utilisées dans leur état initial. Les éprouvettes minces de l'alliage 5182H28, enduites d'un vernis, ont un excellent état de surface. Ces éprouvettes permettent d'observer la localisation des bandes et de se faire une idée de l'importance de la déformation dont elles sont le siège.

2.4 Dépouillement des essais

Les courbes présentent dans le plan (ε, σ) un aspect irrégulier sous forme de marches ou de décrochements. Cet écoulement hétérogène est précédé d'une déformation, appelée déformation critique ε_c pour l'apparition du PLC (figure 2.7). On peut définir une courbe d'écrouissage supérieure Σ_s comme indiqué sur la figure 2.8, en joignant les points de contrainte maxi de chaque marche (machine souple) ou de chaque dent de scie (machine dure).

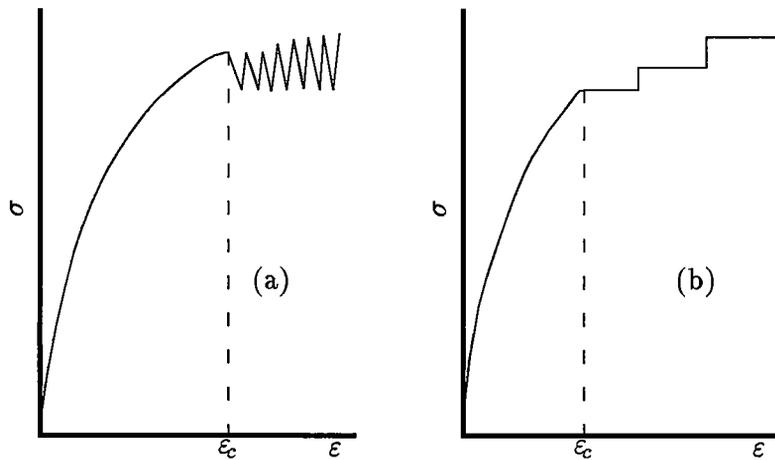


FIGURE 2.7 : Déformation critique d'apparition de la première bande PLC: a- machine dure, et b- machine souple.

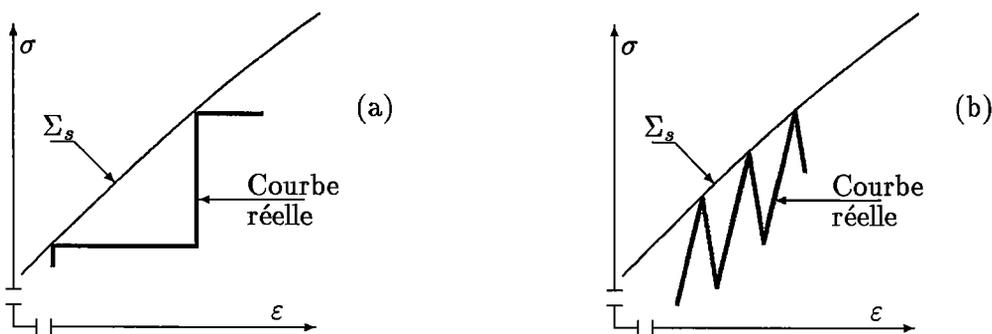


FIGURE 2.8 : Courbe d'écrouissage supérieure Σ_s d'un matériau sujet du PLC: a- machine souple, et b- machine dure.

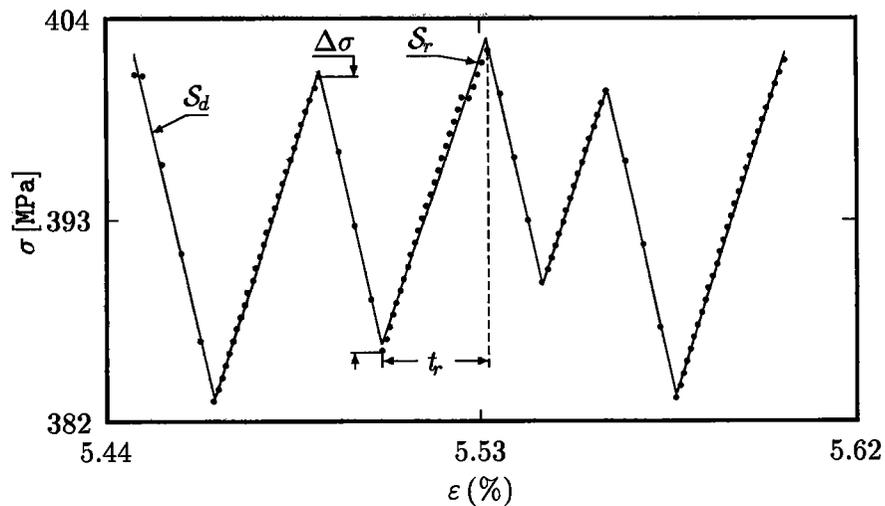


FIGURE 2.9 : Comportement d'une éprouvette tractionnée sur machine dure dans des conditions de l'essai.

2.4.1 Définition des paramètres exploités lors des essais sur une machine dure

La courbe de traction sur une machine dure d'un matériau où se produit l'effet PLC, présente une succession de dents de scie d'une hauteur variable durant l'essai, qui correspondent à des chutes de contraintes $\Delta\sigma$ lors de l'initiation des bandes. Une fois la propagation de la bande achevée, la machine se recharge progressivement, pour déclencher une autre bande après un temps de rechargement t_r . Le déchargement et le rechargement de la machine suivent un régime quasi linéaire avec des pentes notées S_d et S_r respectivement (figure 2.9). Les pentes sont déterminées par lissage, en utilisant la méthode des moindres carrés.

2.4.2 Caractéristiques des bandes de déformation sur une machine molle

La morphologie des courbes de traction sur machine souple d'un matériau présentant l'effet PLC, est constituée par une série de paliers. Chaque palier résulte de la propagation d'une bande à vitesse constante ϑ_b . Cette vitesse est évaluée par détermination de la pente, au sens des moindres carrés de la partie quasi linéaire de la déformation au cours du temps $\varepsilon = \varepsilon(t)$, lors du passage d'une bande PLC (figure 2.10). La déformation accumulée par l'éprouvette, durant le passage d'une bande est appelée déformation contenue dans la bande ε_b . Elle représente l'écart de déformation de l'éprouvette entre la fin et le début de la propagation d'une bande PLC. L'éprouvette se déforme avec une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_b$ pendant le développement de l'instabilité PLC (figure 2.10). Quant à la largeur de bande l_b , elle est déterminée à partir de ϑ_b à l'aide de la relation suivante :

$$l_b = \frac{\vartheta_b}{2} [(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)]$$

Le repérage des temps t_1 , t_2 , t_3 et t_4 lors du passage d'une bande est indiqué schématiquement sur la figure 2.11.

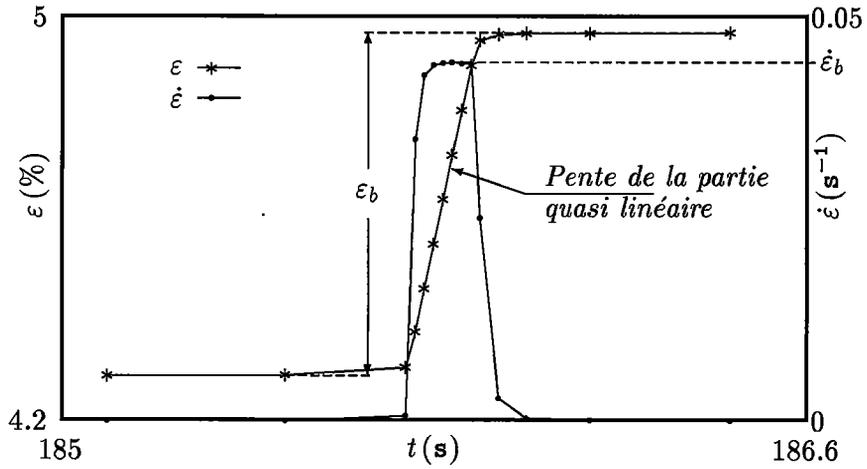


FIGURE 2.10 : L'allure de la déformation enregistrée par l'extensomètre lors du passage d'une bande.

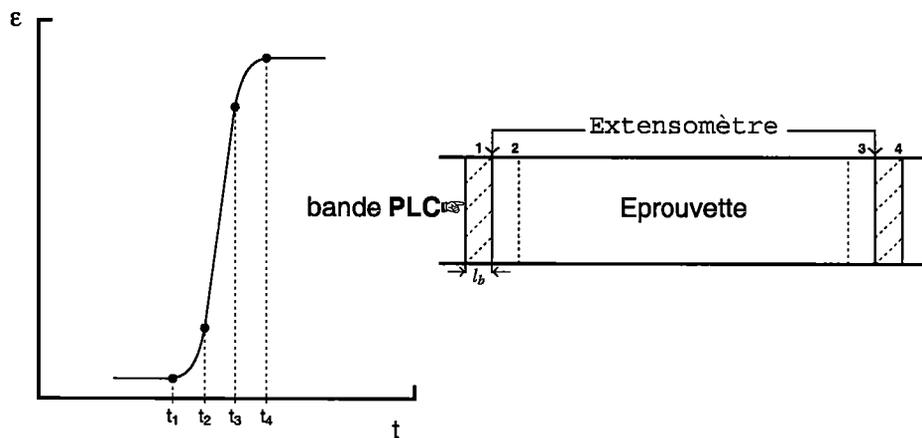


FIGURE 2.11 : Schéma illustrant la méthode de mesure de la largeur de bande l_b .

Chapitre 3

Résultats expérimentaux sur machine dure

3.1 Essais de traction sur trois alliages d'aluminium à la température ambiante

Des essais de traction préliminaires ont permis de délimiter, pour chaque alliage, l'intervalle de vitesses de déformation dans lequel l'effet PLC apparaît à la température ambiante (voir tableau 3.1). Cependant, il faut préciser que la vitesse minimale correspond à la plus faible vitesse possible sur la machine de traction utilisée, et non pas à la limite inférieure du domaine d'existence de l'effet PLC.

	Vitesse de déformation imposée (s^{-1})	
	minimale	maximale
5182 O	6.94×10^{-6}	8.41×10^{-2}
5182 H28	9.18×10^{-6}	9.66×10^{-2}
5754 O	7.98×10^{-6}	6.41×10^{-2}

TABLEAU 3.1 : Intervalles de vitesses de déformation étudiés lors des essais de traction.

3.1.1 Alliage 5182 O

L'analyse des courbes $\sigma - \varepsilon$ de l'alliage 5182 O montre qu'à partir de $\dot{\varepsilon} = 8.23 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ apparaît en général un petit palier contenant de faibles décrochements, juste après la limite élastique (figure 3.1). Aux faibles vitesses de déformation, ce palier est suivi d'une phase importante de déformation homogène, et l'apparition des décrochements liés à l'effet PLC nécessite des valeurs élevées de la déformation critique ε_c . L'amplitude de ces décrochements est quasi-constante, et leur fréquence croît dans un rapport 1 à 4 quand la vitesse de déformation augmente de $6.94 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ à $2.73 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Pour certaines vitesses de déformation, les courbes contrainte-déformation présentent deux ou plusieurs domaines distincts d'existence de l'effet PLC (figure¹ 3.2). Cette observation expérimentale est en bon accord avec les résultats expérimentaux de RÄUCHLE [85] sur l'alliage Cu-3.3%at.Sn, et avec les prévisions du modèle proposé par KUBIN et ESTRIN [15]. L'amplitude et le nombre de décro-

1. Chaque courbe n est décalée de $40(n-1)$ MPa par rapport à 1 avec $n > 1$ pour les chapitres 3 et 4.

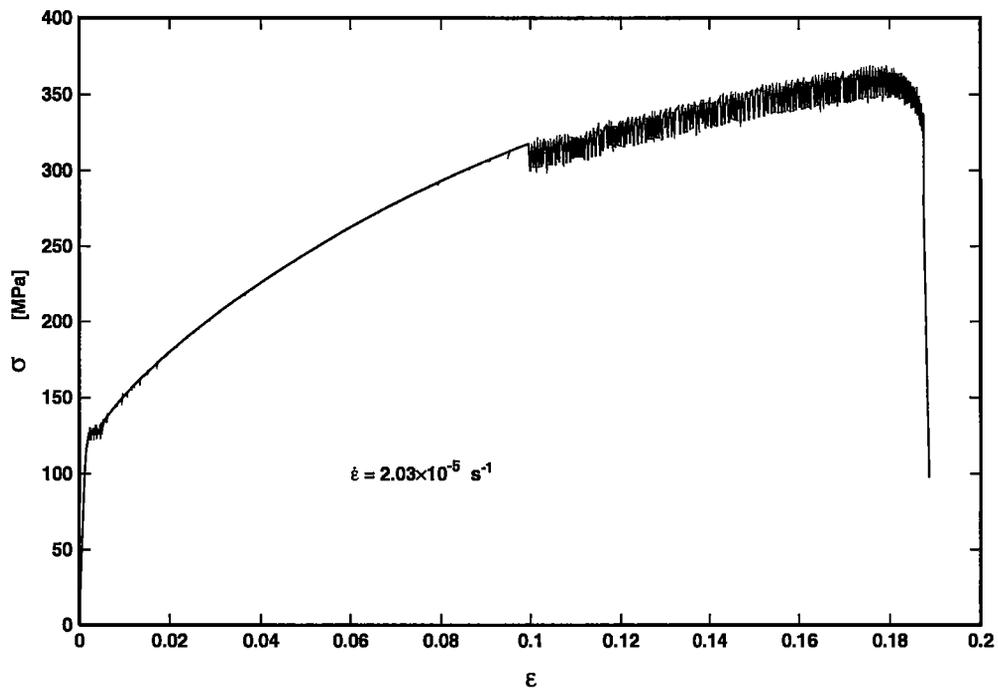


FIGURE 3.1 : Courbe de traction de l'alliage 5182 O, présentant un palier avec de faibles décrochements, juste après la limite élastique.

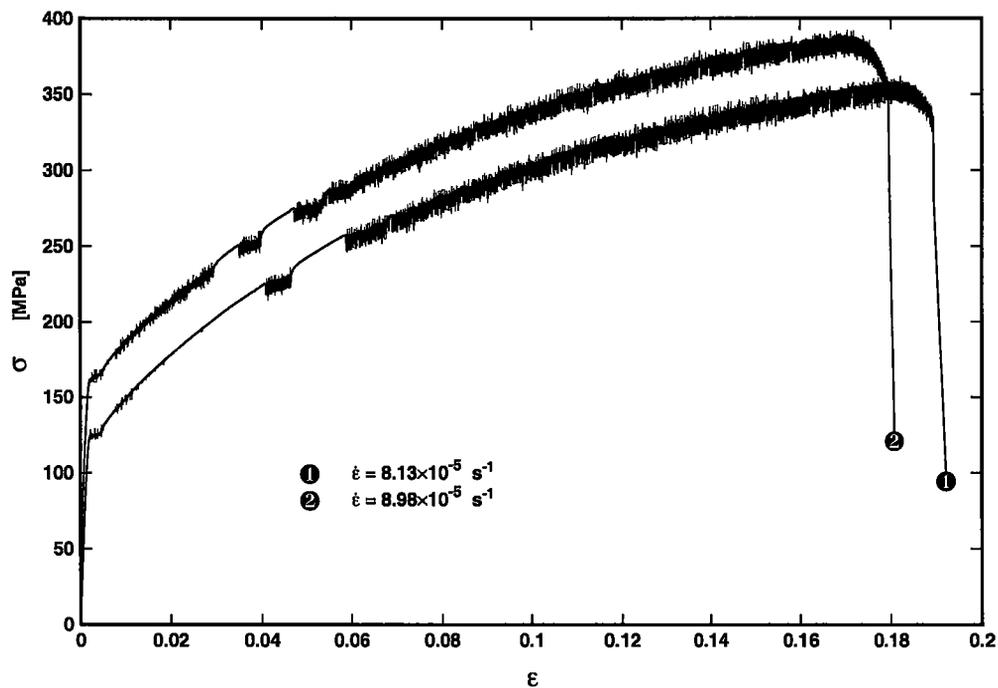


FIGURE 3.2 : Courbes¹ contrainte-déformation de l'alliage 5182 O, montrant l'existence de plusieurs intervalles distincts d'apparition de l'effet PLC.

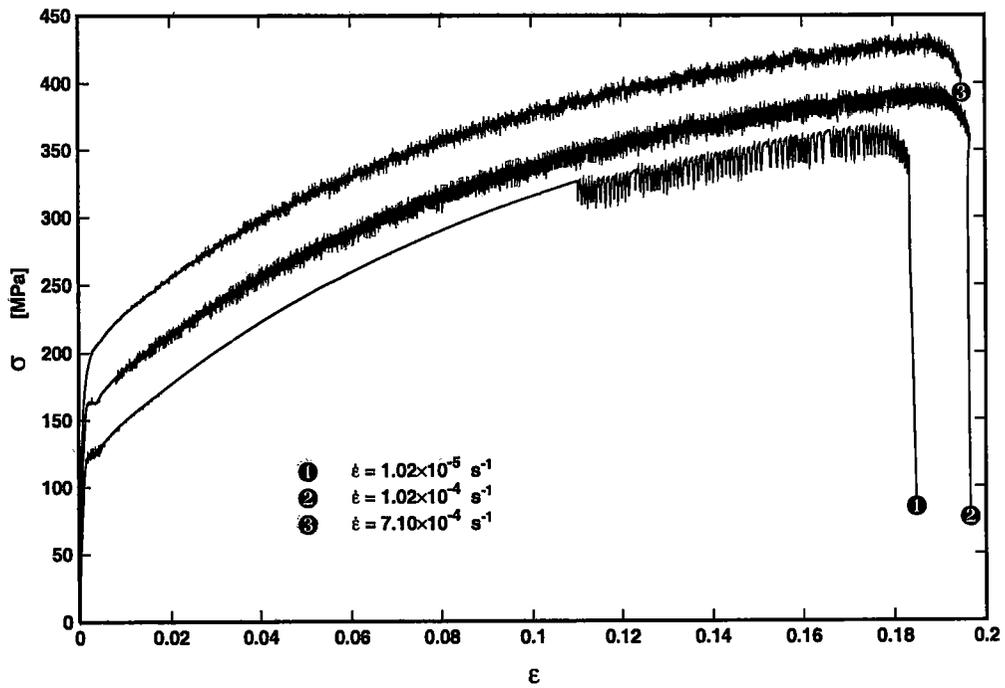


FIGURE 3.3 : Courbes¹ contrainte-déformation montrant l'évolution de l'amplitude et du nombre de décrochements en fonction de la vitesse de déformation pour l'alliage 5182 O.

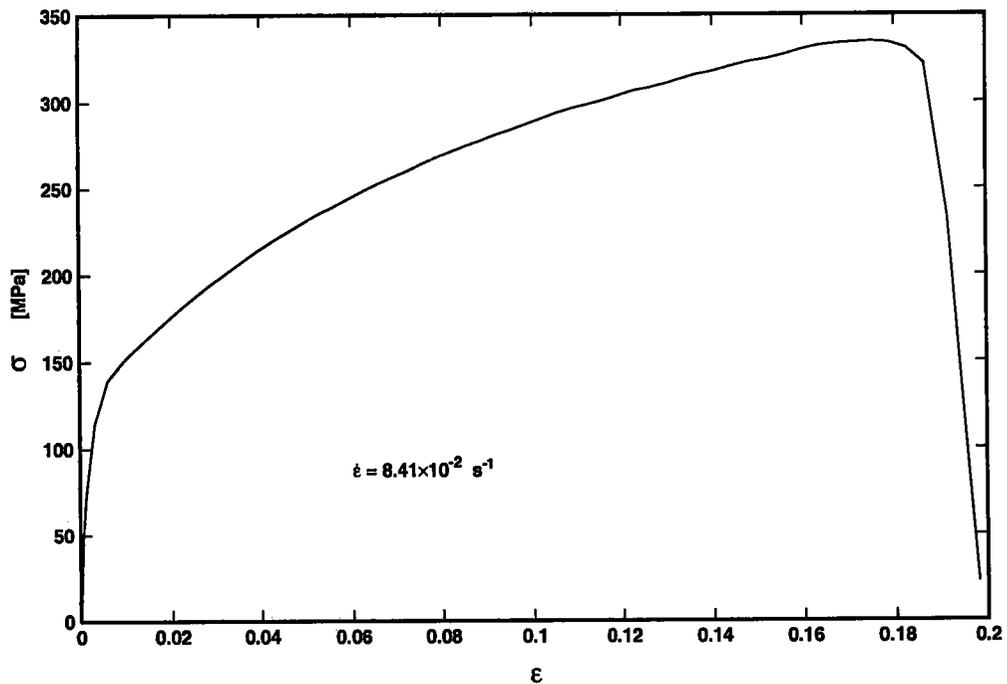


FIGURE 3.4 : Courbe de traction de l'alliage 5182 O où l'effet PLC a complètement disparu.

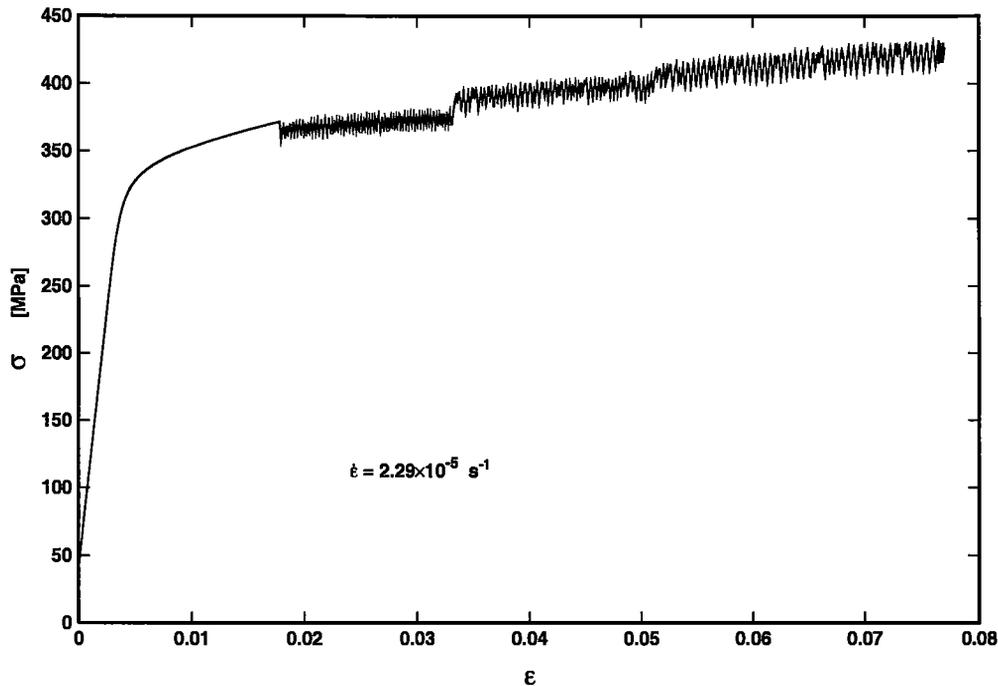


FIGURE 3.5 : Courbe de traction de l'alliage 5182 H28 illustrant la présence de paliers successifs contenant des décrochements.

chements évoluent beaucoup en fonction de la vitesse de déformation. Aux faibles vitesses, les décrochements sont espacés et ont une forte amplitude ; alors qu'aux vitesses élevées, les décrochements deviennent de plus en plus nombreux et leur amplitude tend à diminuer (figure 3.3). Au voisinage de $\dot{\epsilon} = 8.41 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, on observe la disparition des instabilités de la déformation liées à l'effet PLC, et la courbe contrainte-déformation devient pratiquement lisse (figure 3.4).

3.1.2 Alliage 5182 H28

Les courbes contrainte-déformation de l'alliage 5182 H28 se présentent sous forme de paliers successifs contenant les décrochements relatifs au phénomène PLC (figure 3.5). Ces paliers ont été également observés par WIJLER et al. [49] sur des alliages Au-14at.%Cu, par KORBEL et DYBIEC [86] sur des alliages Al-5%Mg-0.8%Mn laminés et par CHIHAB [83] sur des éprouvettes non recuites en alliage aluminium-magnésium. Aux premiers stades de la déformation, la première génération de bandes PLC qui apparaissent, se propage dans un matériau où l'érouissage est relativement faible, alors que les générations suivantes de bandes évoluent dans un matériau de plus en plus éroui, ce qui explique la présence de paliers successifs sur les courbes contrainte-déformation de l'alliage 5182 H28. Dans la gamme des vitesses étudiées (tableau 3.1), l'amorçage de la première bande PLC est bien prononcé dans l'alliage 5182 H28 par rapport aux deux autres alliages, et la détermination des déformations critiques (peut se faire sans) aucune ambiguïté. On observe que la longueur du premier palier de décrochements augmente régulièrement avec l'accroissement de la déformation critique d'apparition de l'effet PLC. A partir de $\dot{\epsilon} = 4.68 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, les décrochements deviennent de moins en moins nombreux et leur amplitude tend à s'annuler, alors que le coefficient de consolidation instantané $d\sigma/d\epsilon$ a tendance à augmenter (figure 3.6). De même, l'aspect des

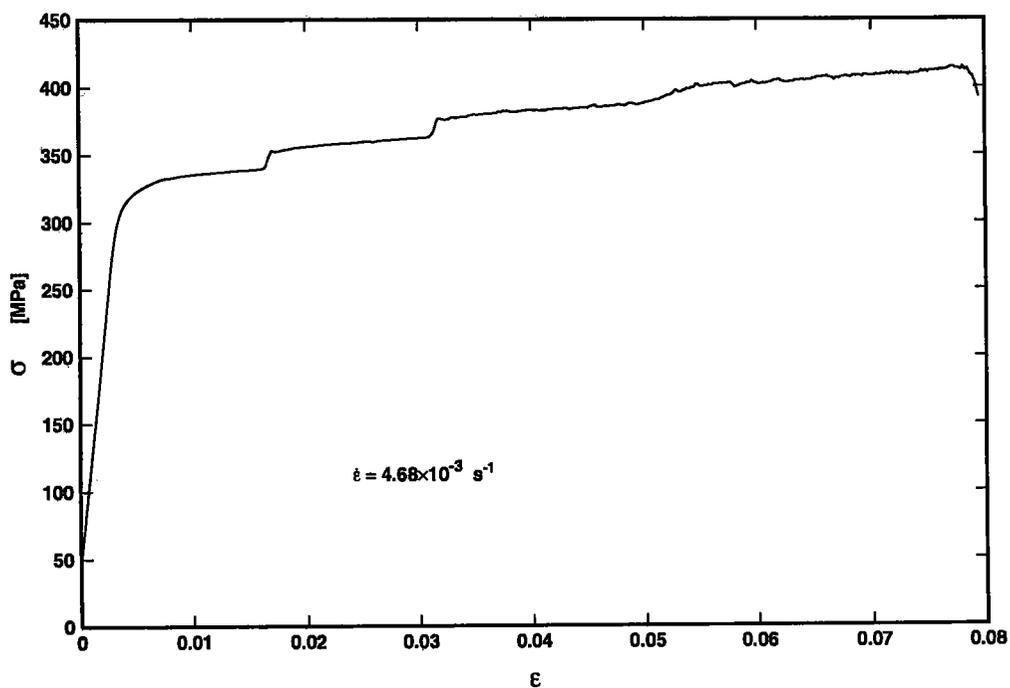


FIGURE 3.6 : Courbe de traction de l'alliage 5182 H28 où l'effet PLC commence à disparaître et le coefficient de consolidation $d\sigma/d\epsilon$ tend à augmenter.

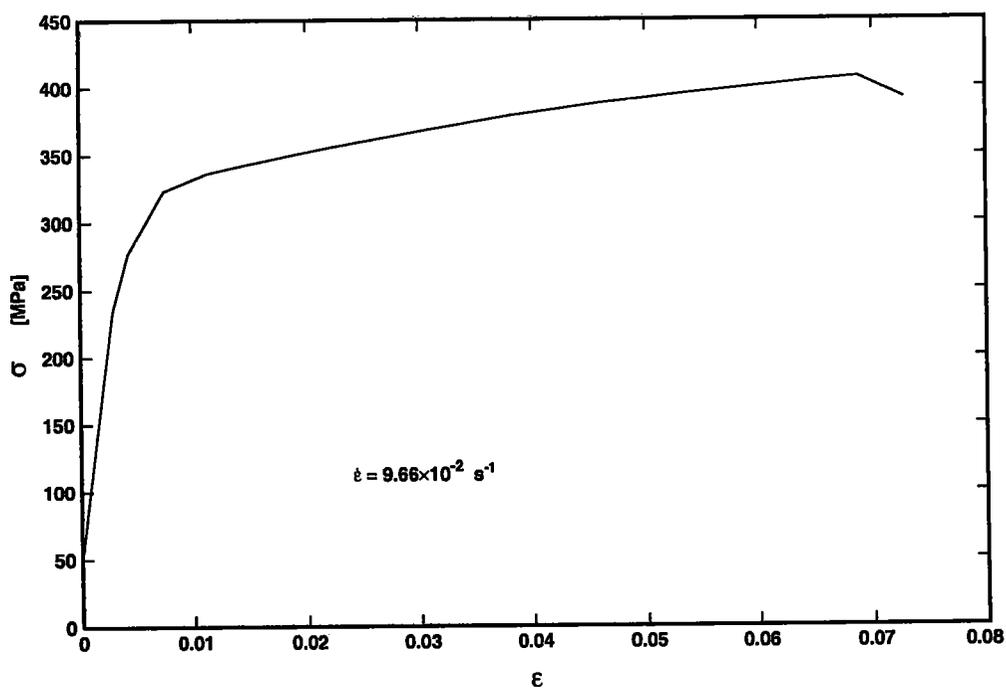


FIGURE 3.7 : Courbe de traction de l'alliage 5182 H28 ne présentant plus de paliers et de décrochements PLC.



FIGURE 3.8 : Aspect des bandes PLC dans l'alliage 5182 H28.

courbes de traction sous forme de paliers change progressivement pour laisser la place à des courbes de forme régulière avec un aspect parabolique (figure 3.7).

L'enduction des éprouvettes minces (0.3 mm d'épaisseur) avec un vernis a permis de localiser les bandes PLC et suivre leur propagation le long de l'éprouvette. En effet, l'éprouvette soumise à l'effort de traction se déforme et entraîne avec elle la déformation de la couche de vernis. La variation de teinte et de relief qui accompagne le front de la bande permet donc de localiser celle-ci et suivre son mouvement. Une émission acoustique accompagne également l'amorçage d'une bande. Aux faibles vitesses de déformation, nous avons observé que le passage d'un palier de la courbe de traction à l'autre se fait après envahissement de toute la partie utile de l'éprouvette par des bandes PLC.

Les bandes PLC ont une forme oblique délimitée en général par deux fronts rectilignes nets. La finesse et la netteté des bandes dans les éprouvettes de l'alliage 5182 H28 ont permis de mesurer l'angle qu'elles font avec la direction de traction. Cet angle est en général de l'ordre de 65° (figure 3.8). Cette valeur est similaire à celle trouvée par BAKIR [77] pour d'autres types d'alliages aluminium-magnésium. Par contre, les mesures de CHIHAB [83] ont montré que l'angle des bandes dépend de la direction de prélèvement des éprouvettes dans la tôle ; cet angle est de 61° pour des éprouvettes découpées dans le sens du laminage, et de 52° pour celles prélevées perpendiculairement ou à 45° par rapport à l'axe du laminage. Les bandes laissent des marques sur le fût de l'éprouvette, correspondant au gradient de déformation à l'intérieur de chacune des bandes (figure 3.8). Pour chaque palier de la courbe de traction, le nombre de décrochements est identique au nombre de bandes observées. L'envahissement de la partie utile de l'éprouvette, par des bandes PLC juxtaposées les unes aux autres, se fait progressivement le long du palier selon le mécanisme suivant :

- Germination de la première bande près d'un congé de l'éprouvette. Une marque nette reste même après la propagation de cette bande le long de l'éprouvette.
- Germination de la deuxième bande près du front-avant de la précédente. La marque laissée est juxtaposée à celle de la première bande. Ainsi, on obtient à la fin du palier un réseau de bandes pratiquement collées les unes aux autres tout le long de l'éprouvette (figure 3.8).

Lorsque les bandes PLC sont assez larges, on peut vérifier facilement qu'elles concernent toute l'épaisseur de l'éprouvette, et ne correspondent pas à un phénomène uniquement superficiel se développant d'un seul côté.

3.1.3 Alliage 5754 O

Pour des vitesses de déformation inférieures à $\dot{\epsilon} = 1.69 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, la courbe contrainte-déformation présente trois domaines (figure 3.9). Le premier apparaît juste après la limite élastique, et consiste en des décrochements très rapprochés et de faible amplitude. Le deuxième contient des décrochements plus espacés. Enfin, le troisième s'étend sur un large intervalle de déformation et comprend une forte densité de décrochements de grande amplitude

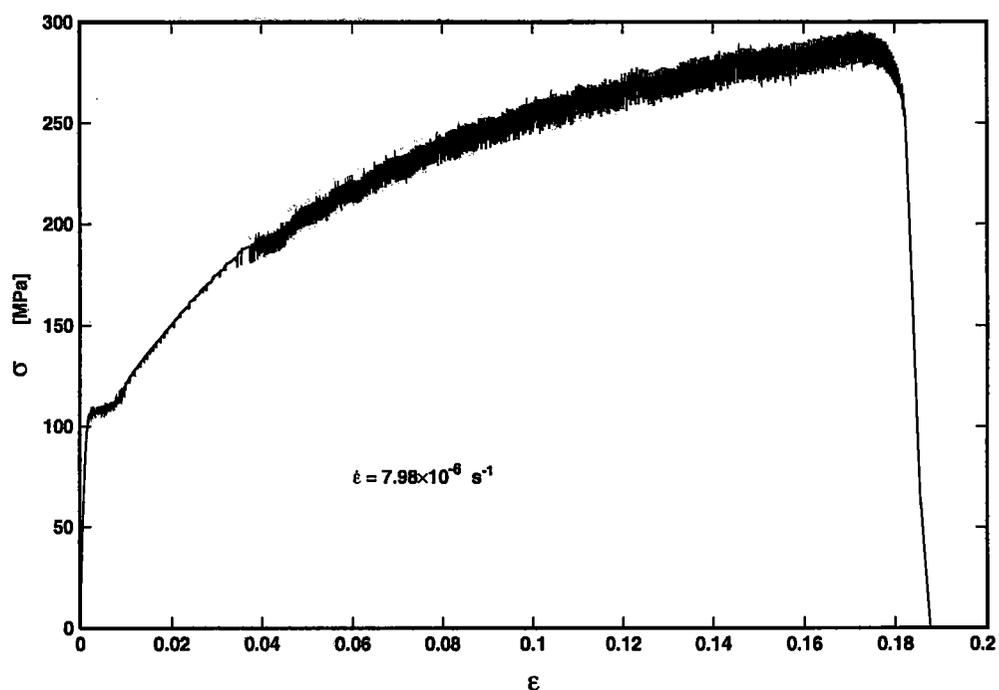


FIGURE 3.9 : Courbe de traction de l'alliage 5754 O présentant trois domaines. Chacun de ces domaines correspond à un type de décrochements.

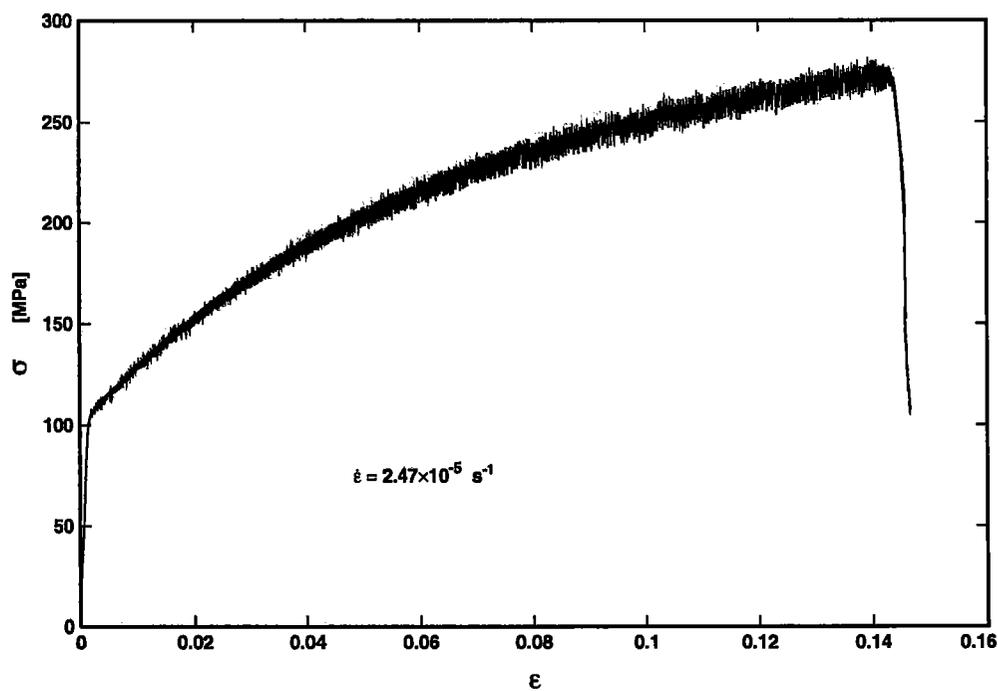


FIGURE 3.10 : Courbe de traction de l'alliage 5754 O présentant un seul type de décrochements.

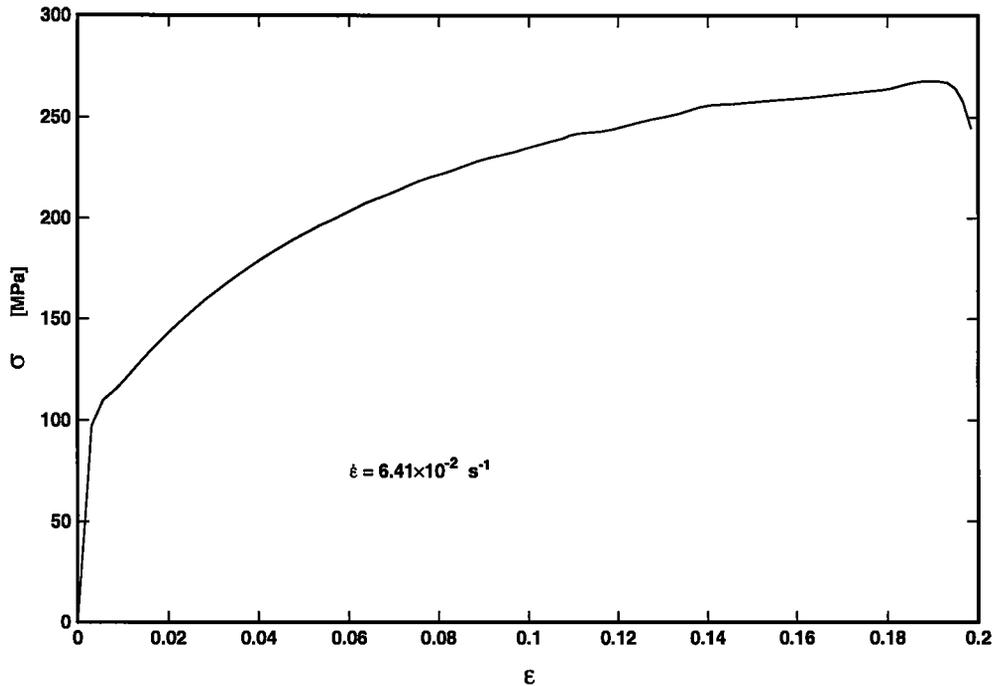


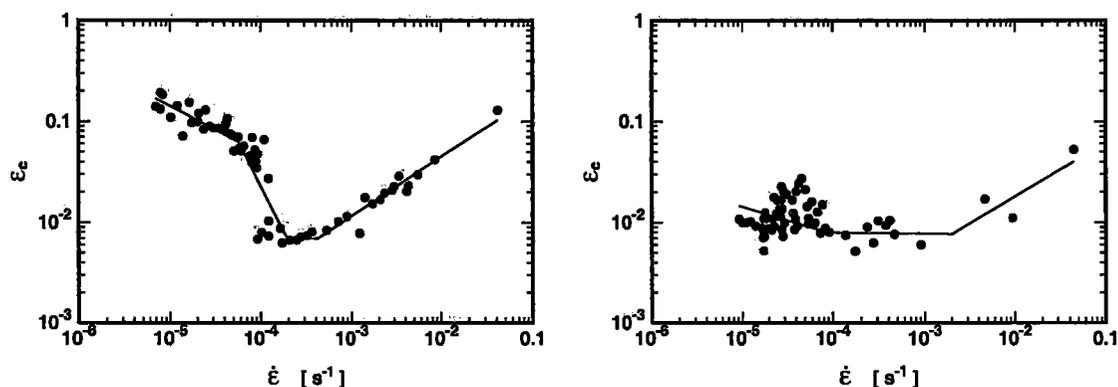
FIGURE 3.11 : Courbe contrainte-déformation de l'alliage 5754 O montrant la disparition de l'effet PLC.

augmentant avec la déformation. A partir de $\dot{\epsilon} = 1.69 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, seul un domaine présentant des décrochements dont l'amplitude augmente avec l'écroutissage apparaît sur la courbe de traction (figure 3.10). L'effet PLC disparaît pratiquement au-delà de $\dot{\epsilon} = 4.32 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (figure 3.11).

3.2 Déformation critique à la température ambiante

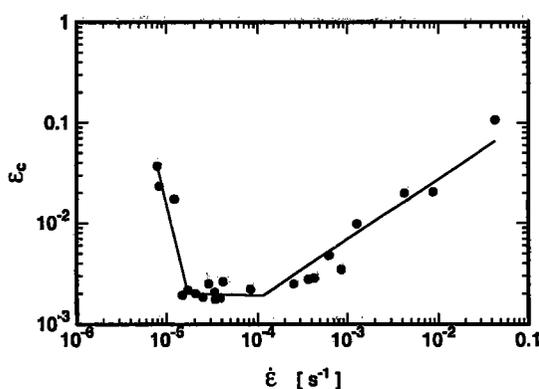
A une température donnée, le phénomène PLC existe dans un intervalle de vitesses de déformation $[\dot{\epsilon}_a, \dot{\epsilon}_d]$, $\dot{\epsilon}_a$ et $\dot{\epsilon}_d$ étant respectivement les vitesses d'apparition et de disparition du PLC. Dans la gamme des vitesses étudiées à la température ambiante, nous n'avons pas pu déterminer $\dot{\epsilon}_a$ car l'effet PLC s'étend sur un domaine très large et son étude nécessite des vitesses trop faibles, en deçà des capacités de la machine de traction utilisée.

En général, les décrochements observés sur les courbes contrainte-déformation sont attribués à un vieillissement en cours de déformation provoqué par une diffusion des atomes de soluté vers les dislocations et par un blocage de ces dernières. Dans un grand nombre d'alliages, les premiers décrochements apparaissent sur les courbes contrainte-déformation à partir d'une déformation critique ϵ_c , qui dépend de plusieurs facteurs tels que la température, la vitesse de déformation, la taille des grains, la concentration en soluté, etc... Le modèle de COTTRELL [52] explique ce retard dans le vieillissement en cours de déformation par une concentration insuffisante de lacunes nécessaires à la diffusion des atomes de soluté vers les dislocations. La plupart des modèles de l'effet PLC [5, 8, 9, 87, 88] prévoient une augmentation de ϵ_c quand la vitesse de déformation croît ou la température décroît ; ce comportement, dit normal, est observé dans les solutions solides diluées. Cependant, dans les solutions solides concentrées, il existe souvent une gamme de température et de vitesse



(a) Alliage 5182 O.

(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 3.12 : Variations de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation pour les trois alliages.

de déformation dans laquelle un comportement inverse de ϵ_c est observé [68, 74, 89–95]: ϵ_c diminue quand la vitesse de déformation croît ou la température augmente. La variation de ϵ_c , en fonction de la vitesse ou de la température, présente donc en général la forme d'un U. L'apparition de ces deux comportements de ϵ_c est prévue par un modèle théorique proposé par KUBIN et ESTRIN [15]. Dans ce modèle, la première déformation critique pour l'initiation des décrochements présente un comportement normal, tandis que la deuxième déformation critique pour la réapparition du PLC montre un comportement inverse.

La figure 3.12 représente les variations de ϵ_c en fonction de la vitesse de déformation à la température ambiante pour les trois alliages étudiés. On observe, conformément, à d'autres résultats concernant les alliages Al–Mg [77, 92, 95, 96], trois domaines de variations de ϵ_c (tableau 3.2). Le domaine II représente une zone intermédiaire entre les deux domaines principaux I (branche descendante, comportement inverse) et III (branche montante, comportement normal). L'effet de la vitesse sur ϵ_c est quasiment nul dans le domaine II. Ce dernier est très étroit en vitesses pour l'alliage 5182 O, alors qu'il est assez large pour les alliages 5182 H28 et 5754 O. Le domaine I est caractérisé par une pente n négative dans une représentation logarithmique $\log \epsilon_c \propto n \log \dot{\epsilon}$, tandis que n est positive dans le domaine

	Domaine I	Domaine II	Domaine III
5182 O	$\dot{\epsilon} < 1.90 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$1.90 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 4.16 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 4.16 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
5182 H28	$\dot{\epsilon} < 8.90 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$8.90 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 2.02 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 2.02 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
5754 O	$\dot{\epsilon} < 1.70 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$1.70 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 1.15 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 1.15 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

TABLEAU 3.2 : Vitesses limites des trois domaines de variation de ϵ_c en fonction de $\dot{\epsilon}$ pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O.

	5182 O		5182 H28	5754 O
	n			
Domaine I	-0.47	-1.80	-0.27	-3.86
Domaine II	$\simeq 0$			
Domaine III	0.59		0.53	0.60

TABLEAU 3.3 : Valeurs de la pente n caractéristique de l'évolution de $\log \epsilon_c$ en fonction de $\log \dot{\epsilon}$ pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O.

III (tableau 3.3). L'évolution de ϵ_c dans le domaine I a été interprétée par l'influence des lacunes d'origine thermique [97] ou de la précipitation [98]. Le comportement inverse apparaît clairement dans les alliages 5182 O et 5754 O, alors qu'il est beaucoup moins marqué dans l'alliage 5182 H28 à cause des faibles valeurs et de la forte dispersion de la déformation critique. La pente moyenne n des trois alliages dans le domaine III est de l'ordre de 0.573. Cette valeur est en bon accord avec les résultats expérimentaux de la littérature, obtenus pour des alliages d'aluminium (tableau 3.4).

Alliage	n	Réf.
Al-Mg	0.588MAC EWEN et RAMASWAMI [11]
Al-0.55at%Mg	0.592MIURA et YAMAUCHI [99]
Al-Mg-Si	0.625MCCORMICK [74]
Al-Mg-Si	0.625RILEY et MCCORMICK [100]
Al-Li	0.625ILIĆ et al. [101]

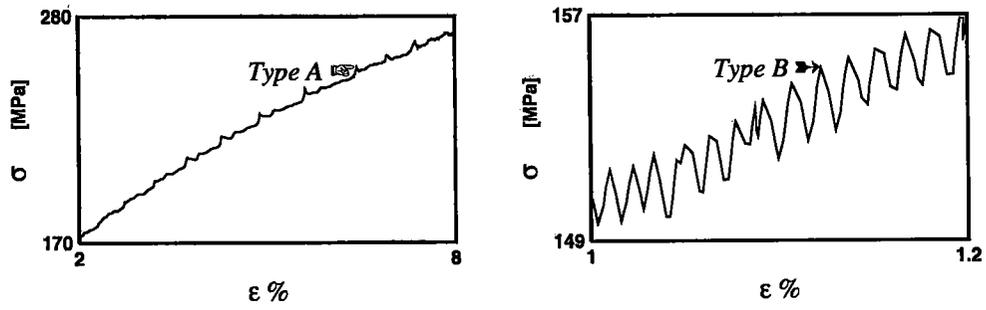
TABLEAU 3.4 : Valeurs expérimentales de la pente n données par différents travaux de la littérature.

3.3 Etude des décrochements

3.3.1 Types de décrochements

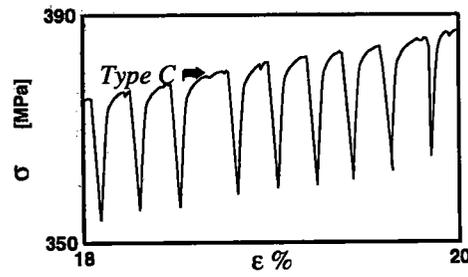
Trois types de décrochements liés à l'effet PLC sont observés sur les courbes contrainte-déformation obtenues sur une machine dure (figure 3.13):

- Les décrochements de type A sont espacés et situés au-dessus de la courbe d'écrouissage normale. Une déformation critique ϵ_c est nécessaire à l'amorçage du premier décrochement. Le type A apparaît aux vitesses de déformation élevées.



(a) Alliage 5182 O à $\dot{\epsilon} = 2.84 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

(b) Alliage 5182 H28 à $\dot{\epsilon} = 7.91 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.



(c) Alliage 5754 O à $\dot{\epsilon} = 7.84 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

FIGURE 3.13 : Type de décrochements PLC obtenus sur une machine dure.

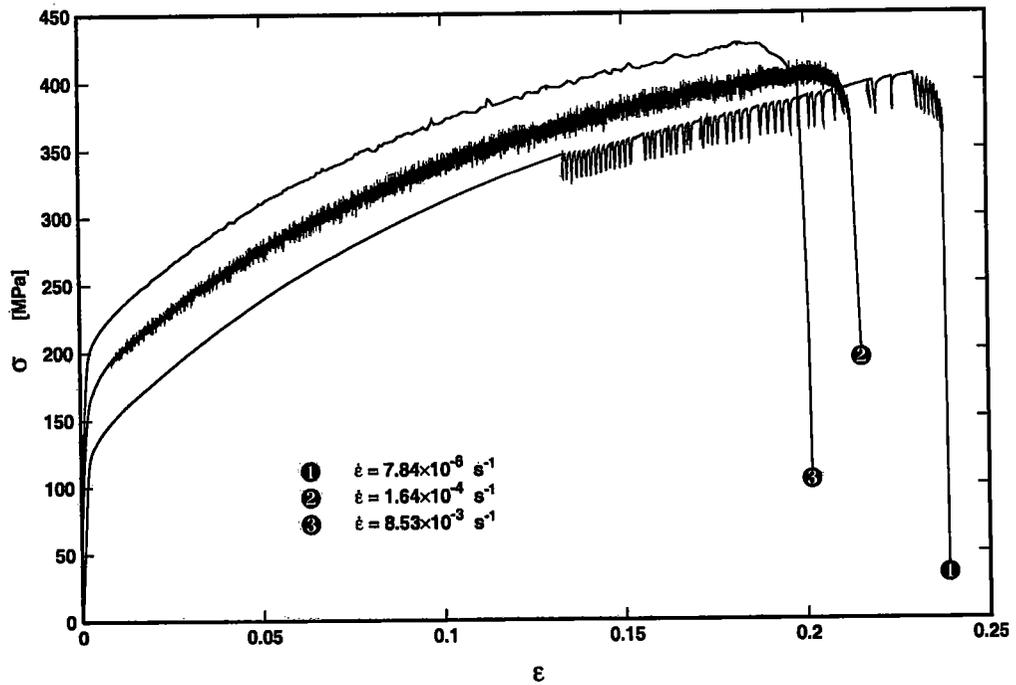


FIGURE 3.14 : Types de décrochements¹ observés dans l'alliage 5182 O en fonction de la vitesse de déformation.

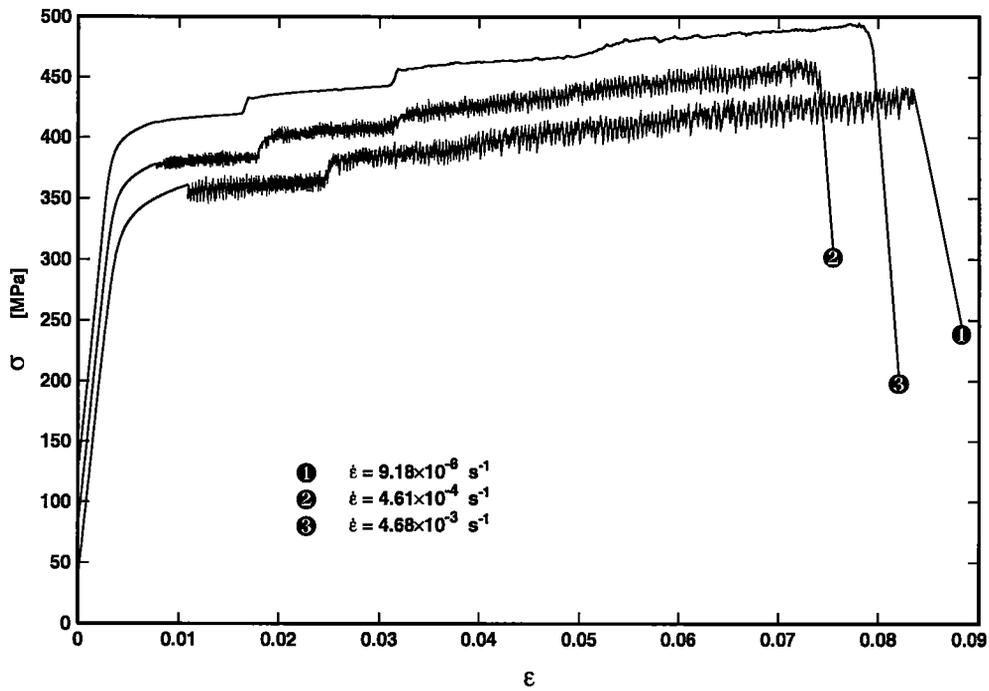


FIGURE 3.15 : Types de décrochements¹ PLC dans l'alliage 5182 H28 pour différentes vitesses de déformation.

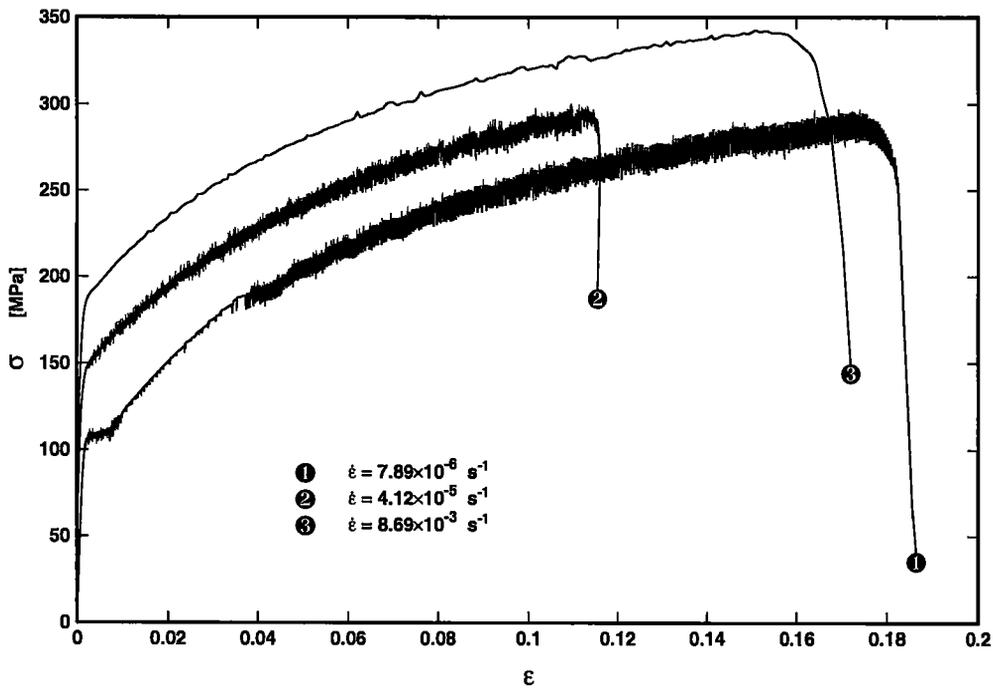


FIGURE 3.16 : Evolution du type de décrochements¹ PLC en fonction de la vitesse de déformation pour l'alliage 5754 O.

- Les décrochements de type B sont très rapprochés et réguliers. Ils sont observés aux vitesses intermédiaires et sont caractérisés par des variations de la contrainte situées de part et d'autre de la courbe d'écrouissage normale. Ces décrochements peuvent apparaître dès le franchissement de la limite élastique.
- Les décrochements de type C sont en général parfaitement réguliers et se situent en dessous de la courbe d'écrouissage normale. Le type C correspond aux faibles vitesses de déformation et apparaît le plus souvent après une déformation d'incubation relativement importante.

Les figures 3.14, 3.15 et 3.16 illustrent l'évolution du type de décrochements PLC en fonction de la vitesse de déformation pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O respectivement. Afin d'éviter l'enchevêtrement des courbes $\sigma - \varepsilon$, on a décalé celles-ci de 40 MPa les unes par rapport aux autres. On observe parfois, sur une même courbe $\sigma - \varepsilon$, le passage des décrochements par les trois types cités ci-dessus $B \rightarrow A \rightarrow C$ (voir la courbe $\sigma - \varepsilon$ à $\dot{\varepsilon} = 7.98 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ de la figure 3.9). A partir de $\dot{\varepsilon} = 4.22 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\varepsilon} = 2.33 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\varepsilon} = 9.40 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour les alliages 5754 O, 5182 O et 5182 H28 respectivement, les décrochements de type A sont couplés avec des décrochements de type E, selon la classification de RODRIGUEZ [102]. Ce type de décrochements est analogue au type A, mais avec un écrouissage faible, ou quasiment nul, pendant la propagation des bandes PLC [103].

3.3.2 Chutes de contrainte

Dans la partie précédente (voir 3.3.1), nous avons observé, pour les trois alliages étudiés, des décrochements PLC de type A, B, et C. Les décrochements de type A sont associés à un blocage des dislocations avec une nucléation brutale et catastrophique de nouvelles dislocations [70, 104]. Les types B et C correspondent à un déblocage des dislocations. YOSHINAGA et al. [104] ont trouvé que le taux de consolidation durant la manifestation des décrochements de type B est moins élevé que celui relatif aux décrochements de type A.

La figure 3.17 représente un exemple de chutes de contrainte $\Delta\sigma$ correspondant à la propagation de bandes PLC. Ces chutes peuvent être associées soit à une multiplication des dislocations mobiles, par exemple par glissement dévié, à partir de cellules de dislocations immobiles [105]; soit à un phénomène de désancrage collectif des dislocations dans les zones où les concentrations de contrainte sont élevées [78].

En général, l'amplitude $\Delta\sigma$ des décrochements dépend de la déformation, de la température et du temps de vieillissement dynamique². Les figures 3.18, 3.19 et 3.20 illustrent l'évolution de $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation pour les trois alliages étudiés à différentes vitesses de déformation. $\Delta\sigma$ augmente en fonction de la déformation et tend en général vers une valeur maximale de saturation. Cette tendance a été observée dans plusieurs alliages légers par MCCORMICK et al. [74, 100], SCHWARZ et al. [106] et PARK et al. [63]. Pour certaines vitesses de déformation, la variation de $\Delta\sigma$ avec ε présente deux stades différents :

Stade I : il correspond aux déformations comprises entre la déformation critique ε_c et 10% pour les alliages 5182 O et 5754 O, et entre ε_c et 5% pour l'alliage 5182 H28. Dans ce stade, $\Delta\sigma$ croît rapidement en particulier pour les deux alliages à l'état O.

Stade II : la chute de contrainte $\Delta\sigma$ atteint une valeur maximale de saturation et reste quasiment constante jusqu'à la rupture de l'éprouvette.

2. Inversement proportionnel à la vitesse de déformation.

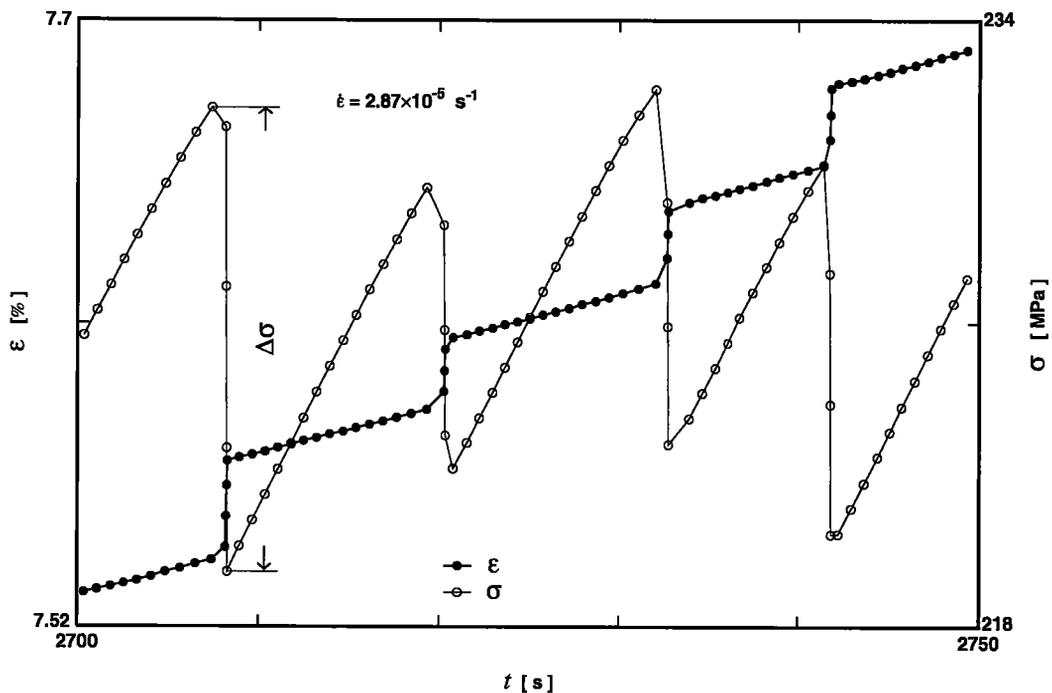


FIGURE 3.17 : Variation de la contrainte et de la déformation au cours du temps pour un essai de traction effectué sur l'alliage 5754 O.

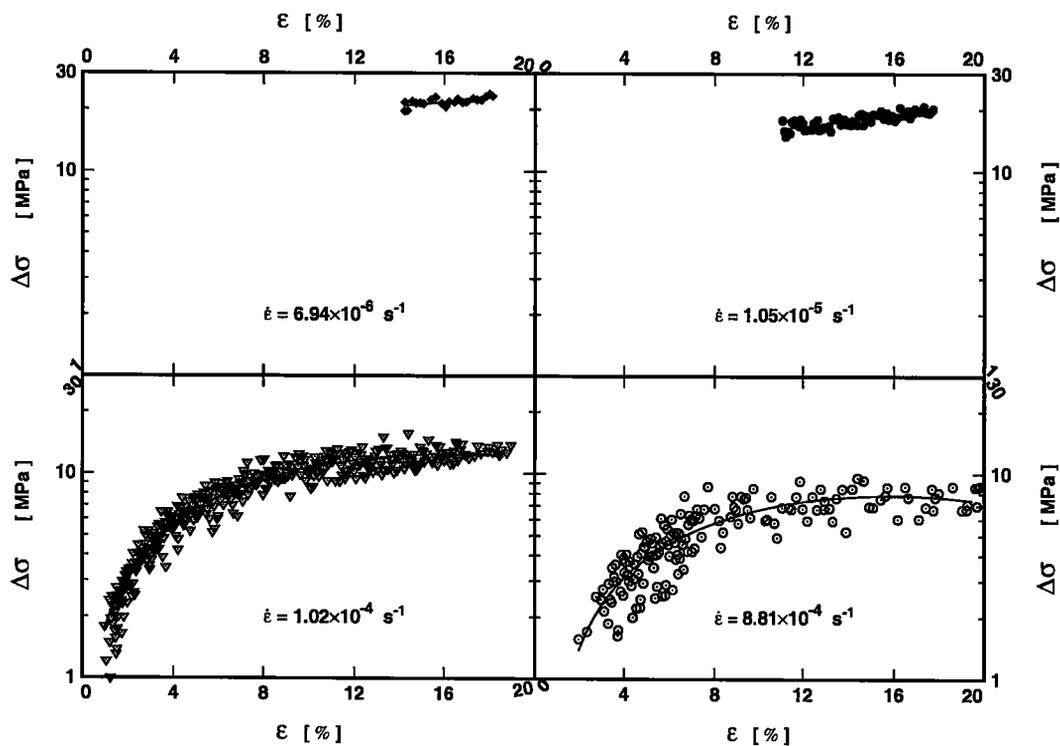


FIGURE 3.18 : Evolution de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ϵ pour l'alliage 5182 O à différentes vitesses de déformation.

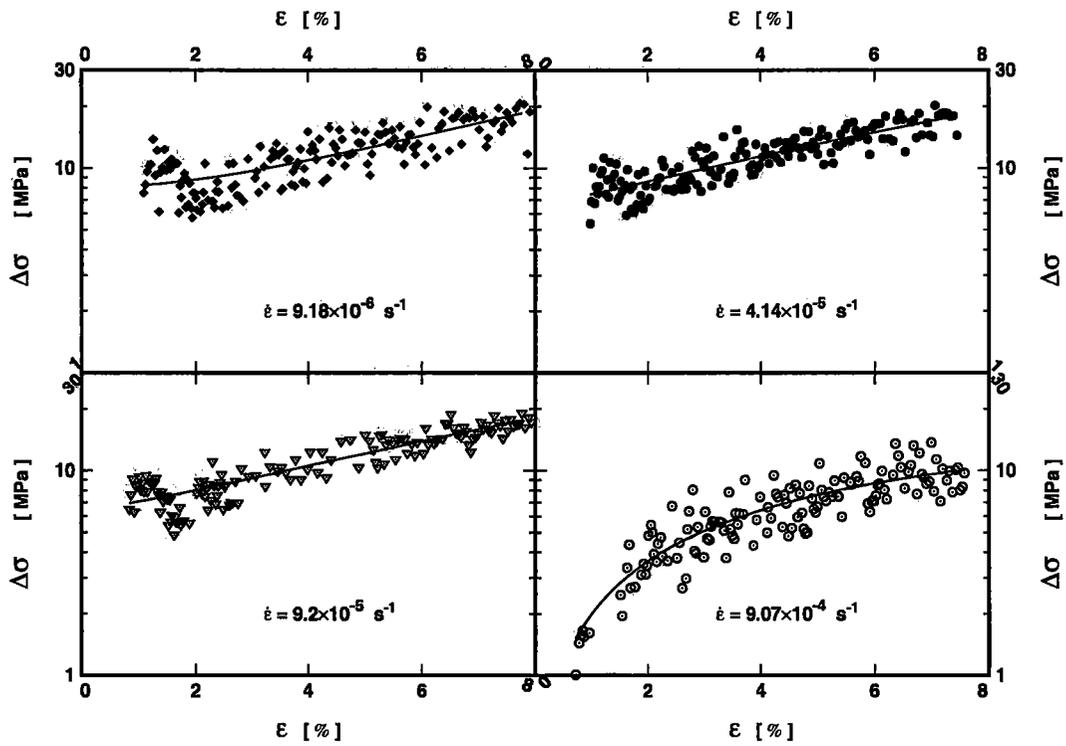


FIGURE 3.19 : Variation de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ϵ pour l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses de déformation.

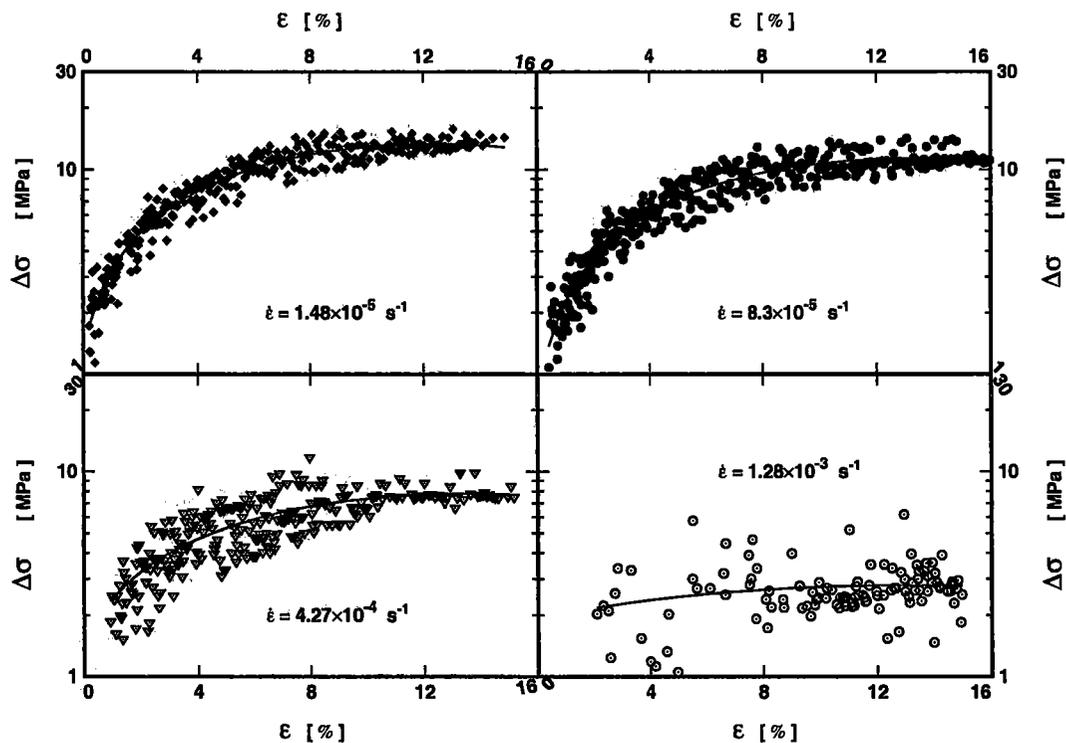


FIGURE 3.20 : Evolution de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ϵ pour l'alliage 5754 O à différentes vitesses de déformation.

5182 O	$\dot{\epsilon} < 3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
	-0.25	-0.59
5754 O	$\dot{\epsilon} < 2.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 2.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
	-0.14	-0.63
5182 H28	$\dot{\epsilon} < 2.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$\dot{\epsilon} > 2.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
	-0.07	-0.59

TABLEAU 3.5 : Valeurs des pentes n des courbes représentant les variations de $\log \Delta\sigma$ en fonction de $\log \dot{\epsilon}$ pour les alliages 5182 O, 5754 O et 5182 H28.

Les valeurs maximales de $\Delta\sigma$, à une vitesse de déformation donnée, sont plus élevées dans l'alliage 5182 O que dans l'alliage 5754 O. Puisque pour ces deux alliages, le magnésium est l'atome de soluté qui diffuse vers les dislocations mobiles pendant leur temps d'attente aux obstacles localisés, on peut donc conclure que l'amplitude $\Delta\sigma$ augmente avec la proportion de magnésium contenue dans l'alliage. En comparant les résultats concernant les alliages 5182 O et 5182 H28, contenant le même pourcentage de magnésium, on trouve que les valeurs de $\Delta\sigma$ sont plus élevées aux faibles déformations dans l'alliage 5182 H28 que dans l'alliage 5182 O.

La figure 3.21 représente l'influence de la vitesse de déformation sur les chutes de contrainte $\Delta\sigma$. Les valeurs de $\Delta\sigma$ sont des moyennes calculées pour des déformations $\epsilon > 10\%$ pour les alliages 5182 O et 5754 O, et $\epsilon > 5\%$ pour l'alliage 5182 H28 ; au-delà de ces valeurs de déformations considérées, les chutes de contraintes varient peu avec l'écroutissage. La figure 3.21 montre clairement que $\Delta\sigma$ présente une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de déformation. Ce résultat est en bon accord avec les prévisions du processus de vieillissement dynamique pour lesquelles l'amplitude $\Delta\sigma$ augmente quand le temps de vieillissement croît, et donc quand la vitesse de déformation diminue. Le tableau 3.5 donne les valeurs des pentes n des courbes $\log \Delta\sigma$ en fonction $\log \dot{\epsilon}$ pour les trois alliages étudiés selon le domaine de vitesses considéré.

Pour les vitesses de déformation élevées, les valeurs calculées de la pente n sont proches de $-2/3$ dans les trois alliages étudiés, alors qu'elles sont plus faibles à basses vitesses et proches de $-1/3$ dans le cas de l'alliage 5182 O. La pente $n = -2/3$ est la valeur prévue par la théorie classique de la diffusion [52, 107]. En effet, pendant un temps t , les atomes de soluté à une distance R peuvent diffuser vers les dislocations arrêtées. Puisque la distance de diffusion R est proportionnelle à $t^{1/3}$, c'est-à-dire à $\dot{\epsilon}^{-1/3}$, la concentration linéaire de soluté épinglés par une dislocation immobile est proportionnelle à R^2 , c'est-à-dire à $\dot{\epsilon}^{-2/3}$, dans le cas d'une diffusion libre en volume. Cependant, quand la "pipe-diffusion" est le mécanisme opérant, les solutés se déplacent le long des dislocations. Le chemin de diffusion est alors restreint à un segment proportionnel à R , et un tel mécanisme conduit à une pente $n = -1/3$. L'exposant $n = -1/3$ est en accord avec des mesures expérimentales récentes concernant la sensibilité à la vitesse de déformation [108, 109].

D'après les modèles théoriques du phénomène PLC, les vitesses limites d'apparition et de disparition du PLC correspondent à une valeur nulle de la pente n . Or celle-ci est très faible à basses vitesses pour l'alliage 5182 H28 ($n = -0.07$ d'après le tableau 3.5) ; par conséquent, on peut prévoir, à l'aide des résultats de la figure 3.21, la limite inférieure d'apparition de l'effet PLC ; cette vitesse limite est proche de $9 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. En revanche, dans les alliages 5182 O et

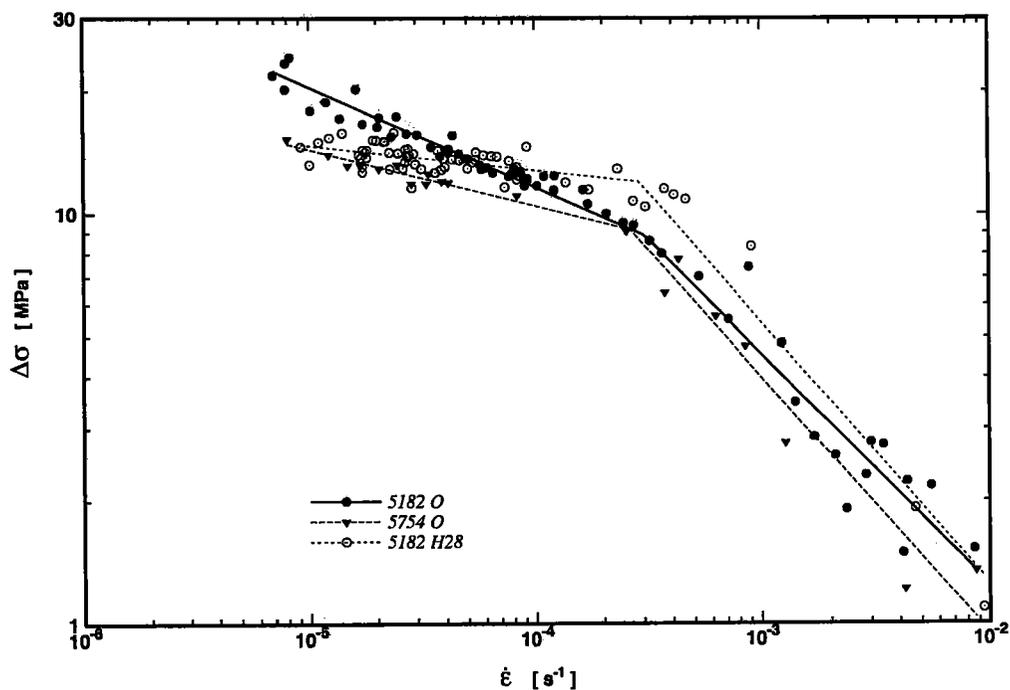


FIGURE 3.21 : Variation des valeurs moyennes de $\Delta\sigma$ en fonction de la vitesse de déformation pour les alliages 5182 O, 5754 O et 5182 H28.

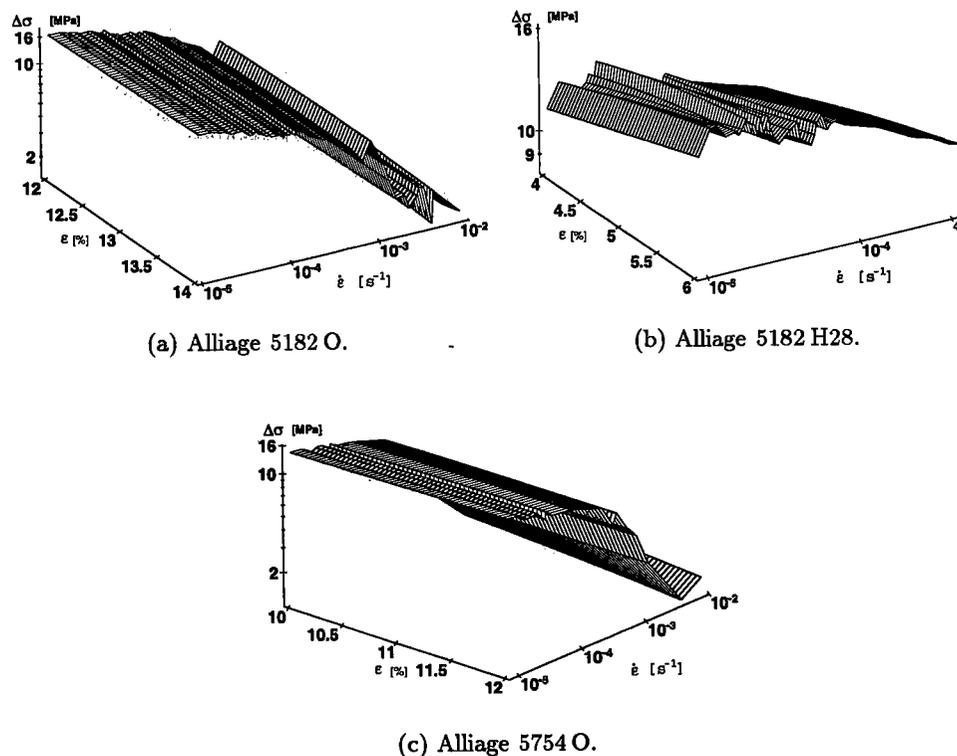


FIGURE 3.22 : Illustration des chutes de contraintes dans l'espace $(\epsilon, \log \dot{\epsilon}, \log \Delta\sigma)$ pour les trois alliages étudiés.

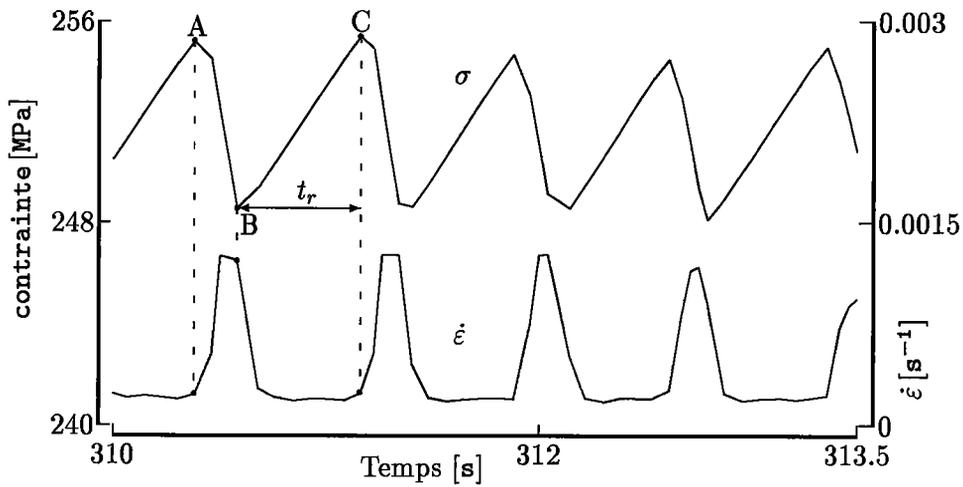


FIGURE 3.23 : Exemple de variations de la vitesse de déformation et de la contrainte dans le domaine d'amorçage et de propagation des bandes PLC. t_r est le temps de rechargement.

5754 O, la valeur de la pente n est encore assez élevée, ce qui rend difficile l'extrapolation pour déterminer la vitesse inférieure limitant le domaine d'existence du PLC.

La figure 3.22 représente dans l'espace $(\varepsilon, \log \dot{\varepsilon}, \log \Delta\sigma)$ les résultats relatifs à l'évolution des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction à la fois de la déformation et de la vitesse de déformation. Les valeurs de $\Delta\sigma$ utilisées dans cette figure sont obtenues à l'aide d'un lissage des valeurs expérimentales par une fonction de la forme $a_0 + a_1\varepsilon + a_2\varepsilon^2$. La figure 3.22 montre bien que nos résultats expérimentaux concordent avec les prévisions théoriques selon lesquelles la sensibilité de $\Delta\sigma$ à la vitesse de déformation est négative dans le domaine d'existence du PLC, et la pente n tend à s'annuler quand la vitesse de déformation tend vers la limite inférieure ou supérieure du domaine PLC.

3.3.3 Temps de rechargement

Lorsque la déformation est inférieure à la déformation critique ε_c d'apparition du PLC, l'équilibre des forces appliquées à une dislocation en mouvement dans son plan de glissement est vérifié: $\|\vec{F}\| = \|\vec{F}' + \vec{T}\|$, où \vec{F} , \vec{F}' et \vec{T} sont respectivement la force motrice assurant le déplacement de la dislocation, la force nécessaire pour vaincre le frottement du réseau et la force d'interaction entre les atomes de soluté et la dislocation. Quand la déformation atteint ε_c , (point A de la figure 3.23), l'équilibre précédent est ainsi rompu pendant une période transitoire: $\|\vec{F}\| > \|\vec{F}'\|$, d'où une augmentation brutale de la vitesse de la dislocation, et la vitesse de déformation devient donc supérieure à celle imposée. Par conséquent, la contrainte chute de A à B (figure 3.23). Pendant cette période transitoire, la dislocation a donc une vitesse supérieure à celle théoriquement nécessaire pour continuer la déformation; elle va alors rencontrer dans son mouvement accéléré une atmosphère de solutés non encore dissoute, laquelle a été précédemment abandonnée par une autre dislocation. Un nouveau piégeage de la dislocation va se produire au point B (figure 3.23) conduisant à une remise

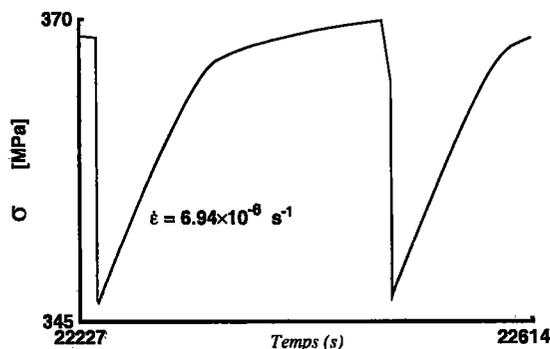


FIGURE 3.24 : Exemple d'évolution de la contrainte dans le domaine PLC pour l'alliage 5182 O. La remise en charge est élasto-plastique.

en charge essentiellement élastique de la dislocation immobilisée (portion élastique BC de la figure 3.23). Cependant, dans le cas de l'alliage 5182 O sollicité à faible vitesse $\dot{\epsilon}$, la remise en charge comprend également une partie plastique (figure 3.24). Cette dernière correspond à la remobilisation progressive de la dislocation, qui draine une atmosphère de solutés pendant un court instant ; dès que la vitesse d'entraînement de la dislocation devient égale à la vitesse de déclenchement des décrochements, un nouveau décrochement intervient. Le temps de blocage³ des dislocations mobiles, momentanément arrêtées, est approximativement égal au temps de rechargement⁴ t_r (figure 3.23) entre deux instabilités.

Nous avons vu dans le paragraphe 3.3.2 que la chute de contrainte $\Delta\sigma$ varie en fonction de la déformation ϵ ; par conséquent, le temps de rechargement t_r va également changer au cours de la déformation. Les figures 3.25, 3.26 et 3.27 représentent les variations de t_r en fonction de ϵ à différentes vitesses de déformation pour les trois alliages étudiés. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que t_r croît avec la déformation de ϵ_c jusqu'à une déformation de stabilisation, à partir de laquelle t_r reste pratiquement constant. t_r est nettement plus élevé pour les faibles vitesses de déformation.

Pour représenter l'évolution de t_r en fonction de $\dot{\epsilon}$, nous avons pris les valeurs moyennes de t_r dans le domaine où il est quasiment constant, c'est-à-dire au-delà de 10% pour les alliages 5182 O et 5754 O et de 5% pour l'alliage 5182 H28. La figure 3.28 montre que la variation de t_r en fonction de $\dot{\epsilon}$ présente deux domaines :

Domaine I : la diminution de t_r est forte entre la plus faible vitesse de déformation possible sur la machine de traction et $\dot{\epsilon} \simeq 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Domaine II : t_r est très faible et garde une valeur pratiquement constante à partir de 10^{-3} s^{-1} jusqu'à la vitesse de disparition de l'effet PLC.

La figure 3.28 montre clairement l'existence de la branche de vitesses inaccessibles $[\dot{\epsilon}_2, \dot{\epsilon}_1]$ prévue par les modèles théoriques du PLC, dans laquelle la sensibilité à la vitesse de déformation est négative et la tangente à la courbe $t_r = f(\dot{\epsilon})$ est horizontale à la limite supérieure du domaine d'existence de l'effet PLC. Nos résultats sont également en bon accord avec ceux trouvés par CHIHAB [83].

La figure 3.29 représente l'évolution de la chute de contrainte moyenne $\Delta\sigma$ en fonction de t_r moyen pour les trois alliages étudiés. La courbe $\Delta\sigma = f(t_r)$ suit assez bien une loi de la forme $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_r^n$. Le tableau 3.6 donne les valeurs de $\Delta\sigma_0$ et n . En comparant les

3. Temps élémentaire au-delà duquel un arrachement de la dislocation peut se produire.

4. Temps nécessaire pour passer de la contrainte d'arrêt d'une instabilité à la contrainte d'initiation d'une nouvelle instabilité.

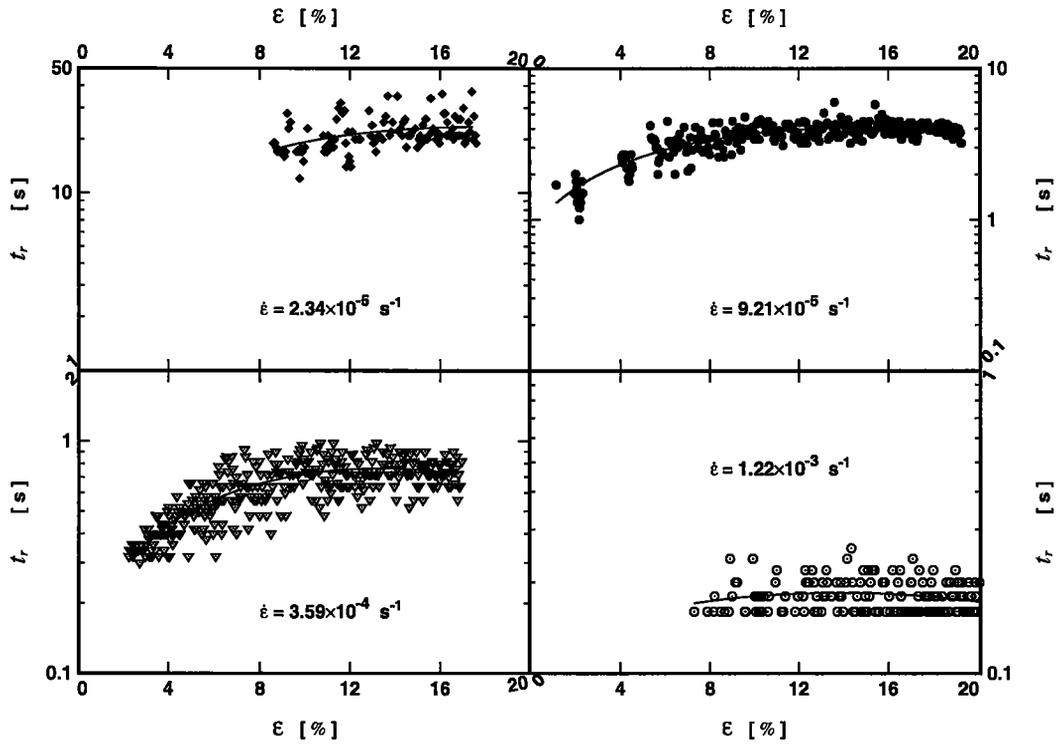


FIGURE 3.25 : Evolution du temps de rechargement t_r en fonction de la déformation à différentes vitesses de déformation pour l'alliage 5182 O.

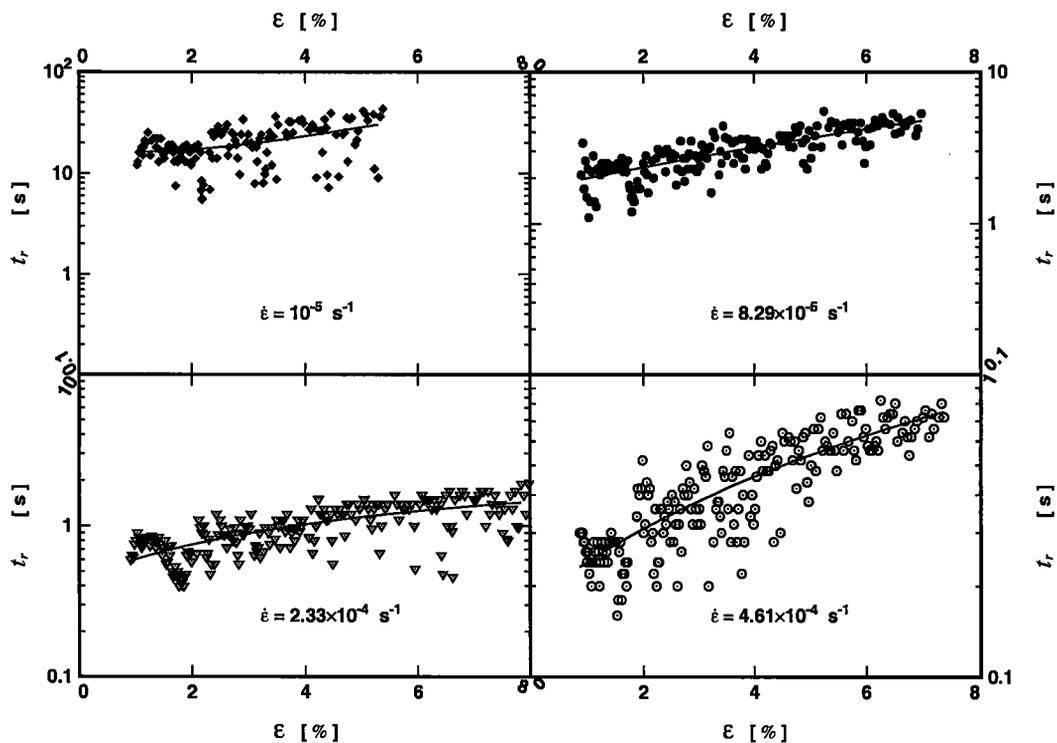


FIGURE 3.26 : Variation du temps de rechargement t_r au cours de la déformation à différentes vitesses de déformation pour l'alliage 5182 H28.

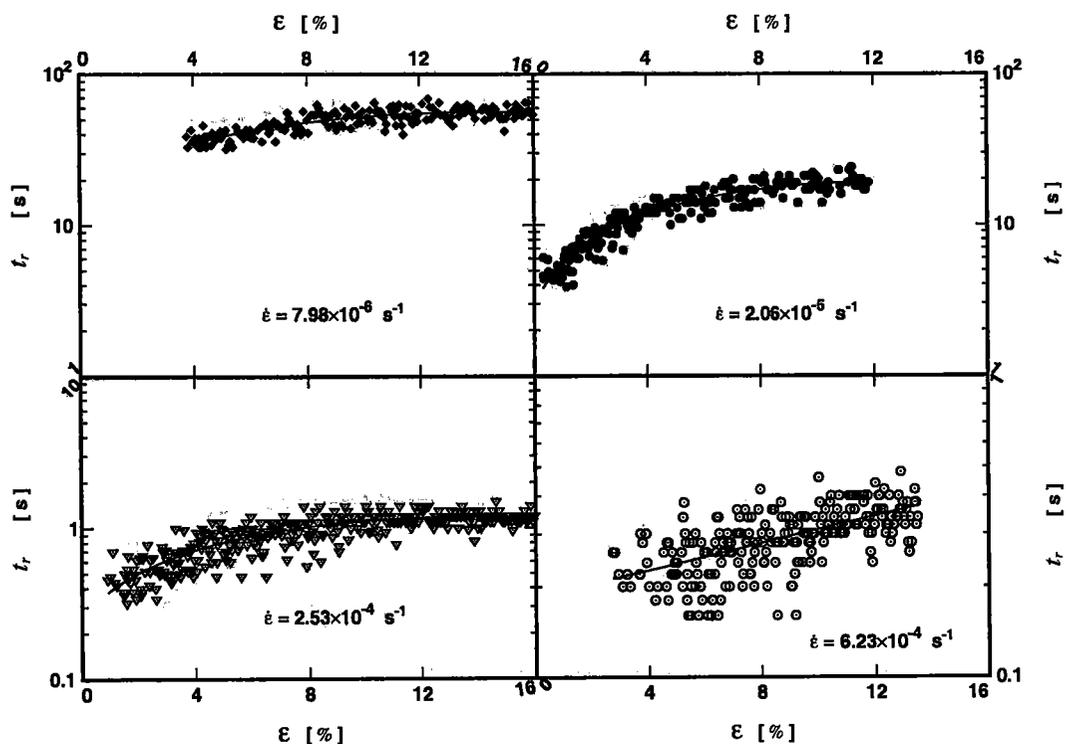


FIGURE 3.27 : Influence de la déformation sur le temps de rechargement t_r , à différentes vitesses de déformation pour l'alliage 5754 O.

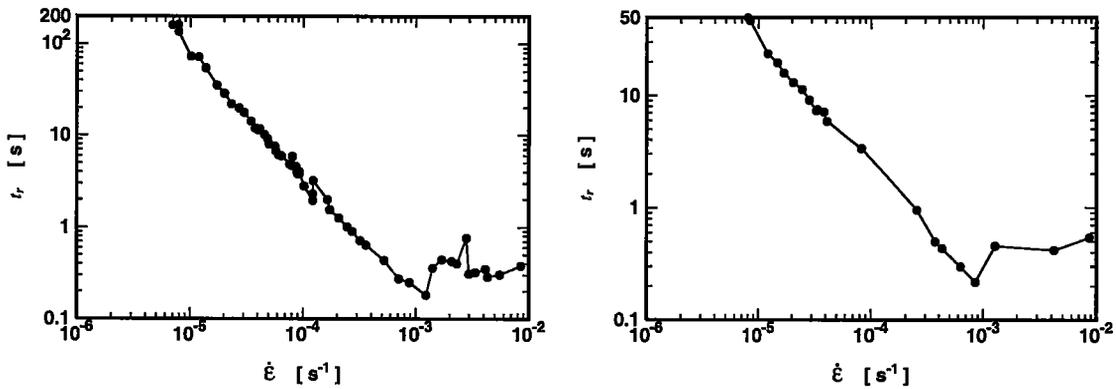
	$\Delta\sigma_0$ [MPa.s ⁻ⁿ]	n
5182 O	9.06	0.183
5754 O	7.85	0.197
5182 H28	11.96	0.089

TABEAU 3.6 : Valeurs de $\Delta\sigma_0$ et n déduites de l'ajustement des résultats expérimentaux suivant une loi de la forme : $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_r^n$.

variations de t_r pour les différents alliages étudiés, on peut conclure que t_r est peu sensible aux éléments d'alliage en solution ; par contre, t_r est très sensible aux effets d'écroutissage initial du matériau.

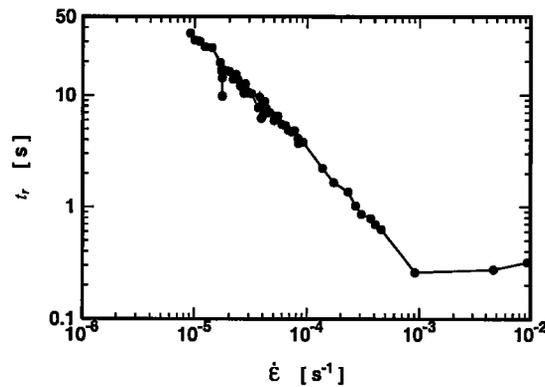
3.3.4 Pentés de déchargement et de rechargement

Dans le domaine d'existence de l'effet PLC, les courbes contrainte-déformation, obtenues sur une machine dure, présentent des décrochements caractérisés par les deux aspects suivants : une décharge brutale à partir d'une contrainte d'initiation des bandes jusqu'à une contrainte d'arrêt ; puis une recharge afin d'atteindre à nouveau le niveau d'initiation des bandes suivantes. Dans la majorité des essais effectués, la décharge et la recharge sont pratiquement linéaires. Il nous a donc paru judicieux de définir leurs pentes respectives S_d et S_r (figure 3.30), et étudier l'influence de la déformation et de la vitesse de déformation sur ces pentes. Nous avons également défini les angles θ_d et θ_r relatifs à ces pentes par rapport à la verticale.



(a) Alliage 5182 O.

(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 3.28 : Variations du temps de rechargement t_r avec la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ pour les trois alliages utilisés.

Les valeurs de \mathcal{S}_d et \mathcal{S}_r sont déterminées à partir des relations suivantes :

$$\mathcal{S}_d = \frac{\sigma_i - \sigma_a}{\varepsilon_i - \varepsilon_a}$$

$$\mathcal{S}_r = \frac{\sigma'_i - \sigma_a}{\varepsilon'_i - \varepsilon_a}$$

où σ_i , σ_a et σ'_i sont les valeurs de la contrainte calculées par ajustement linéaire des points de coordonnées (ε, σ) pour chaque décharge et recharge. ε , ε_a et ε'_i étant respectivement les déformations correspondantes à σ_i , σ_a et σ'_i sur la courbe $\sigma - \varepsilon$. Les angles θ_d et θ_r sont déduits de \mathcal{S}_d et \mathcal{S}_r par :

$$\theta_d = \arctan\left(\frac{1}{\mathcal{S}_d}\right)$$

$$\theta_r = \arctan\left(\frac{1}{\mathcal{S}_r}\right)$$

Les figures 3.31 à 3.36 montrent qu'en général les pentes \mathcal{S}_d et \mathcal{S}_r augmentent faiblement ou restent quasiment constantes en fonction de la déformation. Ces valeurs de \mathcal{S}_r sont proches

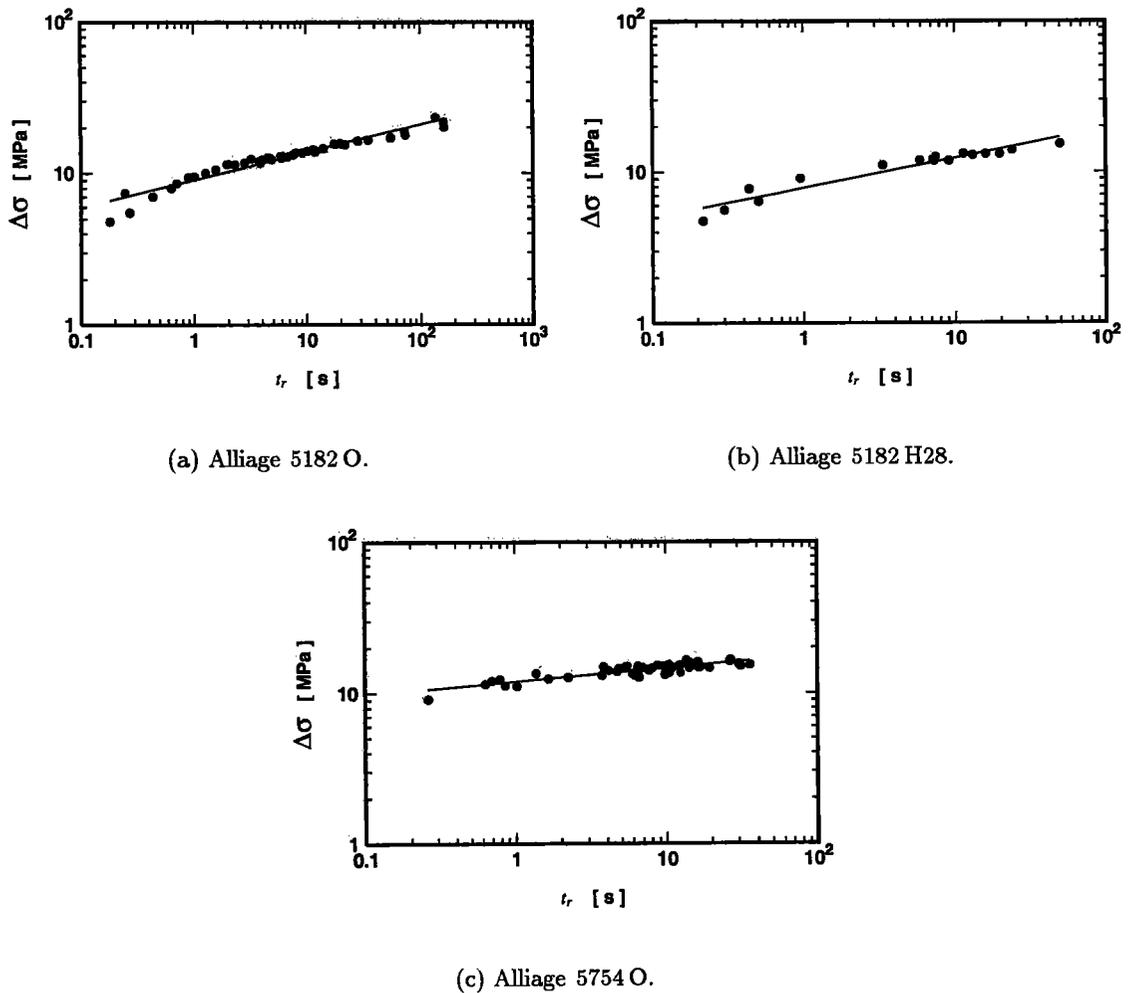


FIGURE 3.29 : Evolution des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction du temps de rechargement t_r .

du module d'Young de l'aluminium, ce qui indique que la recharge est purement élastique. \mathcal{S}_d est légèrement inférieure à \mathcal{S}_r , car la décharge intègre l'élasticité de tout le dispositif de traction (éprouvette+machine). Pour étudier l'influence de la vitesse de déformation sur les pentes de décharge et de recharge, nous avons alors pris les valeurs moyennes de θ_d et θ_r pour chaque essai. La figure 3.37 représente les variations de θ_d en fonction de $\dot{\epsilon}$. Cette figure soulève les remarques suivantes :

- Les valeurs de θ_d sont très faibles et expliquent donc la chute brutale de la contrainte au cours de la propagation des bandes PLC.
- Il existe un domaine de vitesse de déformation où θ_d garde une valeur quasiment constante pour les trois alliages étudiés. Ce domaine est plus large pour les alliages 5182 O et 5754 O que pour l'alliage 5182 H28.
- Ensuite θ_d augmente quand $\dot{\epsilon}$ croît. Il atteint environ les valeurs de $12.5''$, $10''$ et $5.5''$ pour les alliages 5182 O, 5754 O et 5182 H28 respectivement.

La figure 3.38 montre que θ_r n'est pas influencé par la vitesse de déformation dans l'alliage 5182 H28. Par contre, cette constance de θ_r n'est observée que pour des vitesses inférieures

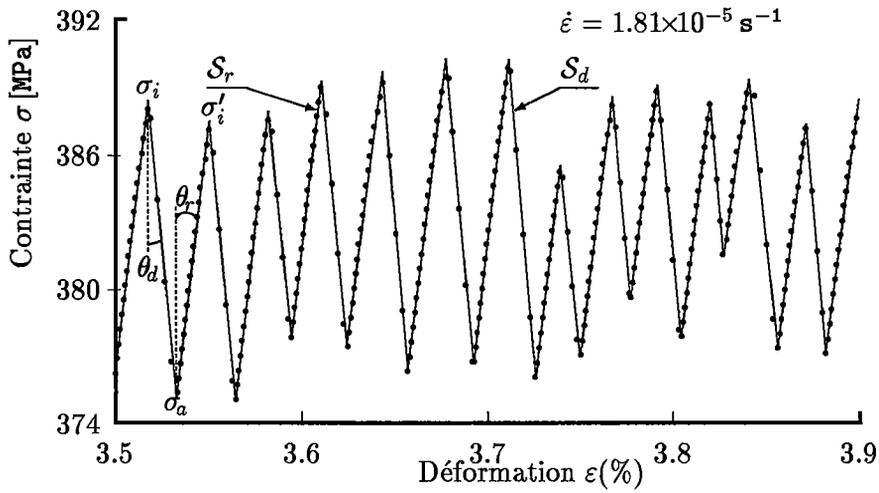


FIGURE 3.30 : Exemples de décharges et de recharges relatives aux décrochements PLC pour un essai sur l'alliage 5182 H28. S_r et S_d sont les pentes respectives à la recharge et à la décharge; θ_r et θ_d sont les angles correspondant à ces pentes.

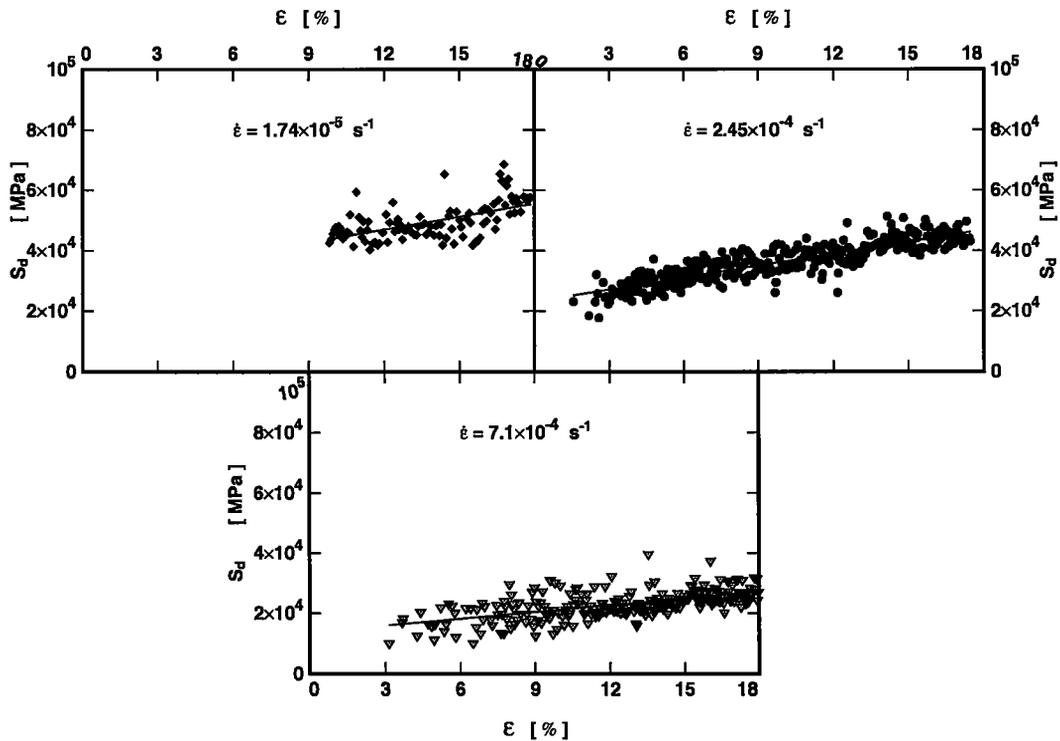


FIGURE 3.31 : Evolution de la pente des décharges S_d en fonction de la déformation pour l'alliage 5182 O à différentes vitesses de déformation.

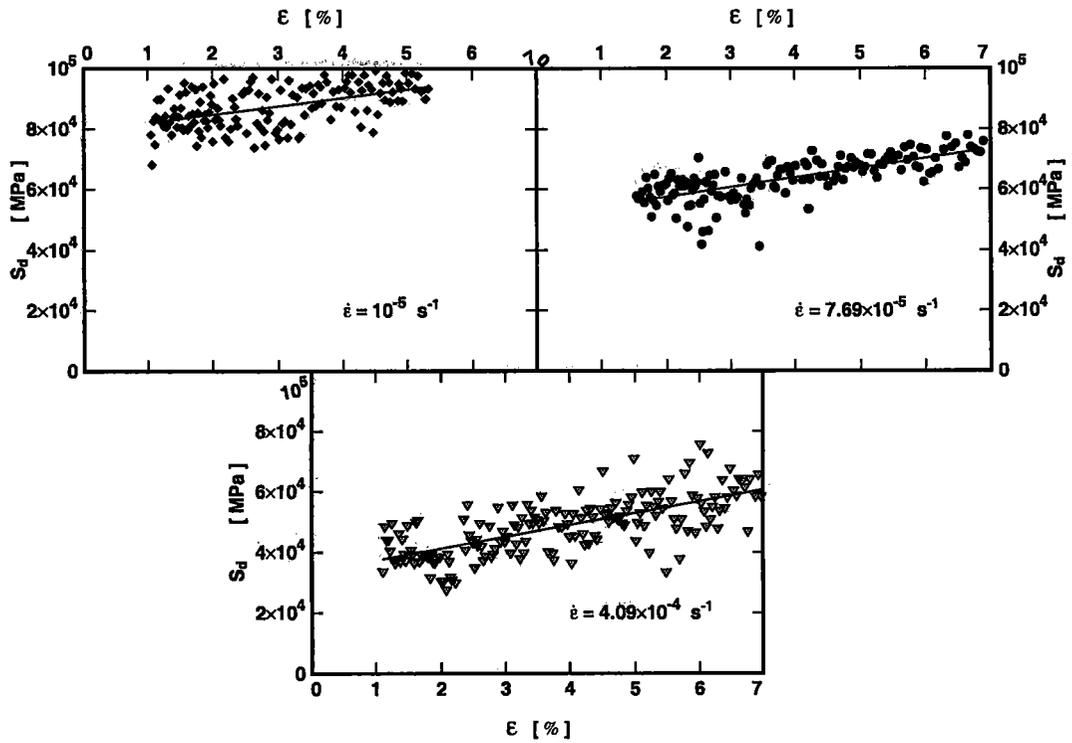


FIGURE 3.32 : Variations de S_d en fonction de ϵ pour l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses $\dot{\epsilon}$.

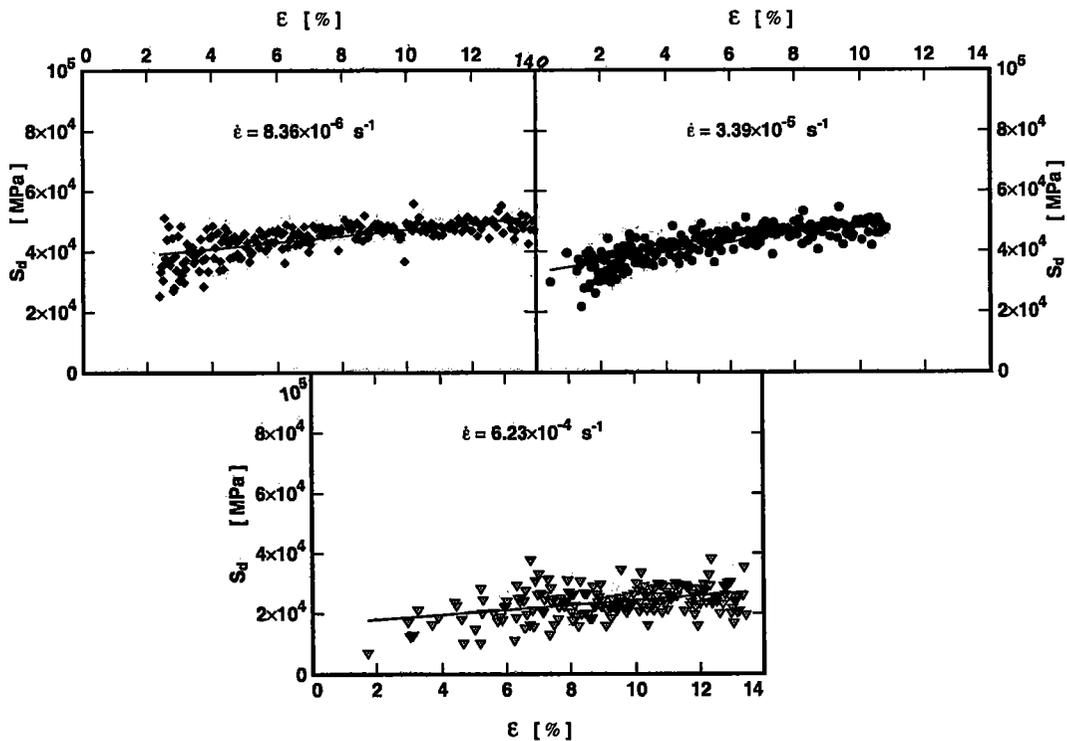


FIGURE 3.33 : Influence de ϵ sur S_d dans le cas de l'alliage 5754 O à différentes vitesses de déformation.

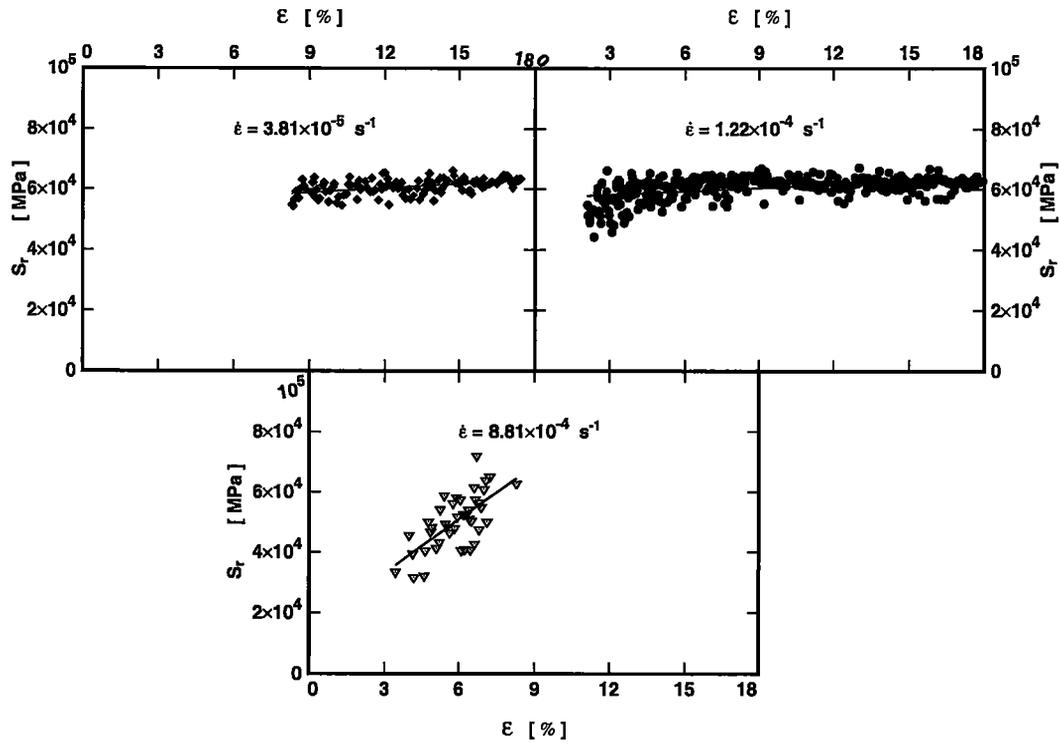


FIGURE 3.34 : Evolution de la pente de recharge S_r en fonction de ε pour l'alliage 5182 O à différentes vitesses de déformation.

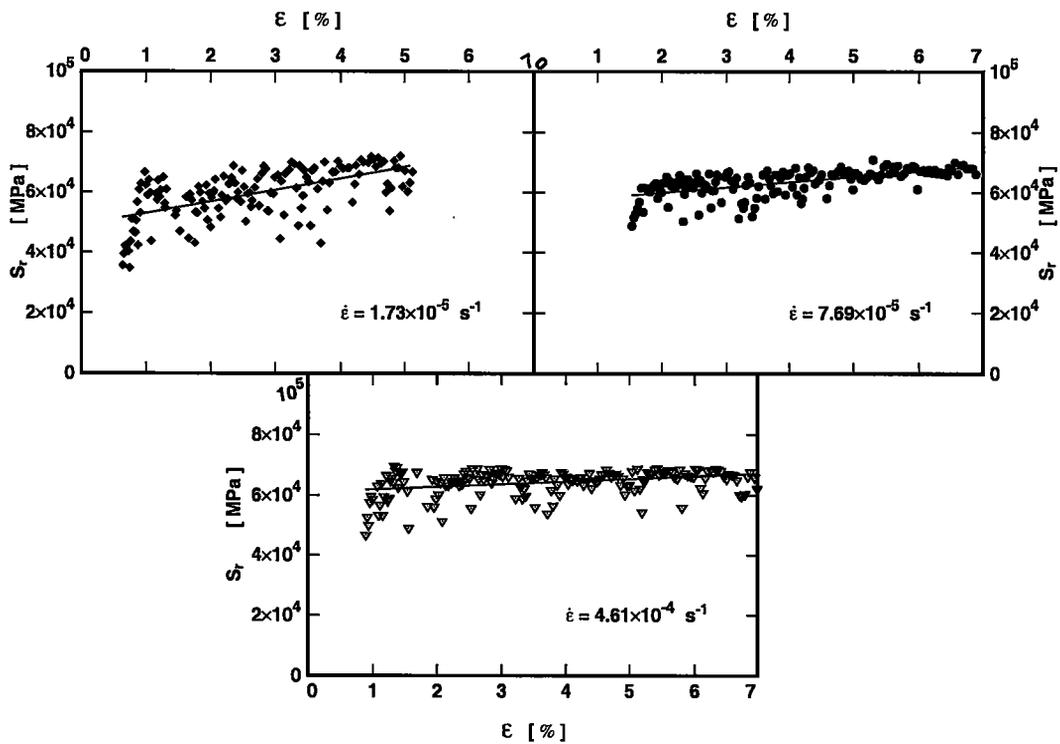


FIGURE 3.35 : Variations de S_r en fonction de ε pour l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses.

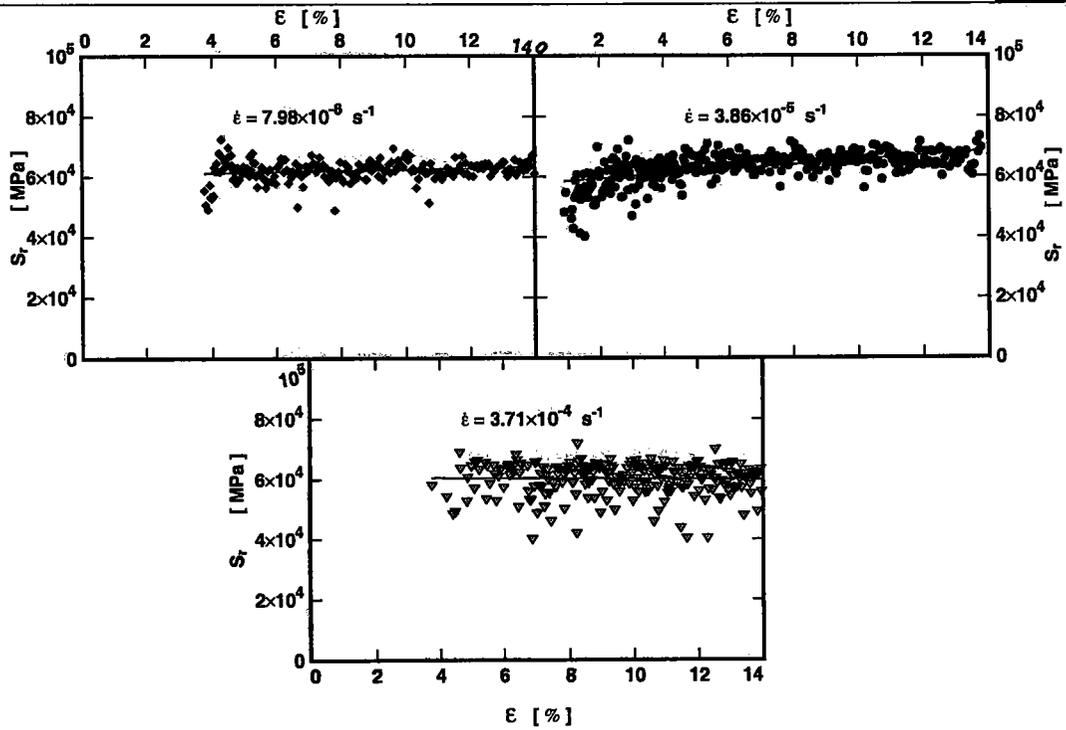
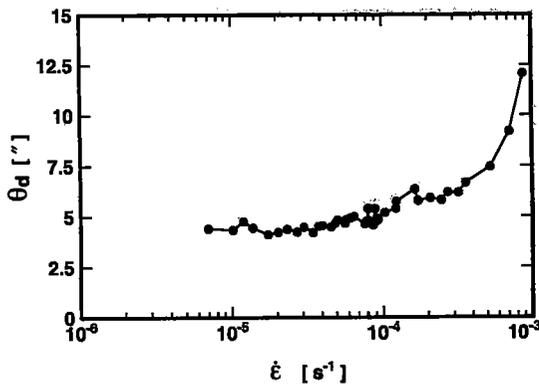
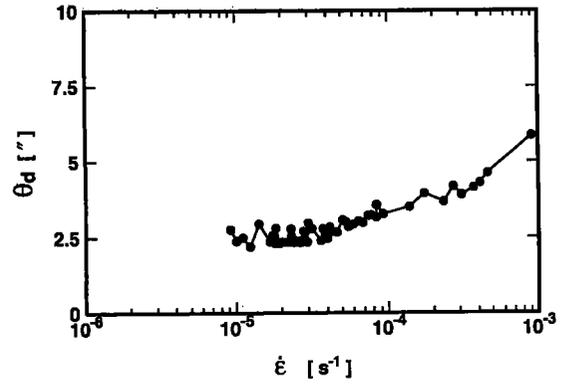


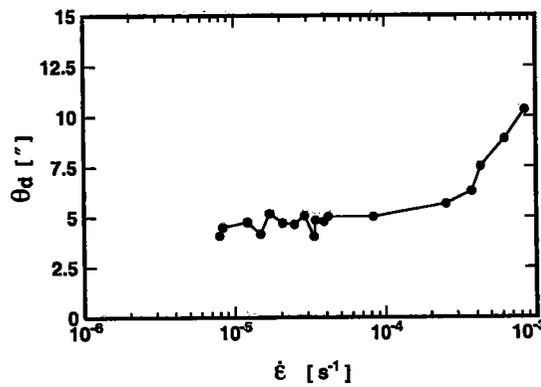
FIGURE 3.36 : Influence de ϵ sur S_r dans l'alliage 5754 O à différentes vitesses.



(a) Alliage 5182 O.



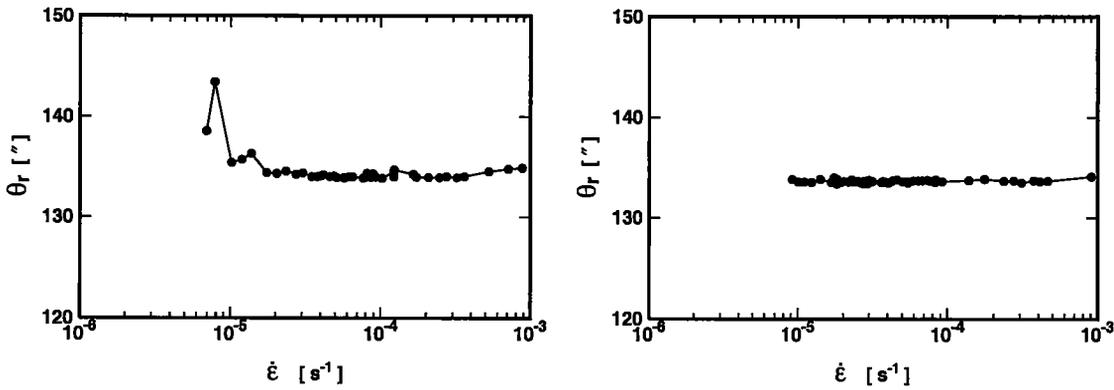
(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

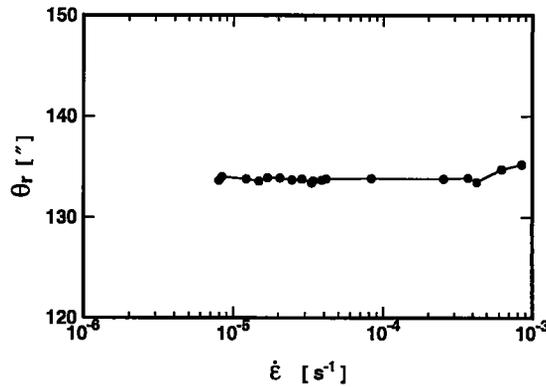
FIGURE 3.37 : Variations de θ_d en fonction de la vitesse de déformation.

à 10^{-4} s^{-1} dans le cas des alliages 5182 O et 5754 O. Au-delà de $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, θ_r croît légèrement.



(a) Alliage 5182 O.

(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 3.38 : Evolution de θ_r avec la vitesse de déformation.

3.4 Courbe d'écroissage supérieure

Les essais effectués dans cette étude montrent qu'une fois les décrochements amorcés, ils restent toujours au-dessous d'une courbe appelée courbe d'écroissage supérieure Σ_s [50, 62]. Pour les vitesses élevées où l'effet PLC tend à disparaître, Σ_s se trouve souvent confondue avec la courbe d'écroissage réelle. Il n'en est pas de même dans le domaine de vitesses où l'effet PLC existe, la courbe de traction réelle et l'enveloppe supérieure Σ_s divergent au-delà de la déformation critique ϵ_c .

Les points M_i de la courbe d'écroissage supérieure Σ_s sont déterminés à partir de la courbe contrainte-déformation suivant les étapes ci-dessous :

- Le premier point M_1 de Σ_s correspond à celui de la courbe $\sigma - \epsilon$ pour $\epsilon = \epsilon_c$ (si $\epsilon_c = 0$, M_1 est le seuil de déformation plastique).

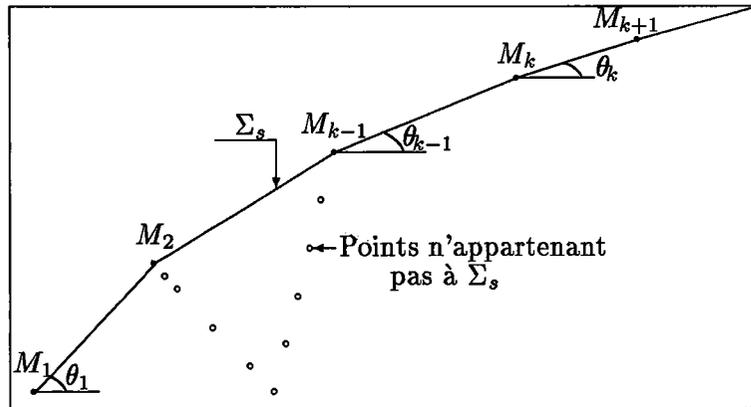


FIGURE 3.39 : Schéma montrant la méthode de détermination de la courbe d'érouissage supérieure Σ_s à partir de la courbe d'érouissage réelle.

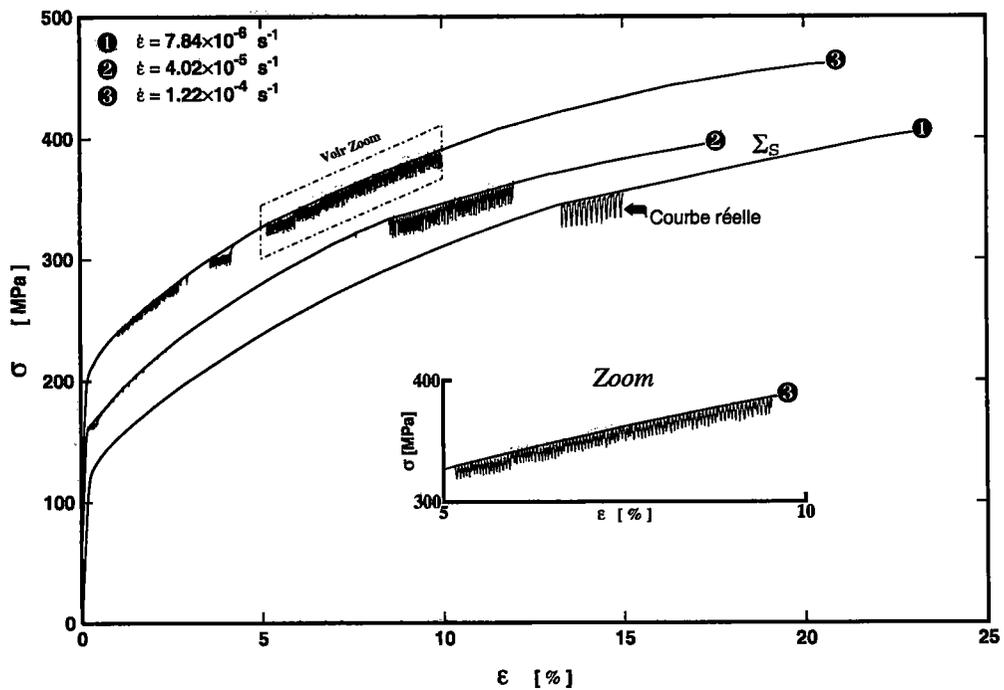


FIGURE 3.40 : Courbes d'érouissage¹ supérieures de l'alliage 5182 O, obtenues pour différentes vitesses de déformation.

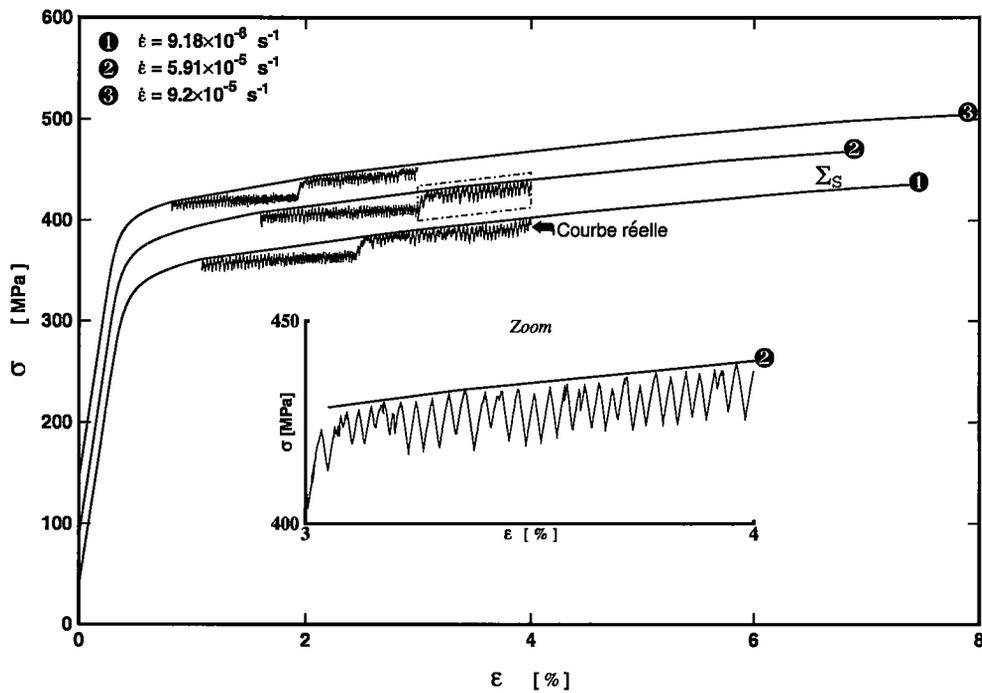


FIGURE 3.41 : Courbes d'écroutissage¹ supérieures de l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses de déformation.

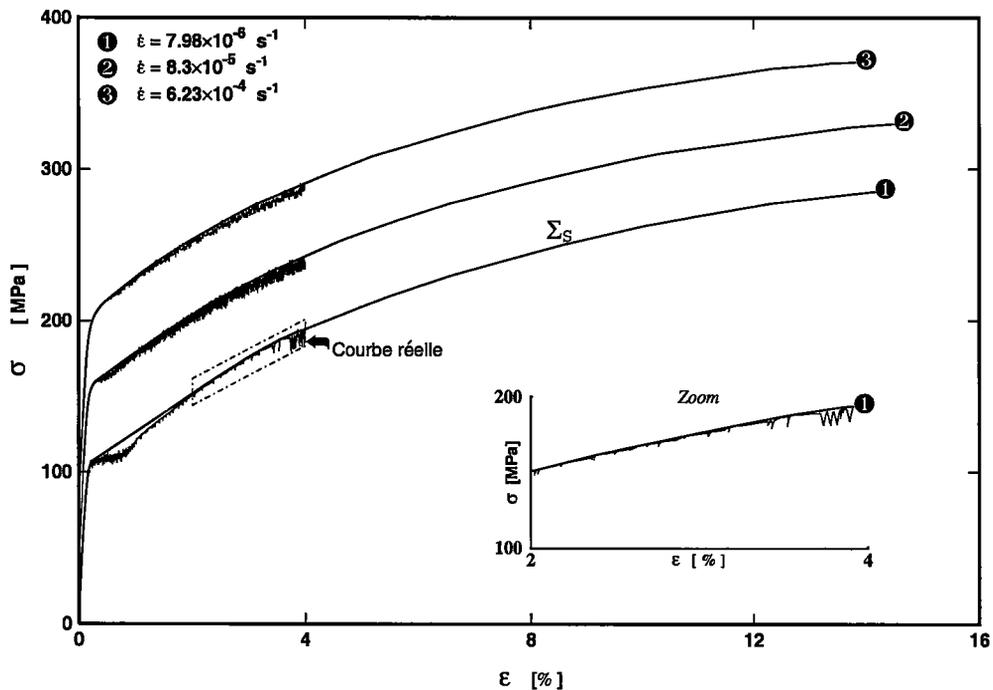
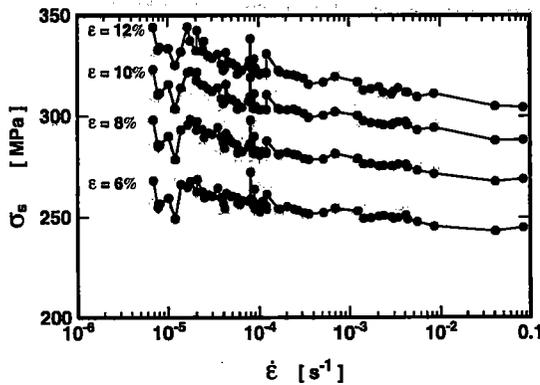


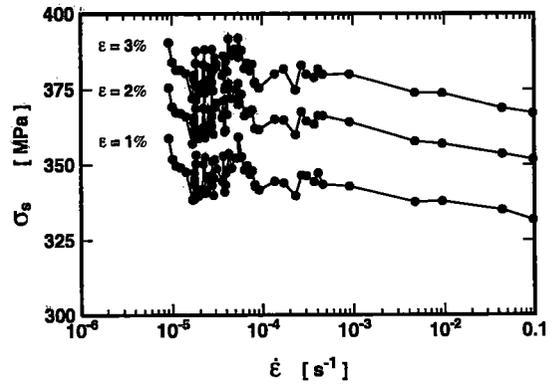
FIGURE 3.42 : Courbes d'écroutissage¹ supérieures de l'alliage 5754 O à différentes vitesses de déformation.

3.4 Courbe d'écroissage supérieure

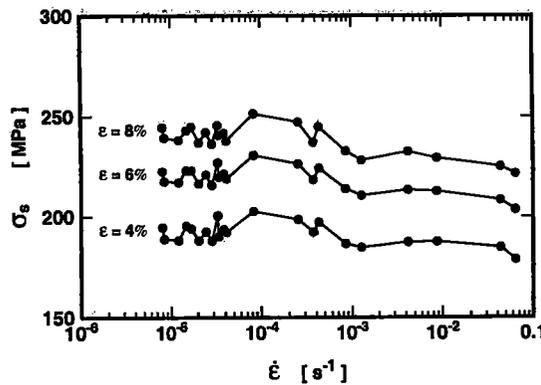
- Le point suivant M_2 , appartenant à la courbe $\sigma - \varepsilon$, est choisi de telle sorte que l'angle θ_1 , formé par $\overline{M_1M_2}$ et l'axe des déformations, est maximal (figure 3.39).
- Une fois le point M_k trouvé, M_{k+1} est choisi comme étant le point le plus éloigné de M_k et appartenant à la courbe $\sigma - \varepsilon$, dont l'angle θ_k entre $\overline{M_kM_{k+1}}$ et l'axe ε est maximal et inférieur à θ_{k-1} (figure 3.39). Ainsi la courbe Σ_s est-elle construite de proche en proche jusqu'au point d'apparition de la striction.



(a) Alliage 5182 O.



(b) Alliage 5182 H28.



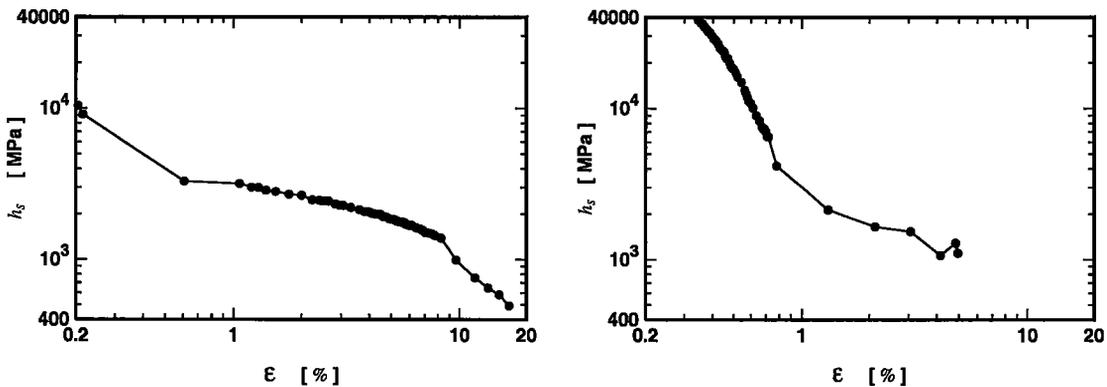
(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 3.43 : Variations de la contrainte supérieure σ_s , déduite des courbes Σ_s , en fonction de la vitesse de déformation pour différents taux de déformation.

Les figures 3.40, 3.41 et 3.42 reproduisent quelques exemples de courbes $\Sigma_s = f(\varepsilon)$ pour les trois alliages étudiés à différentes vitesses de déformation. Nous constatons que les courbes Σ_s dépendent de la vitesse de déformation à un taux de déformation donné, et présentent en particulier une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de déformation (figure 3.43). Ce comportement est plus prononcé dans l'alliage 5182 O que dans les alliages 5754 O et 5182H28. Dans l'alliage 5754 O, Σ_s est affectée par la présence d'un palier aux faibles vitesses de déformation. De même pour l'alliage 5182H28, les fluctuations de Σ_s sont dues au mode de déformation par paliers de décrochements. Cependant, dans son étude de l'effet PLC, BLANC [50] a trouvé que les courbes d'écroissage supérieures sont insensibles à la vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$; mais vu le domaine réduit des vitesses étudiées par BLANC,

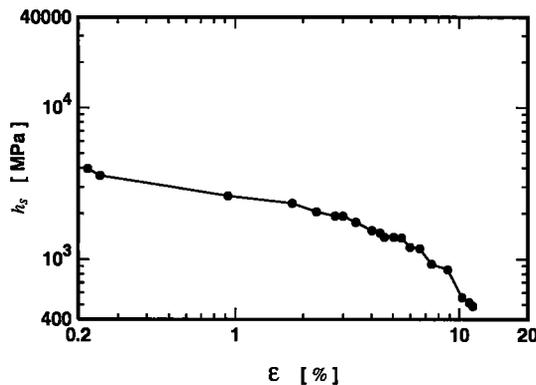
ce résultat n'est pas concluant. Par contre, les résultats expérimentaux de CHIHAB [83] sur des alliages Al-Mg montrent clairement l'existence d'une sensibilité négative des courbes Σ_s vis-à-vis de la vitesse.

La figure 3.44 montre des exemples d'évolution du taux d'écroissance h_s en fonction de la déformation, h_s étant la pente de la courbe Σ_s . Nous constatons que h_s diminue fortement aux faibles déformations, jusqu'à 2% pour les alliages 5182 O et 5754 O, et jusqu'à 1% pour l'alliage 5182 H28. Au-delà de ces déformations, la décroissance de h_s est plus faible. Ces résultats présentent la même tendance que ceux de BLANC [50] pour un acier inoxydable austénitique.



(a) Alliage 5182 O $\dot{\epsilon} = 2.34 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

(b) Alliage 5182 H28 $\dot{\epsilon} = 1.79 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.



(c) Alliage 5754 O $\dot{\epsilon} = 2.87 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

FIGURE 3.44 : Exemples d'évolution du taux d'écroissance supérieur h_s en fonction de la déformation.

3.5 Conclusion

L'étude expérimentale du phénomène PLC sur machine dure nous a permis d'obtenir un grand nombre de résultats dont les plus importants sont comme suit :

- L'intervalle de vitesse de déformation, dans lequel l'effet PLC apparaît à la température ambiante, a été déterminé pour chacun des trois alliages étudiés.
- Les variations de la déformation critique ε_c avec la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ présentent un comportement normal aux vitesses élevées (vieillissement dynamique prépondérant) et un comportement inverse aux faibles vitesses (influence de la précipitation). Le comportement inverse est moins prononcé dans l'alliage 5182 H28 que dans les alliages 5182 O et 5754 O.
- Dans le domaine du vieillissement dynamique, les pentes des courbes $\log \varepsilon_c - \log \dot{\varepsilon}$ sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement dans la littérature pour d'autres alliages d'aluminium.
- Une étude détaillée de l'évolution des caractéristiques des décrochements PLC a été effectuée dans un large domaine de déformation et de vitesse de déformation :
 - * Les décrochements passent par les trois types A, B et C lorsque la vitesse de déformation décroît.
 - * La chute de contrainte $\Delta\sigma$ tend à se saturer au cours de la déformation, et présente une sensibilité négative à la vitesse de déformation; ce résultat est en bon accord avec les prévisions des modèles de vieillissement dynamique. Dans le domaine des vitesses élevées, les pentes des courbes $\log \Delta\sigma - \log \dot{\varepsilon}$ trouvées expérimentalement sont proches de celle prévue par la théorie de la diffusion.
 - * L'évolution du temps de rechargement t_r a pratiquement la même tendance que celle de $\Delta\sigma$; par conséquent, nous avons trouvé qu'il existe une bonne corrélation entre $\Delta\sigma$ et t_r , représentée par une relation de la forme: $\Delta\sigma = \Delta\sigma_o t_r^n$.
 - * Les pentes de décharge et de recharge varient peu au cours de la déformation et en fonction de la vitesse de déformation.
- La contrainte supérieure, déduite des courbes d'écrouissage supérieures, présente une sensibilité négative à la vitesse de déformation. Quant au taux d'écrouissage supérieur, il décroît avec la déformation, et est légèrement sensible à la vitesse de déformation.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux sur machine souple

4.1 Courbes de traction des trois alliages à l'ambiante

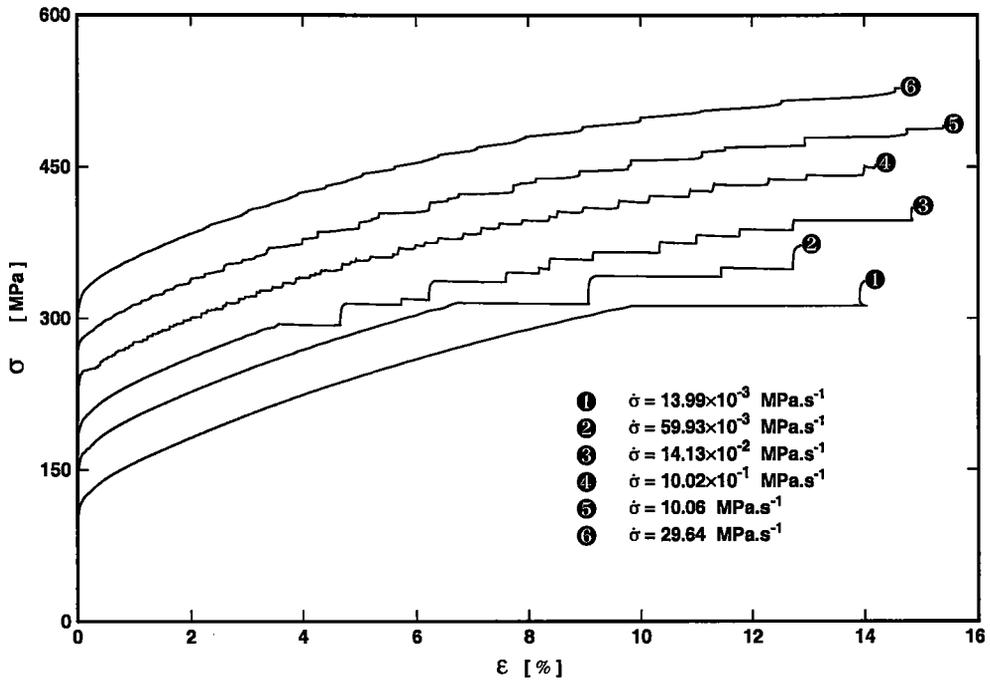
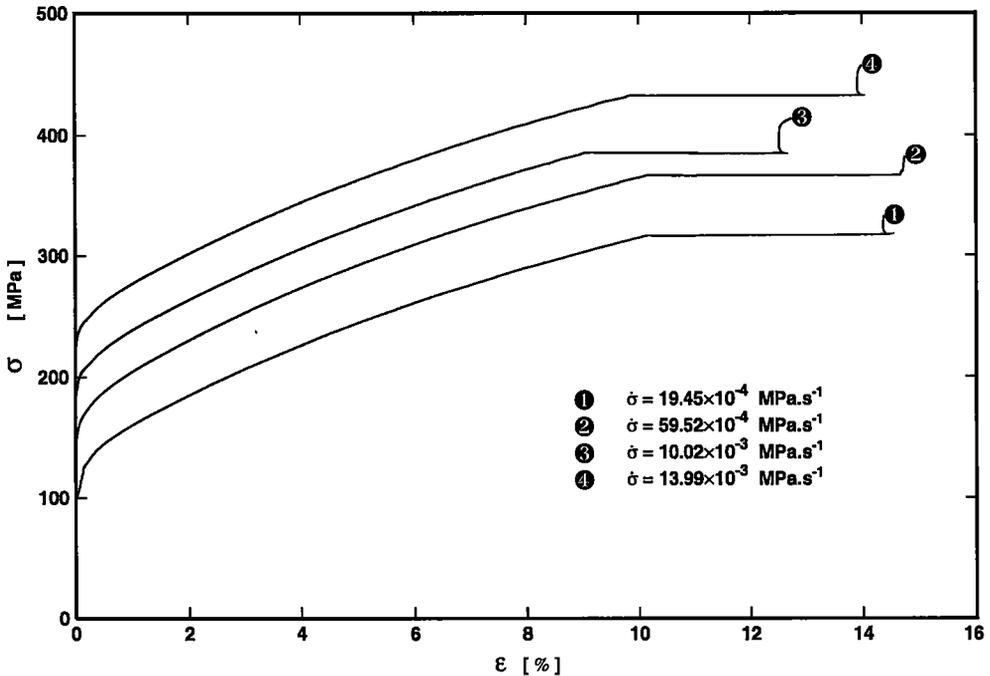
Dans le but d'étudier l'influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur le comportement en traction et sur les caractéristiques de l'effet PLC dans les trois alliages étudiés, nous avons effectué, à l'aide d'une machine de traction souple (voir chapitre 2), des essais de traction poursuivis jusqu'à la rupture des éprouvettes à $\dot{\sigma}$ quasi-constant pour différentes valeurs de $\dot{\sigma}$ prises dans un large intervalle. Le tableau 4.1 indique, pour chaque alliage, les limites inférieure et supérieure de cet intervalle. Les figures 4.1, 4.2 et 4.3 présentent les courbes contrainte-déformation obtenues sous température ambiante à diverses vitesses de chargement pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O respectivement. Chaque courbe est décalée de 40 MPa par rapport à celle située en dessous de façon à présenter toutes les courbes d'un même matériau sur une seule figure. Dans le domaine d'existence du PLC, toutes ces courbes comportent des paliers de déformation bien définis quasi-horizontaux associés à la propagation de bandes PLC. Les formes des paliers se différencient très nettement dans ce domaine à la température ambiante. Au fur et à mesure que la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ croît, l'effet PLC disparaît progressivement et les courbes de traction deviennent de plus en plus lisses. Les paliers apparaissent alors avec une longueur et une amplitude irrégulières qui augmentent avec la déformation totale. Ils deviennent de plus en plus nombreux sur les courbes de traction et leur nombre passe par un maximum pour une vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ intermédiaire,

	Vitesse de chargement imposée MPa. s ⁻¹	
	minimale	maximale
5182 O	19.45×10 ⁻⁴	29.64
5182 H28	59.13×10 ⁻⁴	100.37
5754 O	22.75×10 ⁻⁴	41.82

TABLEAU 4.1 : Intervalles de vitesses de chargement utilisées sur une machine souple pour les trois alliages étudiés.

puis de moins en moins nombreux pour disparaître à grande vitesse de chargement $\dot{\sigma}$. Pour certaines valeurs de $\dot{\sigma}$, les paliers apparaissent dès le franchissement de la phase élastique.

Qualitativement, les courbes contrainte-déformation présentent les mêmes caractéristiques.

(a) Vitesses $\dot{\sigma}$ moyennes et élevées.(b) Faibles vitesses $\dot{\sigma}$.FIGURE 4.1 : Courbes¹ contrainte-déformation à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ imposées pendant les essais de traction sur l'alliage 5182 O.

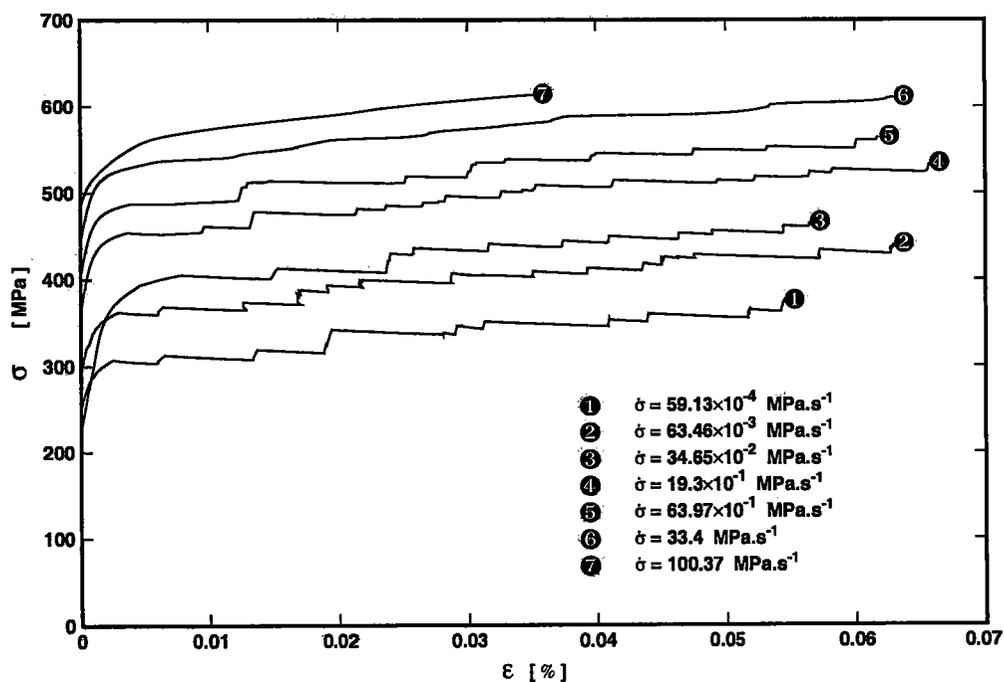


FIGURE 4.2 : Courbes¹ contrainte-déformation obtenues à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ pour l'alliage 5182 H28.

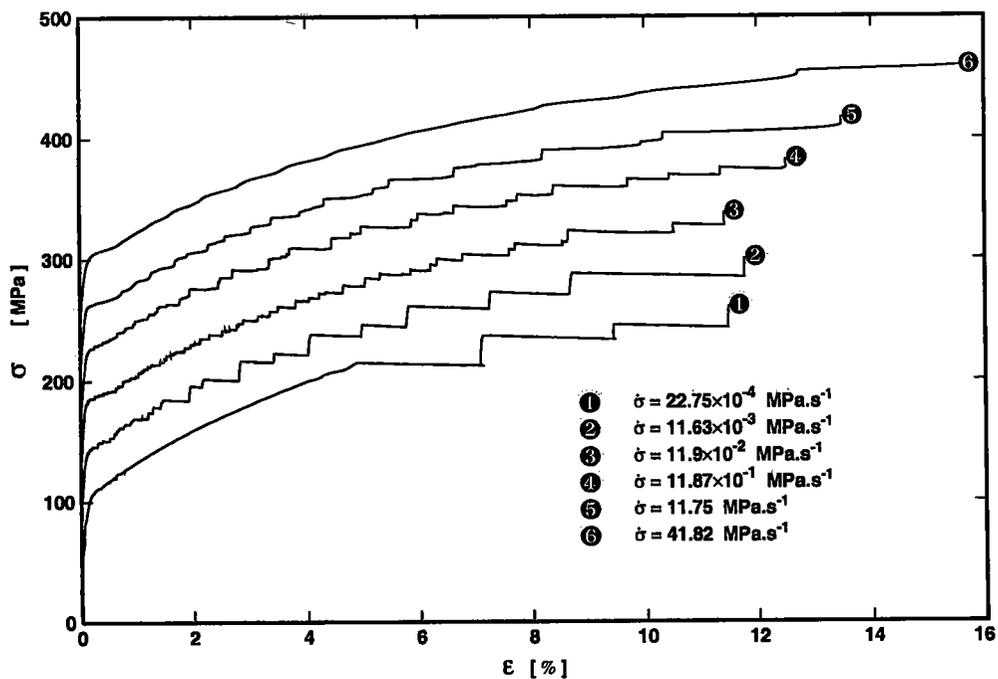


FIGURE 4.3 : Courbes¹ contrainte-déformation de l'alliage 5754 O, obtenues à différentes vitesses de chargement.

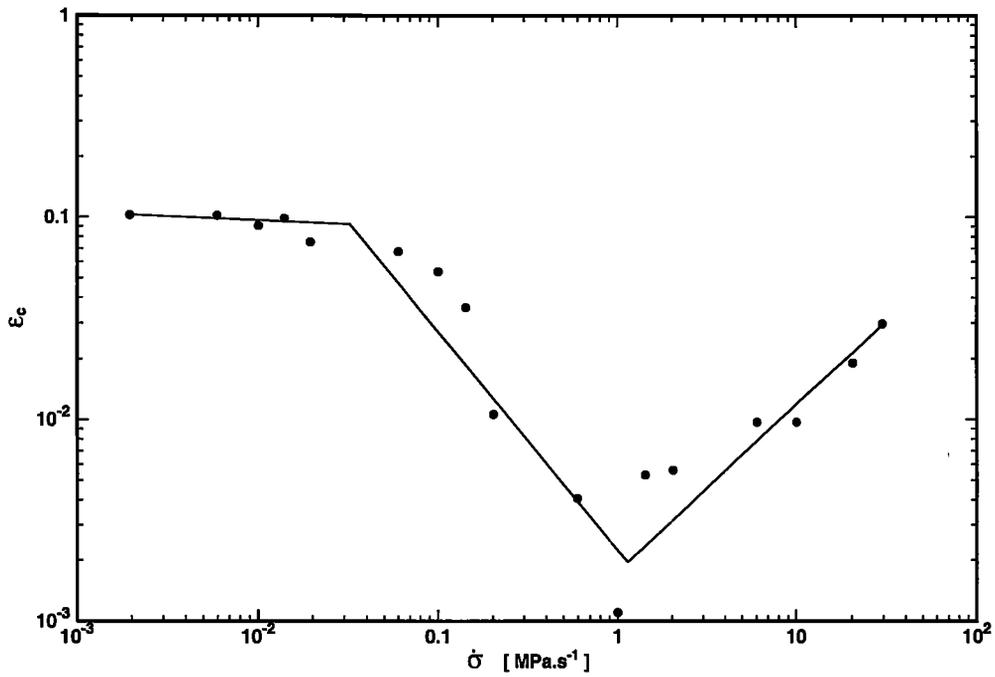


FIGURE 4.4 : Effet de la vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ sur la déformation critique ϵ_c dans l'alliage 5182 O.

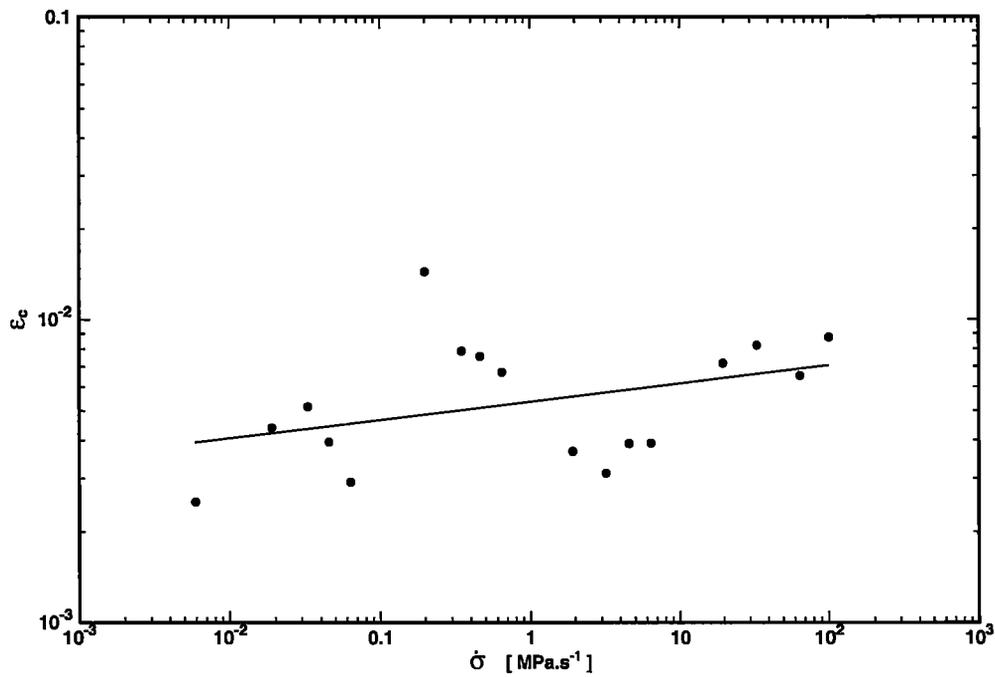


FIGURE 4.5 : Evolution de la déformation critique ϵ_c en fonction de la vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5182 H28.

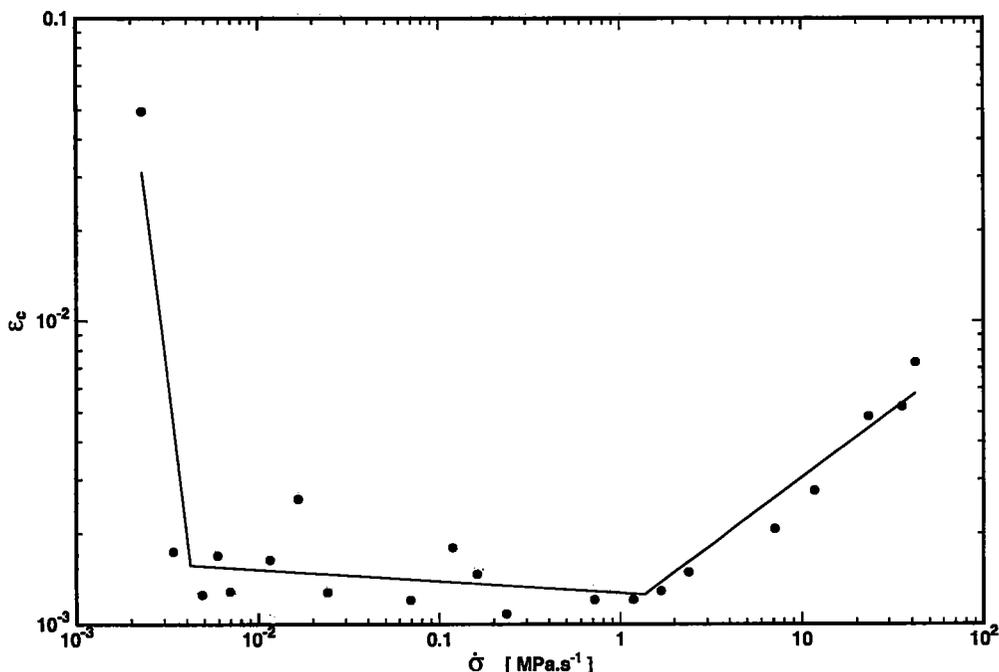


FIGURE 4.6 : Variation de la déformation critique ε_c avec la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5754 O.

Cependant, on observe dans le cas de l'alliage 5182 O la présence d'un seul palier de déformation sur la courbe contrainte-déformation pour les quatre vitesses de chargement les plus faibles : 19.45×10^{-4} MPa s⁻¹, 59.52×10^{-4} MPa s⁻¹, 10.03×10^{-3} MPa s⁻¹ et 13.99×10^{-3} MPa s⁻¹. Ce palier apparaît à une déformation comprise entre 9 et 10 %, et son étendue relativement importante, correspond à une déformation d'environ 4 % (figure 4.1b). La bande PLC qui en résulte se propage le long de l'éprouvette et entraîne généralement une rupture prématurée. L'existence d'un seul palier peut être interprétée par l'atteinte d'un état de saturation et par un rapprochement de la limite inférieure du domaine PLC. Les essais réalisés par CAISSO [62] dans un alliage aluminium-magnésium à 80°C sollicité à faible vitesse de mise en charge sur une machine molle, montrent également la présence d'un seul palier dont la longueur dépasse 10 % de déformation.

4.2 Déformation critique d'apparition de l'effet PLC

La déformation critique ε_c précédant l'apparition des paliers est considérée comme une grandeur caractéristique importante du matériau sujet au phénomène PLC. Les figures 4.4, 4.5 et 4.6 montrent l'évolution de ε_c en fonction de la vitesse de chargement imposée dans les trois alliages étudiés 5182 O, 5182 H28 et 5754 O respectivement.

La variation de ε_c en fonction de $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5182 O présente trois branches (figure 4.4). Aux faibles valeurs de $\dot{\sigma}$, la déformation critique reste quasiment constante. On observe ensuite une branche descendante aux vitesses moyennes, suivie d'une branche ascendante aux grandes vitesses. En se référant aux modèles de vieillissement dynamique [5, 16], qui prévoient une augmentation de ε_c en fonction de $\dot{\sigma}$, on peut considérer que l'écoulement hétérogène de l'alliage 5182 O aux vitesses $\dot{\sigma}$ élevées résulte essentiellement de ce processus

de vieillissement. Quant à la diminution de ε_c avec $\dot{\sigma}$, elle est prévue dans le modèle de BRECHET et Estrin [20]. En effet, ces auteurs ont montré que le cisaillement des précipités, dont la taille est inférieure à une dimension critique, peut conduire à une sensibilité négative à la vitesse de déformation et donc à un écoulement hétérogène. Par conséquent, l'effet PLC observé dans l'alliage 5182 O aux vitesses de chargement moyennes serait le résultat du phénomène de cisaillement des précipités.

Dans l'alliage 5182 H28, la déformation critique ε_c augmente faiblement en fonction de la vitesse de chargement (figure 4.5). Ce résultat semble indiquer que le vieillissement dynamique est le phénomène prépondérant responsable de l'écoulement hétérogène dans cet alliage. Cependant, il faut noter que les valeurs mesurées de ε_c sont faibles, généralement inférieures à 1%, et présentent une forte dispersion, comme on peut l'observer sur la figure 4.5. Il s'avère donc difficile dans ces conditions de conclure avec certitude quant au mécanisme de déformation responsable de l'écoulement hétérogène.

On distingue trois régimes de variation de ε_c dans l'alliage 5754 O (figure 4.6). D'abord une décroissance de ε_c en fonction de $\dot{\sigma}$ aux faibles vitesses, suivie d'un plateau où ε_c varie très peu pour les vitesses moyennes. L'observation de ce plateau peut s'expliquer par la coexistence de deux mécanismes : le cisaillement des précipités qui tend à faire décroître ε_c avec $\dot{\sigma}$, et le vieillissement dynamique qui, au contraire, tend à faire augmenter ε_c lorsque $\dot{\sigma}$ croît. Pour les grandes vitesses de chargement, ε_c croît avec $\dot{\sigma}$. Le vieillissement dynamique semble donc le mécanisme dominant dans ce cas. En revanche, le mécanisme de cisaillement des précipités n'interviendrait qu'aux vitesses de chargement faibles ou moyennes. Ces résultats expérimentaux sont en accord avec ceux obtenus par BAKIR [77] sur d'autres alliages aluminium-magnésium.

4.3 Chute de contrainte et temps de rechargement

Les paliers sur les courbes contrainte-déformation ne sont pas en général parfaitement horizontaux pour des essais effectués à faibles vitesses de chargement. En effet, on observe que la propagation des bandes PLC s'accompagne d'une faible chute de contrainte. Cependant, aux vitesses de contrainte élevées, la contrainte continue à croître linéairement avec le temps sans aucune influence mesurable du déclenchement de l'instabilité plastique.

Les chutes de contrainte $\Delta\sigma$ découlent du processus de vieillissement qui dure pendant un certain temps que l'on notera t_r . Le temps t_r correspond au temps de rechargement, défini comme la durée séparant deux bandes successives. Pendant ce temps de vieillissement t_r , les atomes de soluté diffusent sur les dislocations et les arrêtent momentanément [16]. Lorsque les dislocations s'échappent de leur atmosphère de soluté, elles provoquent une chute de contrainte quand t_r est suffisant, c'est-à-dire aux faibles vitesses de chargement.

Les figures 4.7, 4.8 et 4.9 illustrent l'évolution de $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation pour les trois alliages étudiés à différentes vitesses de chargement. $\Delta\sigma$ augmente en général avec la déformation et tend vers une valeur maximale de saturation. Cette tendance est similaire à celle observée sur machine dure dans cette étude (chapitre 3) et dans plusieurs travaux de la littérature [63, 74, 100, 106]. Les valeurs de $\Delta\sigma$ sont nettement plus élevées dans l'alliage 5182 H28 que dans les alliages 5182 O et 5754 O. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que l'alliage 5182 H28 a une densité initiale de dislocations et de lacunes beaucoup plus forte que celle des deux autres alliages.

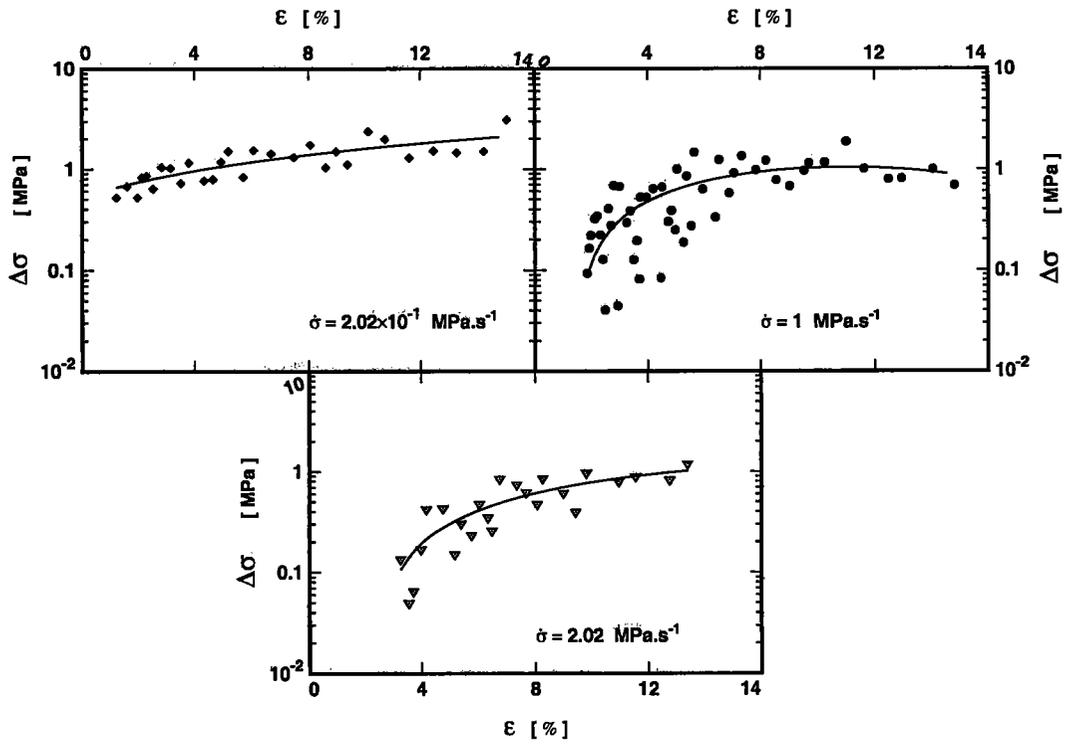


FIGURE 4.7 : Evolution de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ϵ dans l'alliage 5182 O à différentes vitesses de chargement.

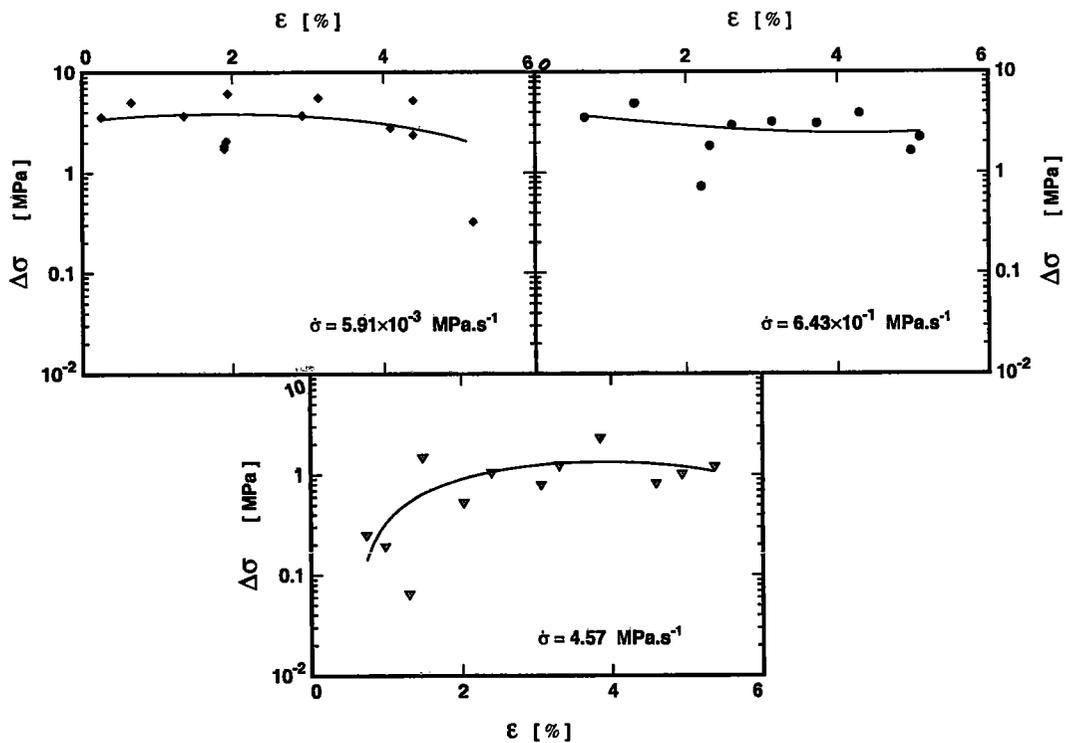


FIGURE 4.8 : Variation de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ϵ dans l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses de chargement.

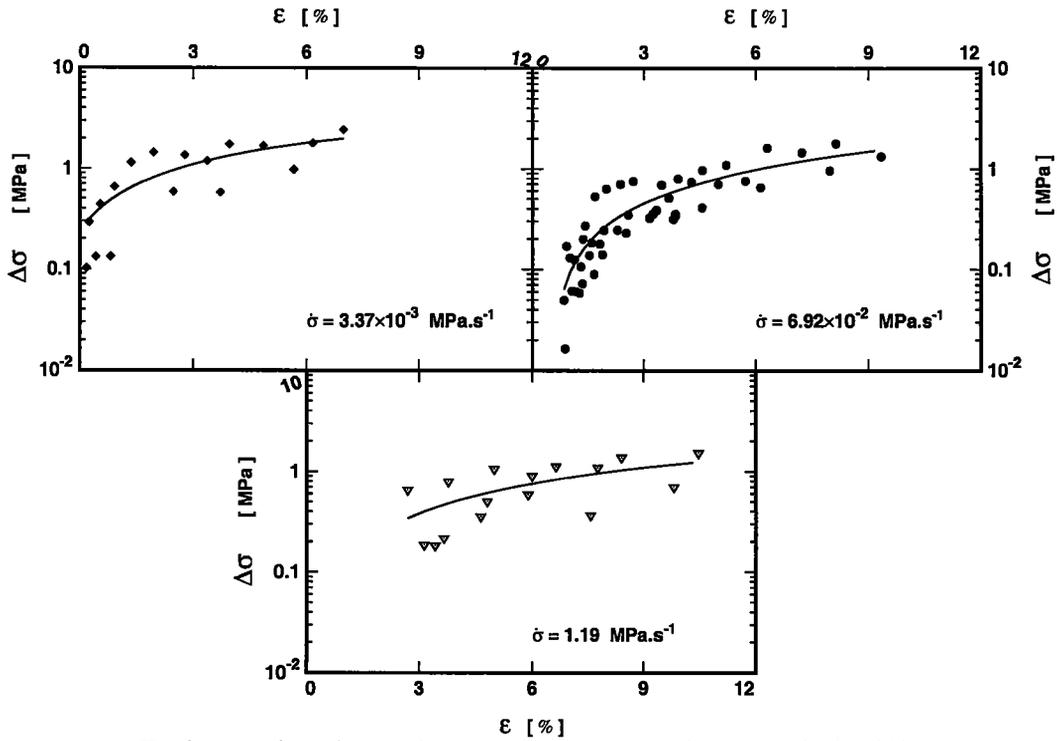
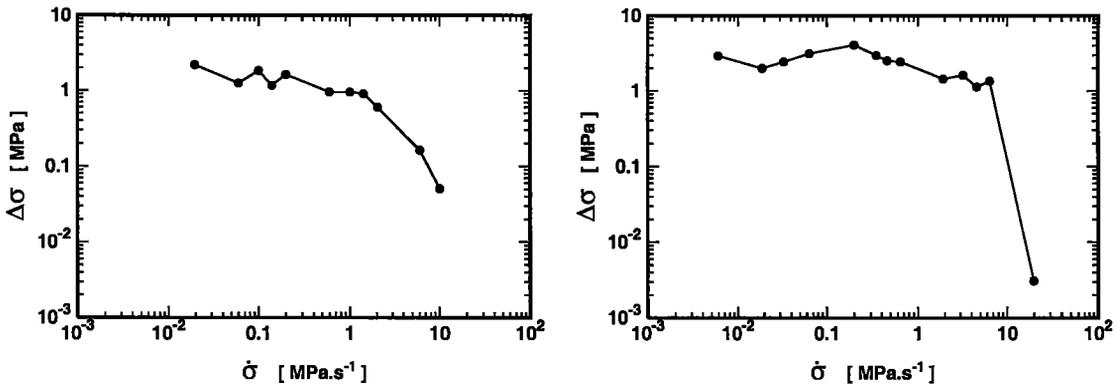
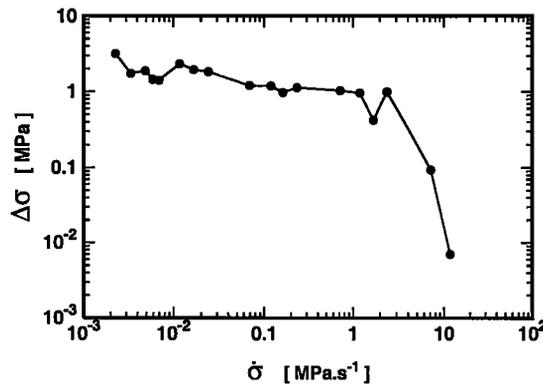


FIGURE 4.9 : Evolution des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation ε dans l'alliage 5754 O à différentes vitesses de chargement.



(a) Alliage 5182 O.

(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 4.10 : Variation des valeurs moyennes de $\Delta\sigma$ en fonction de la vitesse de chargement dans les alliages étudiés.

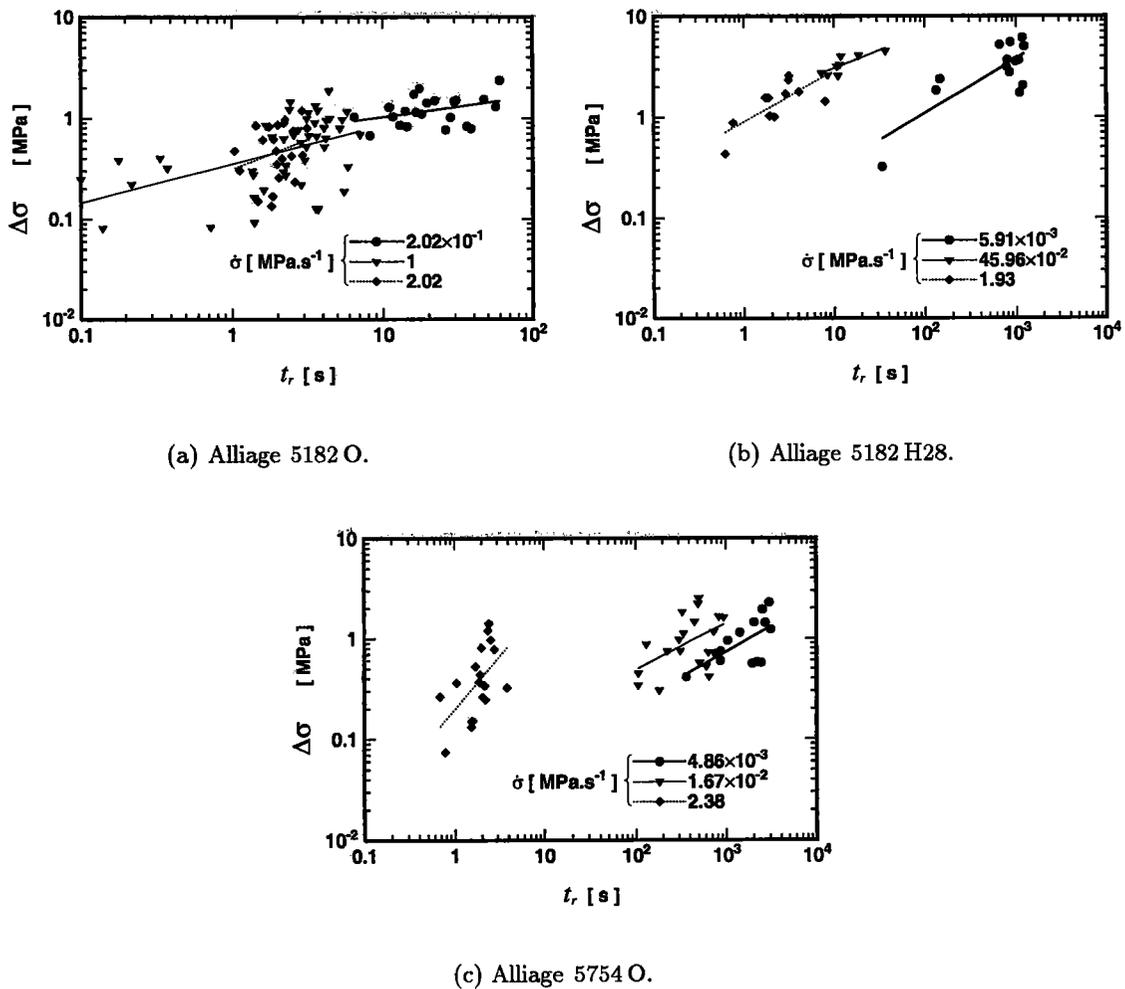


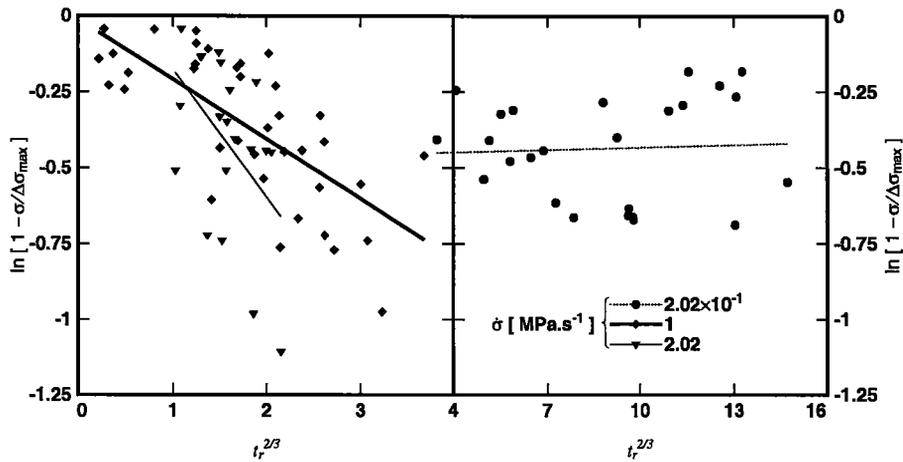
FIGURE 4.11 : Variation de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ avec le temps de rechargement t_r dans les alliages étudiés à différentes vitesses de chargement.

La figure 4.10 représente l'influence de la vitesse de chargement sur les chutes de contrainte $\Delta\sigma$. Les valeurs de $\Delta\sigma$ sont des moyennes calculées au-delà d'une déformation $\varepsilon = 5\%$ pour les alliages 5182 O et 5754 O, et au-delà de $\varepsilon = 2\%$ pour l'alliage 5182 H28. La figure 4.10 confirme une fois de plus la sensibilité négative de $\Delta\sigma$ à la vitesse de déformation, en accord avec les prévisions du processus de vieillissement dynamique.

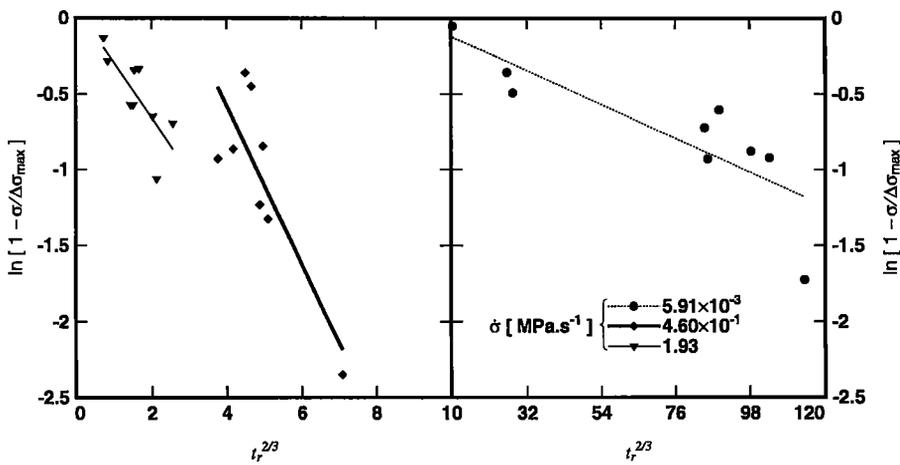
Nous allons confronter nos résultats avec les prévisions des modèles théoriques. La figure 4.11 montre que les grandeurs $\Delta\sigma$ et t_r peuvent être reliées par une loi en puissance : $\Delta\sigma = At_r^n$, avec une dispersion plus ou moins importante selon les cas. Le tableau 4.2 indique les valeurs des pentes n à différentes vitesses de chargement pour les trois alliages étudiés. On remarque en général que l'exposant n tend vers 0 pour les faibles vitesses limites d'apparition du PLC. Ce résultat est cohérent avec à la fois les résultats expérimentaux de PINK et al. [54, 110, 111] et les prévisions des modèles théoriques du phénomène PLC.

Les modèles basés sur la diffusion [52] proposent la relation suivante entre la concentration en soluté C_s sur les dislocations et le temps d'attente t_w , qui est égal à t_r :

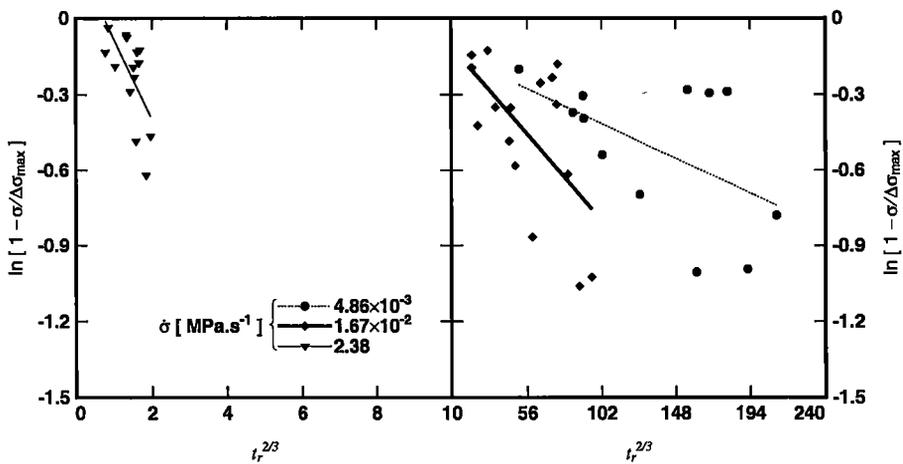
$$C_s = C_o (K D t_r)^{2/3} \quad (4.1)$$



(a) Alliage 5182 O.



(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 4.12 : Variation de $\ln[1 - \Delta\sigma/\Delta\sigma_{max}]$ en fonction de $t_r^{2/3}$ dans les alliages étudiés à différentes vitesses de chargement.

	$\dot{\sigma}$ [MPa s ⁻¹]	n
5182 O	2.02×10^{-1}	$\simeq 0$
	5.96×10^{-1}	$\simeq 0$
	2.02×10^{-1}	0.20
	1	0.38
	2.02	0.58
5182 H28	5.91×10^{-3}	0.54
	45.96×10^{-2}	0.35
	3.47×10^{-1}	0.55
	4.60×10^{-1}	0.50
	1.93	0.50
5754 O	3.37×10^{-3}	$\simeq 0$
	4.86×10^{-3}	0.51
	1.67×10^{-2}	0.46
	2.34×10^{-1}	0.28
	2.38	1.05

TABLEAU 4.2 : Valeurs de la pente n caractéristique de l'évolution de $\log \Delta\sigma$ en fonction de $\log t_r$ pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O à différentes vitesses de chargement.

où C_o est la concentration en soluté dans l'alliage, D la constante de diffusion du soluté dans le métal de base et K une constante qui dépend de l'énergie de liaison soluté-dislocation. On peut raisonnablement admettre que la chute de contrainte $\Delta\sigma$ est proportionnelle à C_s ; par conséquent, la pente n prévue par ces modèles est égale à $2/3$. D'après le tableau 4.2, l'exposant n n'est proche de cette valeur que pour les essais effectués aux vitesses de chargement élevées, c'est-à-dire dans le domaine où le processus de vieillissement dynamique est prépondérant.

Pour mieux rendre compte des effets de saturation de $\Delta\sigma$ au cours de la déformation, LOUAT [19] a modifié la relation (4.1) en proposant l'expression suivante :

$$C_s = C_m \left[1 - \exp \left(-\frac{C_o}{C_m} (KD t_r)^{2/3} \right) \right] \quad (4.2)$$

où C_m est la concentration de saturation. En supposant que C_m est proportionnelle à la valeur maximale $\Delta\sigma_{max}$ de la chute de contrainte, la relation (4.2) devient :

$$\ln \left[1 - \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_{max}} \right] = \left[-\frac{C_o}{C_m} (KD)^{2/3} \right] t_r^{2/3} \quad (4.3)$$

La figure 4.12 représente les variations de $\ln[1 - \Delta\sigma/\Delta\sigma_{max}]$ en fonction de $t_r^{2/3}$ à différentes vitesses de chargement pour les trois alliages étudiés. L'analyse de ces résultats montre que l'utilisation de la relation de LOUAT a permis de décrire légèrement mieux les évolutions expérimentales. Cependant, il subsiste des écarts importants aux temps de rechargement t_r élevés. Ces écarts sont probablement dus à la non prise en compte des effets éventuels de précipitation qui réduisent la concentration de solutés sur les lignes de dislocations [20].

4.4 Courbes d'écroissage supérieures

Les paliers enregistrés sur machine souple se situent, dans le plan (ε, σ) , à l'intérieur d'une bordure convexe [50, 62] délimitée par une enveloppe supérieure Σ_s , qui englobe chaque état d'écroissage possible par le matériau où l'effet PLC est observable. Nous avons utilisé le même algorithme que celui pour la détermination de la courbe d'écroissage supérieure sur machine dure (chapitre 3). Avant la déformation critique et au-delà de la limite supérieure de $\dot{\sigma}$ d'apparition de l'effet PLC, Σ_s est confondue avec la courbe d'écroissage réelle. A partir de ε_c , l'enveloppe supérieure est formée par chaque état d'écroissage (ε, σ) correspondant à l'initiation d'une bande.

Les résultats expérimentaux (figures 4.13, 4.14 et 4.15) obtenus montrent que Σ_s possède une tendance parabolique traduisant une croissance de la résistance de l'éprouvette au cours de la déformation avec un taux d'écroissage qui diminue. Dans les trois alliages étudiés, la courbe d'écroissage supérieure dépend de la vitesse de mise en charge. Les courbes portées sur les figures 4.16a, 4.16b et 4.16c montrent que la contrainte supérieure présente une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de mise en charge. Leur pente tend à s'annuler aux fortes vitesses limites d'apparition de l'effet PLC. La diminution de Σ_s avec la vitesse de chargement est faible dans les trois alliages étudiés. En revanche, dans l'alliage 5182 H28 pour une vitesse de chargement inférieure à 1 MPa s^{-1} , la variation de Σ_s aux différents taux de déformation présente de fortes fluctuations. Cette variation peut être expliquée par le fait que l'amorçage d'une bande est accompagné par une chute de contrainte (palier non horizontal), qui correspond en quelque sorte à des conditions aux limites mixtes. Par contre, au-delà de la vitesse de chargement $\dot{\sigma} = 1 \text{ MPa s}^{-1}$, la chute de contrainte est réduite (palier quasi-horizontale) par rapport aux essais réalisés à $\dot{\sigma} < 1 \text{ MPa s}^{-1}$, et l'évolution de Σ_s avec la vitesse de chargement montre une tendance semblable à celles obtenues dans les alliages 5182 O et 5754 O.

La figure 4.17 illustre des exemples d'évolution du taux d'écroissage supérieur h_s en fonction de la déformation, h_s étant la pente de la courbe $\Sigma_s = f(\varepsilon)$. L'évolution de h_s avec la déformation présente deux stades notamment dans les deux alliages à l'état O. Une première décroissance en échelle log-log qui semble moins rapide, suivie d'une décroissance plus prononcée. La séparation entre ces deux stades se situe aux alentours de 8 % de déformation pour l'alliage 5182 O et à 5 % pour le 5754 O. Ces résultats montrent la même tendance que ceux de BLANC [50] pour un acier inoxydable austénitique. Les variations de h_s avec la déformation sont similaires à celles obtenues sur machine dure.

4.5 Caractéristiques des bandes PLC

Dans le domaine d'existence de l'effet PLC, chaque palier observé sur la courbe contrainte-déformation correspond à la propagation d'une bande de déformation plastique, laissant souvent des marques visibles à la surface des éprouvettes. Une bande de déformation PLC peut être caractérisée par les quatre paramètres suivants [86]:

- La vitesse de propagation de la bande v_b le long de l'éprouvette : elle représente le rapport entre la distance parcourue par la bande et le temps nécessaire à sa propagation. v_b peut être déterminée soit à partir du calcul de la pente de la courbe représentant l'allongement de l'éprouvette en fonction du temps, soit à l'aide directement d'un dérivateur électronique [67].

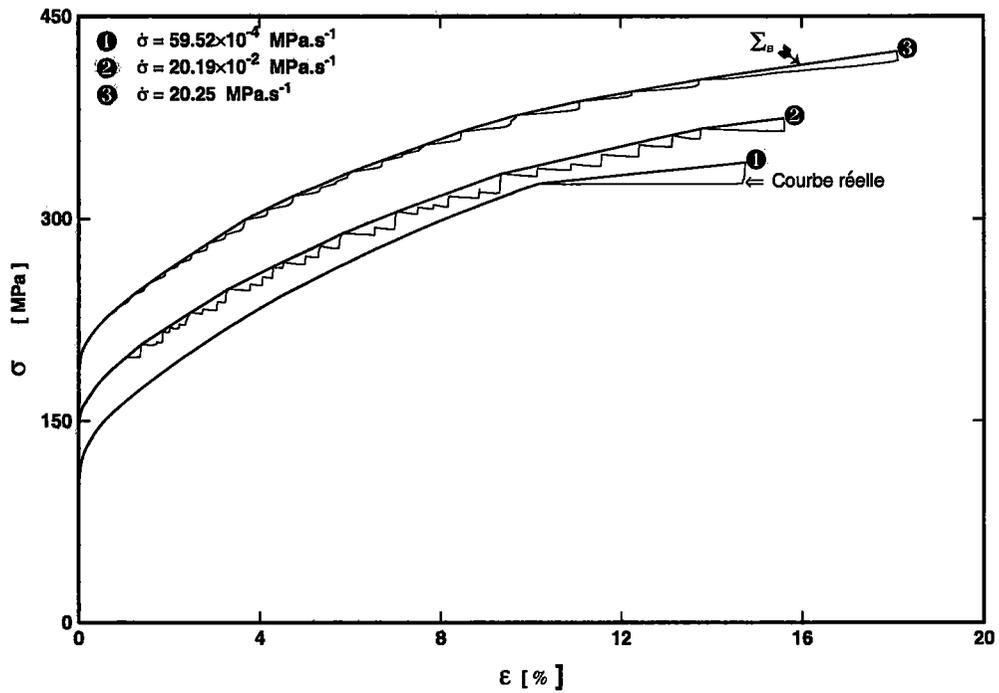


FIGURE 4.13 : Courbes¹ d'érouissage supérieures de l'alliage 5182 O à différentes vitesses de chargement.

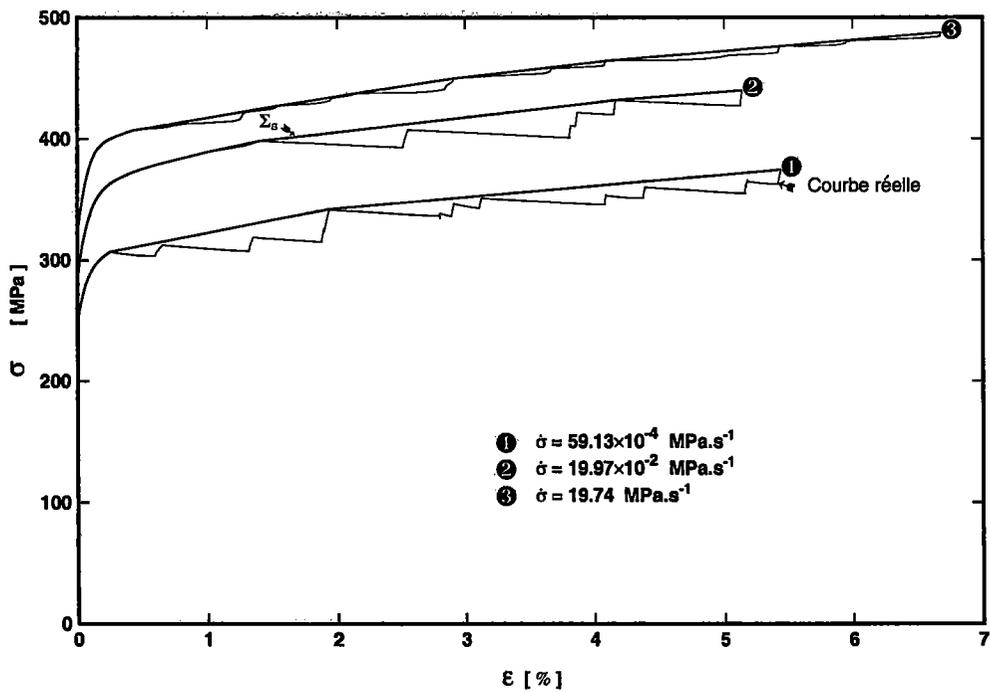


FIGURE 4.14 : Courbes¹ d'érouissage supérieures de l'alliage 5182 H28, obtenues pour différentes vitesses de chargement.

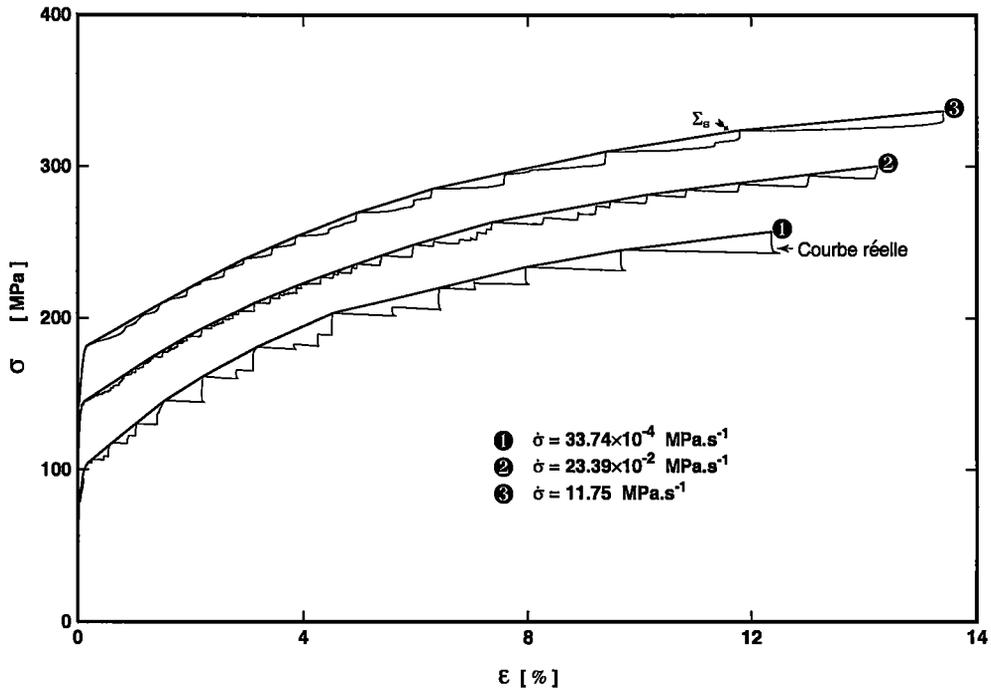
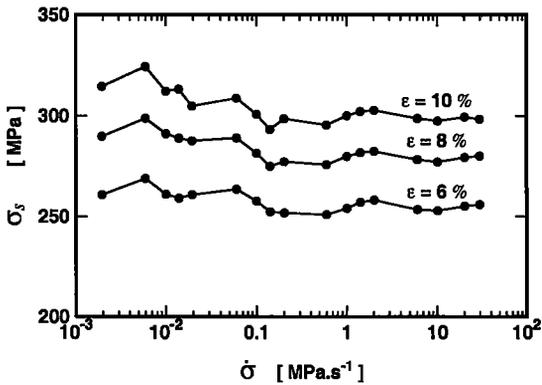
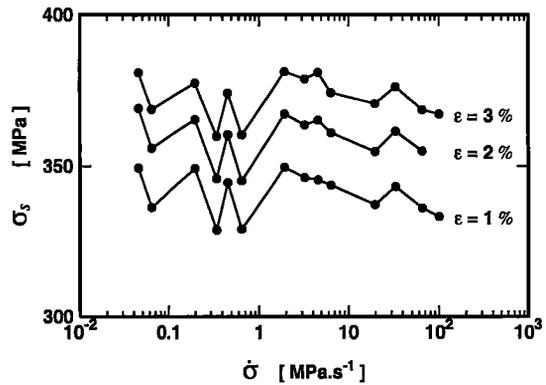


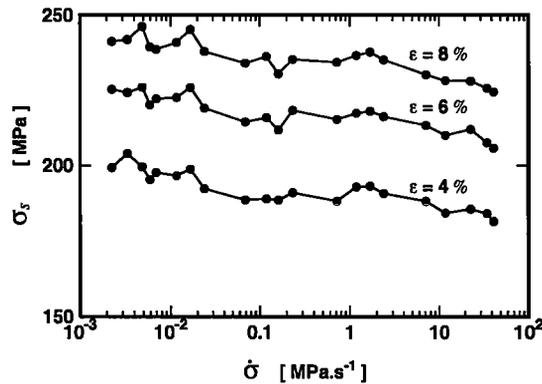
FIGURE 4.15 : Courbes¹ d'érouissage supérieures de l'alliage 5754 O à différentes vitesses de mise en charge.



(a) Alliage 5182 O.



(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 4.16 : Variations de la contrainte supérieure, déduite des courbes Σ_s , en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ pour différents taux de déformation.

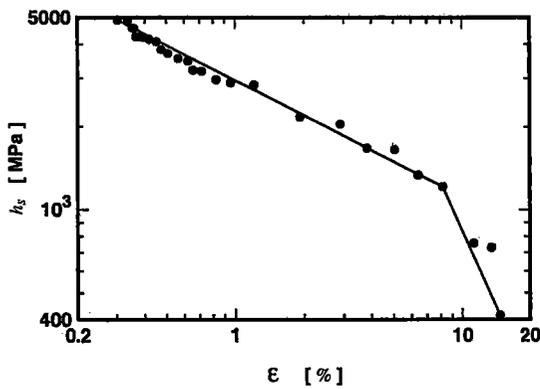
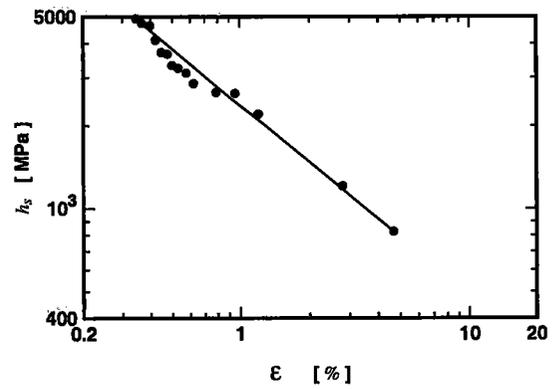
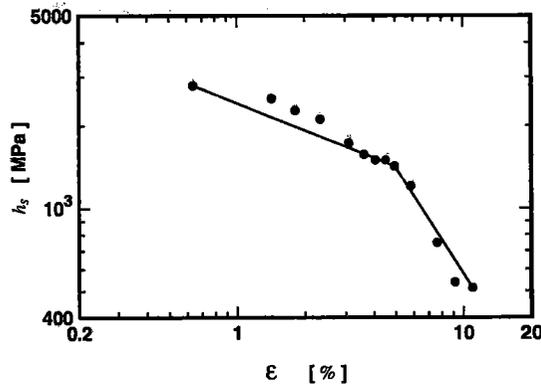
(a) 5182 O à $20.19 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$.(b) 5182 H28 à $19.97 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$.(c) 5754 O à $23.39 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$.

FIGURE 4.17 : Exemples d'évolution du taux d'écroutissage supérieur h_s en fonction de la déformation dans les alliages étudiés.

- La déformation contenue dans la bande ε_b , qui est la déformation localisée accompagnant l'amorçage d'une bande PLC.
- La vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$: elle désigne la vitesse de déformation durant l'amorçage d'une bande PLC. $\dot{\varepsilon}_b$ peut être déduite soit à partir de la pente de la courbe déformation-temps, soit au moyen d'un dérivateur électronique [67].
- La largeur de la bande l_b calculée à l'aide de la relation suivante : $l_b = \vartheta_b \Delta T_2$ [27], où ΔT_2 est le temps nécessaire à une bande pour traverser complètement une section donnée de l'éprouvette.

En général, les paramètres ϑ_b , ε_b , $\dot{\varepsilon}_b$ et l_b dépendent de l'état et du taux de déformation, de la contrainte appliquée et des conditions expérimentales telles que la vitesse de chargement et la température. Dans ce qui suit, nous allons présenter essentiellement les variations de ces paramètres au cours de la déformation en traction et en fonction de la vitesse de chargement pour les trois alliages étudiés.

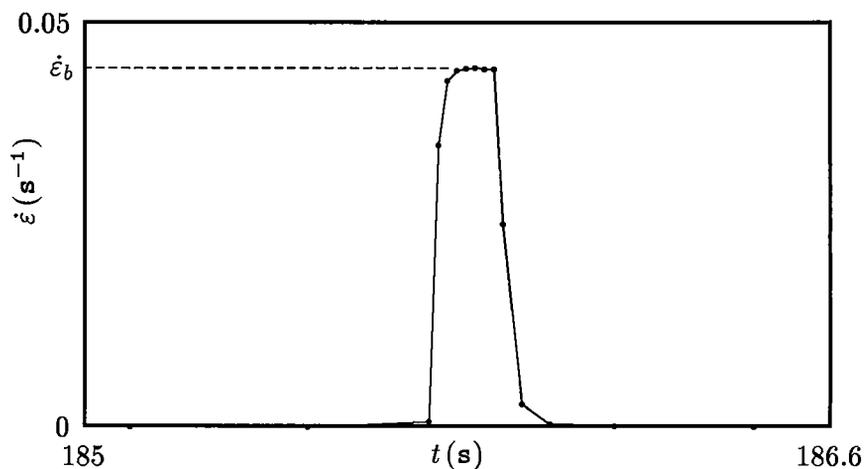
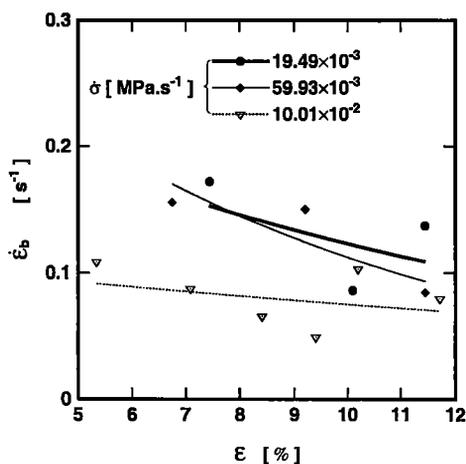
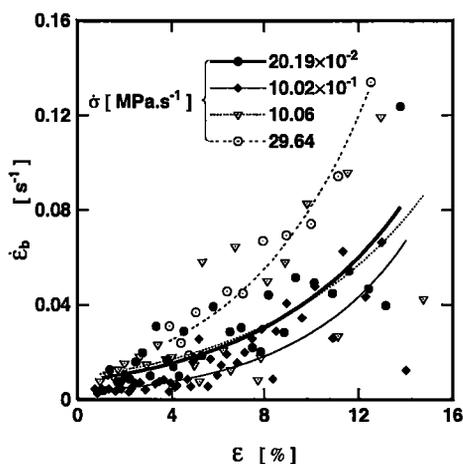


FIGURE 4.18 : Exemple illustrant l'augmentation rapide de la vitesse de déformation lors du passage d'une bande PLC. La valeur maximale $\dot{\epsilon}_b$ correspond à la vitesse de déformation dans la bande.



(a) $\dot{\sigma}$ faibles.



(b) $\dot{\sigma}$ élevées.

FIGURE 4.19 : Evolution de la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$ en fonction de la déformation totale ϵ dans l'alliage 5182 O, pour différentes valeurs de $\dot{\sigma}$.

4.5.1 Vitesse de déformation dans la bande

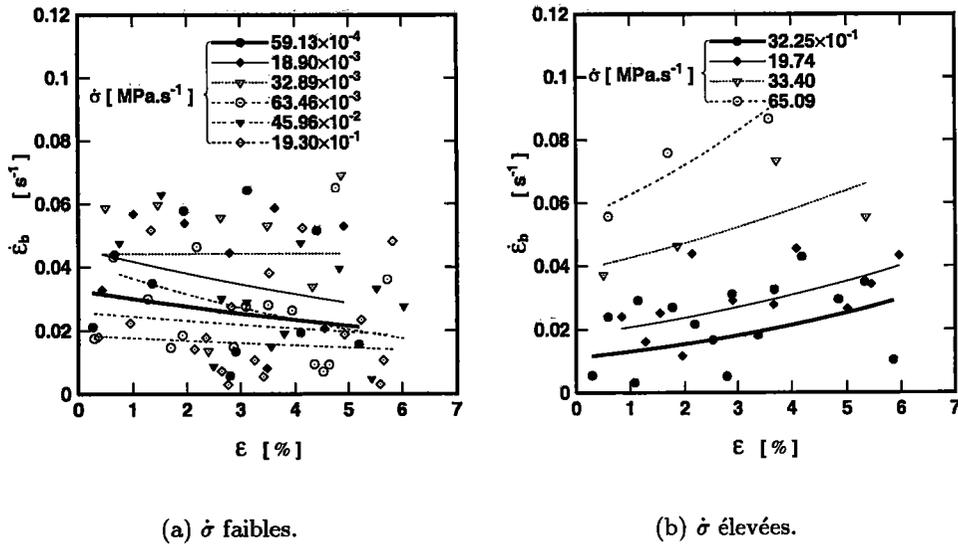


FIGURE 4.20 : Influence de la déformation sur la vitesse de déformation dans la bande ϵ_b dans l'alliage 5182 H28 pour différentes valeurs de $\dot{\sigma}$.

Chaque palier apparaissant sur les courbes contrainte-déformation est associé à la propagation d'une bande PLC le long du fût de l'éprouvette. Le passage de cette bande provoque une augmentation rapide de la vitesse de déformation jusqu'à une valeur maximale $\dot{\epsilon}_b$, appelée vitesse de déformation dans la bande (figure 4.18). Cette augmentation disparaît lorsque la déformation redevient homogène au cours de la recharge de la machine de traction jusqu'à ce qu'une nouvelle bande PLC s'initie.

Les résultats expérimentaux obtenus dans l'alliage 5182 O (figures 4.19a et 4.19b) montrent que la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$ diminue légèrement au cours d'essais effectués à faible vitesse de mise en charge ($\dot{\sigma} \leq 10.01 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$). En effet, aux basses vitesses de contrainte, près de la frontière où le phénomène PLC se manifeste encore, on est dans le domaine de traînage des dislocations et l'influence de l'écrouissage peut donc conduire à une baisse de $\dot{\epsilon}_b$. Aux vitesses de mise en charge $\dot{\sigma}$ plus élevées ($\dot{\sigma} > 10.01 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$), la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$ augmente avec la déformation totale (figure 4.19b). Les courbes convergent vers une valeur minimale de la déformation ϵ proche du seuil d'apparition du PLC. Ces résultats sont similaires à ceux trouvés expérimentalement par BAKIR [77] sur un alliage aluminium-magnésium sollicité à $\dot{\sigma} \geq 39 \times 10^{-3} \text{ MPa s}^{-1}$.

Pour une déformation donnée, on observe que $\dot{\epsilon}_b$ diminue avec $\dot{\sigma}$ aux faibles vitesses de contrainte (figure 4.19a). Par contre, les variations de $\dot{\epsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$ sont inversées aux vitesses de chargement plus élevées (figure 4.19b).

La figure 4.20 montre l'évolution de $\dot{\epsilon}_b$ en fonction de la déformation à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5182 H28. On remarque que $\dot{\epsilon}_b$ reste quasiment constante et peu sensible à $\dot{\sigma}$ tant que $\dot{\sigma} \leq 63.46 \times 10^{-3} \text{ MPa s}^{-1}$ (figure 4.20a). Lorsque la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ est comprise entre $19.97 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$ et $19.30 \times 10^{-1} \text{ MPa s}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_b$ diminue légèrement au cours de la déformation. Par contre, aux grandes vitesses de chargement ($\dot{\sigma} \geq 32.25 \times 10^{-1} \text{ MPa s}^{-1}$), $\dot{\epsilon}_b$ croît avec la déformation; l'augmentation de $\dot{\sigma}$ conduit à des

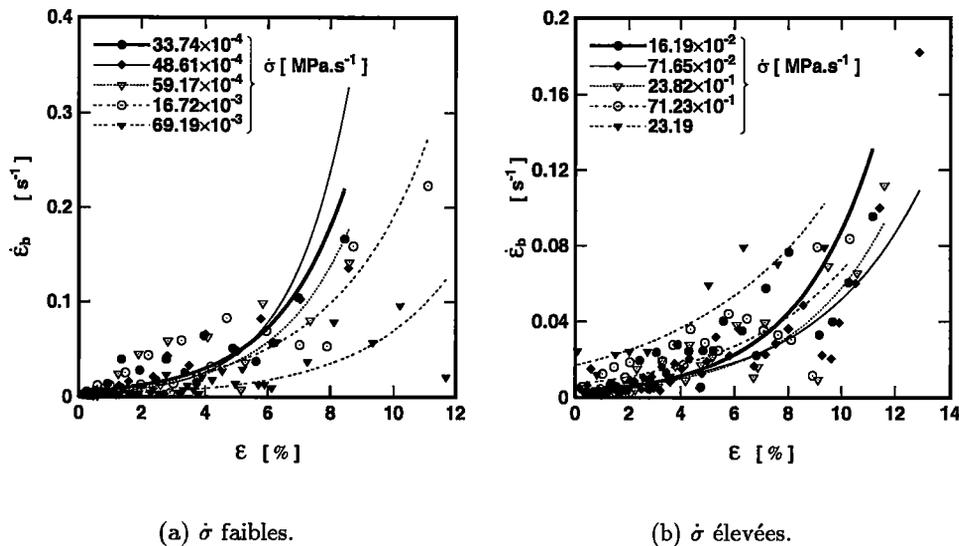


FIGURE 4.21 : Variation de la vitesse de déformation dans la bande ε_b en fonction de la déformation à différentes vitesses de chargements $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5754 O.

valeurs de ε_b de plus en plus élevées (figure 4.20b).

Les variations de ε_b avec ε sont moins marquées dans l'alliage 5182 H28 mais restent néanmoins similaires à celles observées dans l'alliage 5182 O. L'influence de $\dot{\sigma}$ sur ε_b , pour une déformation donnée, est aussi qualitativement similaire à celle trouvée dans l'alliage 5182 O.

Les essais sur des éprouvettes en alliage 5754 O (figure 4.21) montrent que la vitesse de déformation dans la bande ε_b augmente toujours avec la déformation totale de l'éprouvette. Aux faibles vitesses $\dot{\sigma}$, ε_b est peu sensible aux variations de $\dot{\sigma}$ (figure 4.21a). En revanche, aux vitesses de contrainte élevées ($\dot{\sigma} \geq 23.82 \times 10^{-1} \text{ MPa s}^{-1}$), ε_b augmente de manière plus significative avec $\dot{\sigma}$ (figure 4.21b) comme dans le cas des deux autres alliages.

4.5.2 Déformation contenue dans la bande

Chaque palier sur la courbe contrainte-déformation représente le passage d'une bande qui se traduit par une augmentation de la déformation. La valeur de cette quantité de déformation, notée ε_b et correspondant à la déformation contenue dans une bande, dépend pour un matériau donné de la déformation totale de l'éprouvette, de la vitesse de mise en charge et de la température d'essai.

La figure 4.22 représente les variations de ε_b en cours d'essai de traction dans l'alliage 5182 O à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$. L'examen de ces résultats conduit aux conclusions suivantes :

- Aux faibles vitesses $\dot{\sigma}$ ($\dot{\sigma} \leq 10^{-1} \text{ MPa s}^{-1}$), on observe une légère décroissance de ε_b avec la déformation (figure 4.22a). A déformation fixée, la déformation contenue dans une bande diminue lorsque la vitesse de mise en charge augmente.
- Pour $\dot{\sigma}$ comprise entre $14.13 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$ et $59.57 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$, ε_b croît durant l'essai et $\dot{\sigma}$ conserve la même influence sur ε_b que dans le cas précédent (figure 4.22b).

- Aux vitesses $\dot{\sigma}$ supérieures à $59.57 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$, ε_b continue à augmenter en fonction de la déformation (figure 4.22c). Au voisinage du seuil d'apparition de l'effet PLC, qui se situe juste après la limite élastique, ε_b est pratiquement insensible à $\dot{\sigma}$. Par contre, ε_b augmente avec $\dot{\sigma}$ aux déformations plus élevées.

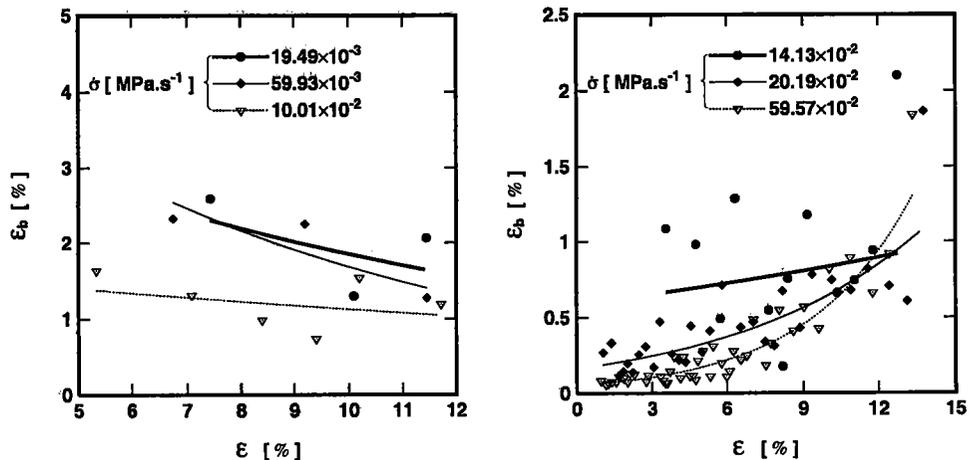
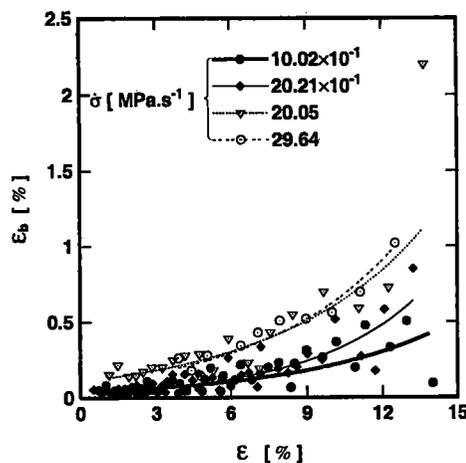
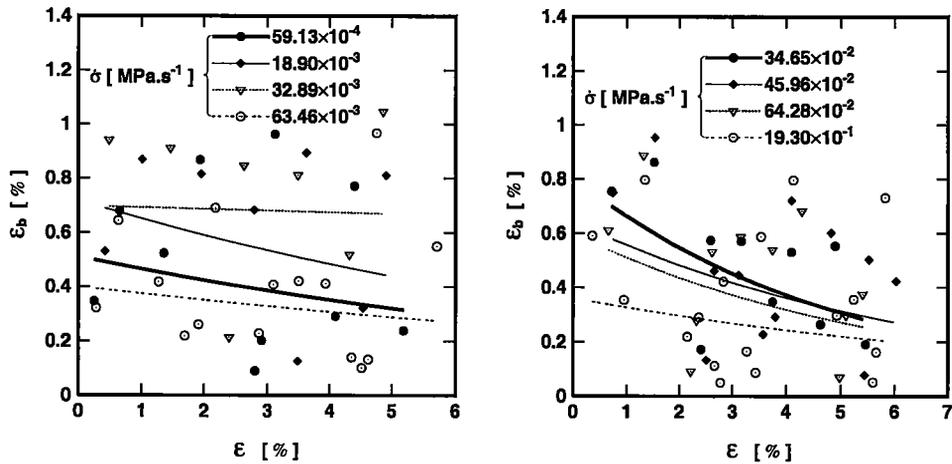
(a) faibles valeurs de $\dot{\sigma}$.(b) $\dot{\sigma}$ comprises entre 14.13×10^{-2} et $59.57 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$.(c) $\dot{\sigma}$ élevées.

FIGURE 4.22 : Variation de la déformation contenue dans la bande ε_b en fonction de la déformation de l'éprouvette dans l'alliage 5182 O à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

L'analyse des résultats expérimentaux obtenus sur des éprouvettes en alliage 5182 H28 montre que ε_b reste quasiment constante au cours de la déformation pour $\dot{\sigma} \leq 63.46 \times 10^{-3} \text{ MPa s}^{-1}$; $\dot{\sigma}$ semble avoir un effet aléatoire sur ε_b (figure 4.23a). Pour $\dot{\sigma}$ comprise entre $34.65 \times 10^{-2} \text{ MPa s}^{-1}$ et $19.30 \times 10^{-1} \text{ MPa s}^{-1}$, on observe une décroissance de ε_b en fonction de la déformation, ainsi qu'avec la vitesse de chargement pour une déformation donnée (figure 4.23b). A partir de $\dot{\sigma} = 3.22 \text{ MPa s}^{-1}$, ε_b augmente à la fois avec la déformation et la vitesse de chargement, et

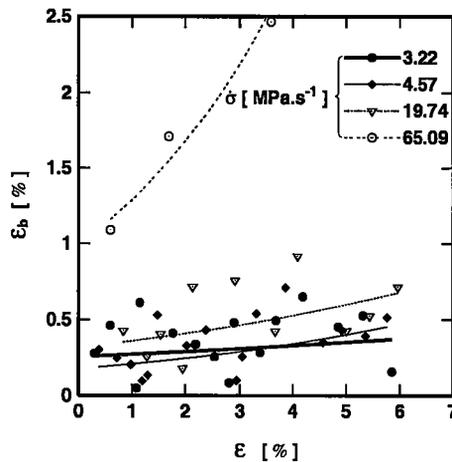
atteint une valeur de l'ordre de 2.5% pour la vitesse la plus élevée $\dot{\sigma} = 65.09 \text{ MPa.s}^{-1}$ (figure 4.23c).

Pour l'alliage 5754 O, la déformation dans la bande ε_b augmente toujours en fonction de la déformation (figure 4.24). $\dot{\sigma}$ n'a pratiquement pas d'effet sur ε_b pour des déformations inférieures à 2%. Par contre, au-delà de 2%, ε_b augmente avec $\dot{\sigma}$ pour les vitesses élevées ($\dot{\sigma} \geq 23.39 \times 10^{-2} \text{ MPa.s}^{-1}$) et diminue en fonction de $\dot{\sigma}$ à faibles vitesses.



(a) $\dot{\sigma}$ faibles.

(b) $\dot{\sigma}$ comprises entre 34.65×10^{-2} et $19.30 \times 10^{-1} \text{ MPa.s}^{-1}$.



(c) $\dot{\sigma}$ élevées.

FIGURE 4.23 : Evolution de la déformation contenue dans la bande ε_b avec la déformation totale pour l'alliage 5182 H28 à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

4.5.3 Vitesse de propagation des bandes

Les bandes de déformation associées à l'effet PLC se propagent le long du fût de l'éprouvette à une vitesse v_b après leur déclenchement près d'une zone de concentration de la déformation. Comme les autres caractéristiques de bandes, la vitesse v_b est influencée par la déformation

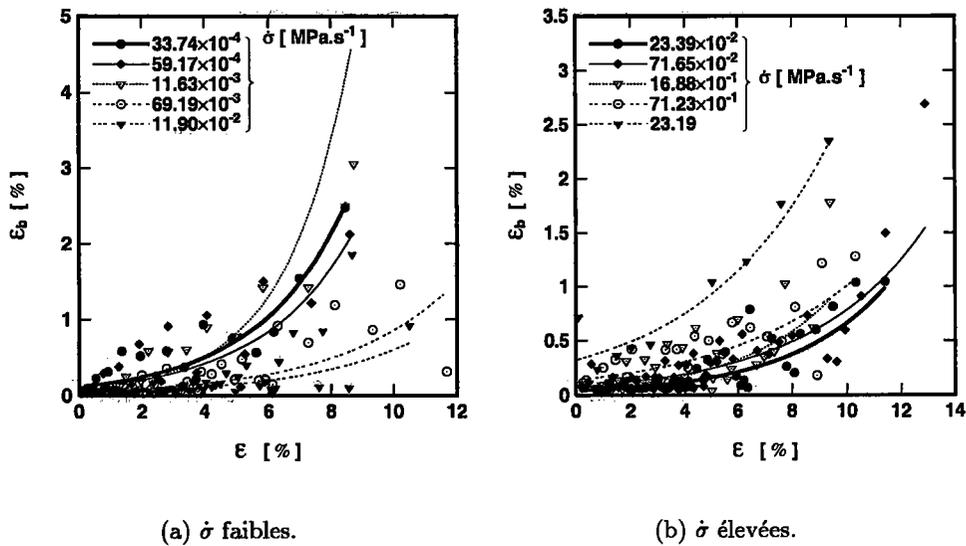


FIGURE 4.24 : Influence de la déformation totale sur la déformation contenue dans la bande ϵ_b pour différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5754 O.

totale de l'éprouvette et des conditions d'essai telles que la vitesse de contrainte et la température.

Les valeurs mesurées de ϑ_b (figures 4.25, 4.26 et 4.27) présentent une dispersion naturelle, qui est inévitable lorsqu'on étudie des instabilités de la déformation plastique du type PLC. Malgré cette dispersion, les courbes moyennes définissent des valeurs moyennes des vitesses des bandes qui caractérisent raisonnablement le phénomène.

Les figures 4.25, 4.26 et 4.27 illustrent respectivement les variations de la vitesse de bandes ϑ_b avec la déformation dans les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$. L'examen de ces résultats montre que, dans la plupart des cas, ϑ_b augmente au cours de la déformation jusqu'à une valeur à peu près stabilisée. Cette évolution est proche de celle observée par KARIMI [67] dans un acier austénitique et les valeurs de ϑ_b mesurées sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux de la littérature [34, 67, 77, 112].

Dans le but d'étudier les variations de la vitesse de bandes ϑ_b avec la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$, nous avons pris la valeur moyenne de ϑ_b pour des valeurs de déformations supérieures à 5% dans le cas de l'alliage 5182 O, et à 4% pour les alliages 5182 H28 et 5754 O ; au-delà de ces valeurs ϑ_b varie peu avec la déformation.

La figure 4.28 regroupe les résultats expérimentaux concernant l'influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur la vitesse moyenne de propagation de bandes ϑ_b . On observe que ϑ_b diminue en général lorsque $\dot{\sigma}$ augmente. Cependant, il existe pour chacun des trois alliages étudiés un intervalle assez large de $\dot{\sigma}$ dans lequel ϑ_b reste quasiment constante. Ces résultats sont en accord avec les mesures expérimentales de KARIMI [67] effectuées sur un acier inoxydable, et sont qualitativement en concordance avec les prévisions des modèles théoriques de JEANCLAUDE et al. [113] et HÄHNER [33]. Les résultats de MCCORMICK et al. [34] sur un alliage Al-Mg montrent une tendance inverse, c'est-à-dire une croissance de ϑ_b quand $\dot{\sigma}$ augmente ; mais ces auteurs [34] ont travaillé avec des vitesses de chargement beaucoup

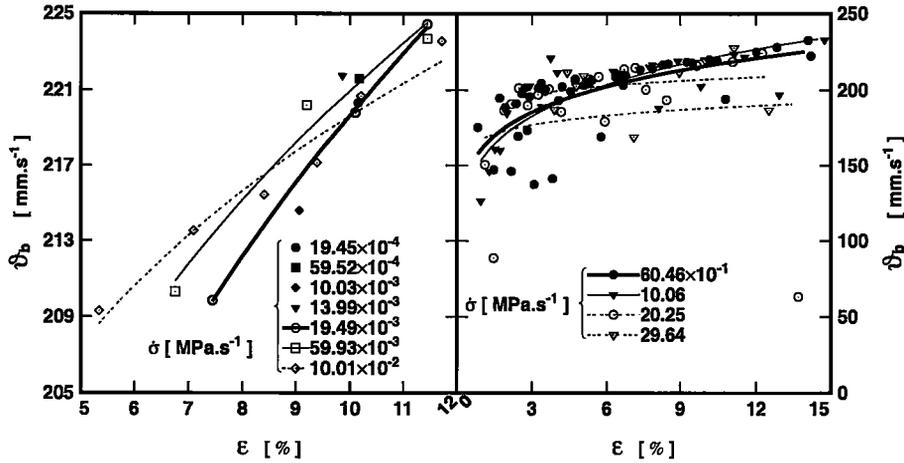


FIGURE 4.25 : Variation de la vitesse de propagation de bande v_b durant la déformation dans l'alliage 5182 O à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

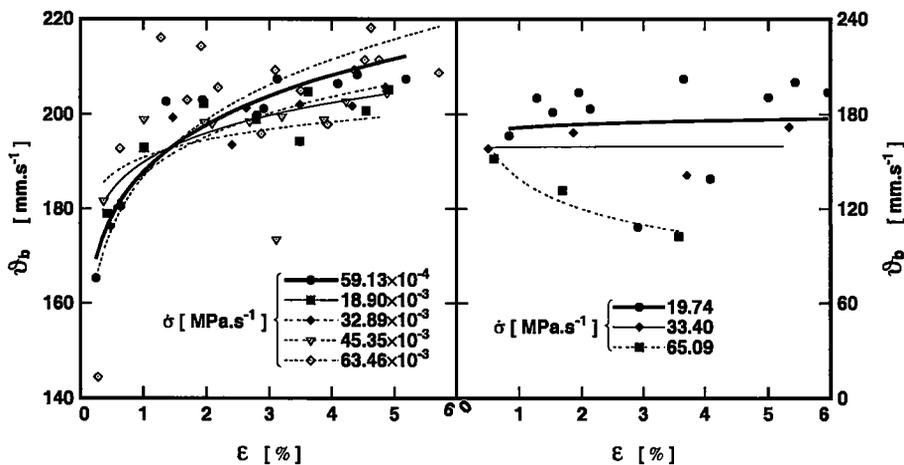


FIGURE 4.26 : Evolution de la vitesse de propagation de bande v_b en fonction de la déformation pour différentes vitesses de mise en charge $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5182 H28.

plus élevées que celles utilisées par KARIMI [67]. BAKIR [77] a observé ces deux types de comportement en étudiant les variations de v_b dans un large domaine de $\dot{\sigma}$ regroupant à la fois les domaines étudiés par KARIMI et MCCORMICK et al.

4.5.4 Largeur de bandes

Les mesures de largeur de bandes l_b sont effectuées à l'aide de la méthode exposée au chapitre 2. Nous n'avons pas pu visualiser les bandes lors des essais effectués sur machine molle parce qu'elles se propagent très rapidement le long de l'éprouvette (v_b étant de l'ordre de 150 à 200 mm.s^{-1}) et sont très larges. Les valeurs de l_b sont en général du même ordre de grandeur que la longueur utile des éprouvettes (30 mm). Ces résultats peuvent s'expliquer par le fait que les bandes naissent près des couteaux de l'extensomètre et se propagent très rapidement pour occuper ainsi tout le fût de l'éprouvette.

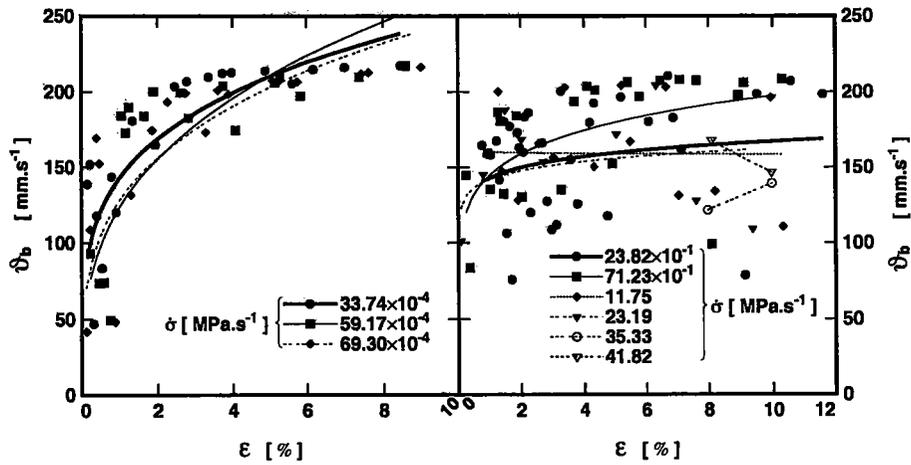
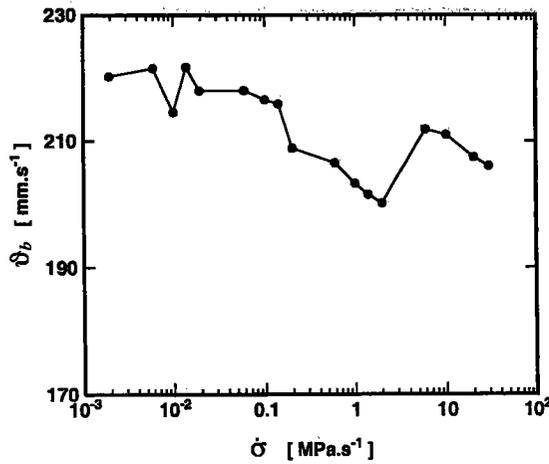
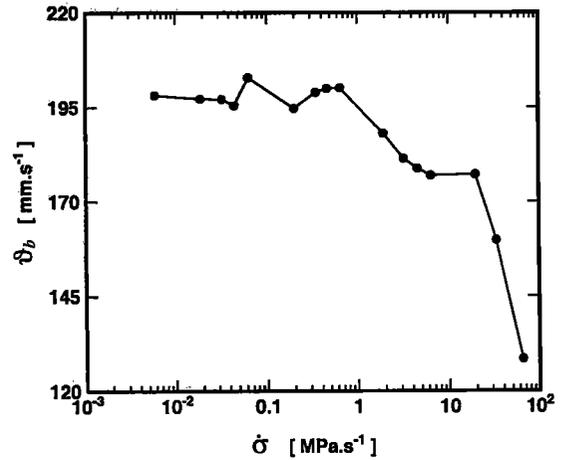


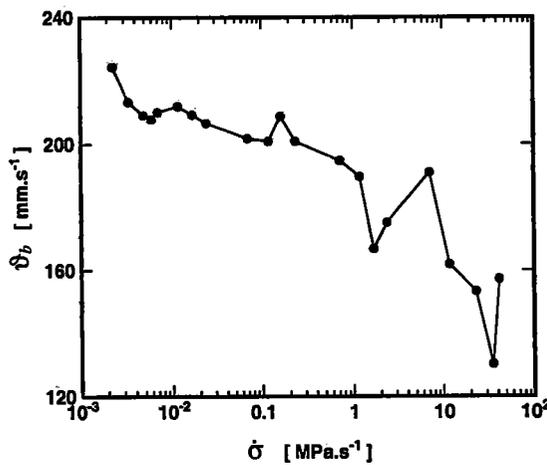
FIGURE 4.27 : Influence de la déformation sur la vitesse de propagation de bande v_b à différentes vitesses de contrainte $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5754 O.



(a) Alliage 5182 O.

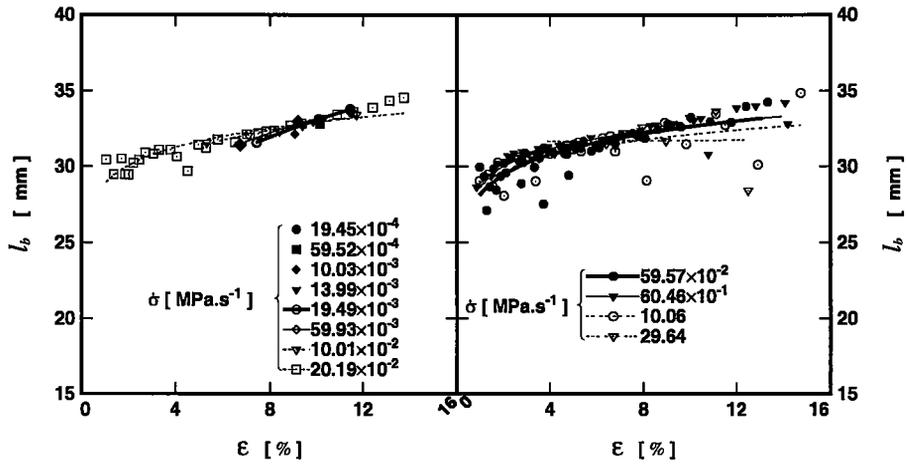


(b) Alliage 5182 H28.

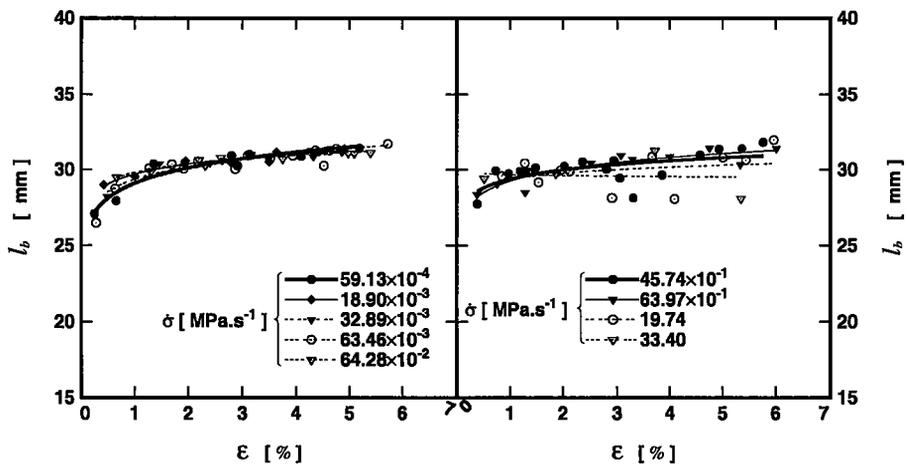


(c) Alliage 5754 O.

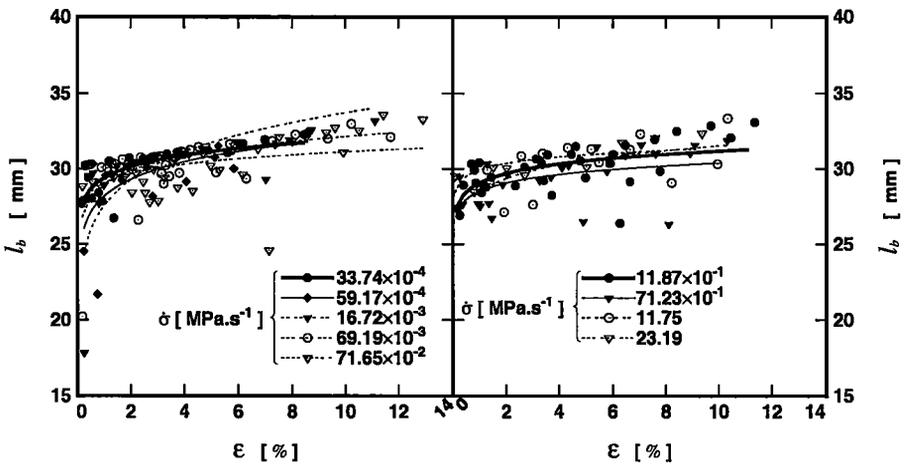
FIGURE 4.28 : Variation de la vitesse moyenne des bandes v_b en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ dans les trois alliages étudiés.



(a) Alliage 5182 O.



(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 4.29 : Variation de la largeur de bande l_b avec la déformation à différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ dans les alliages étudiés.

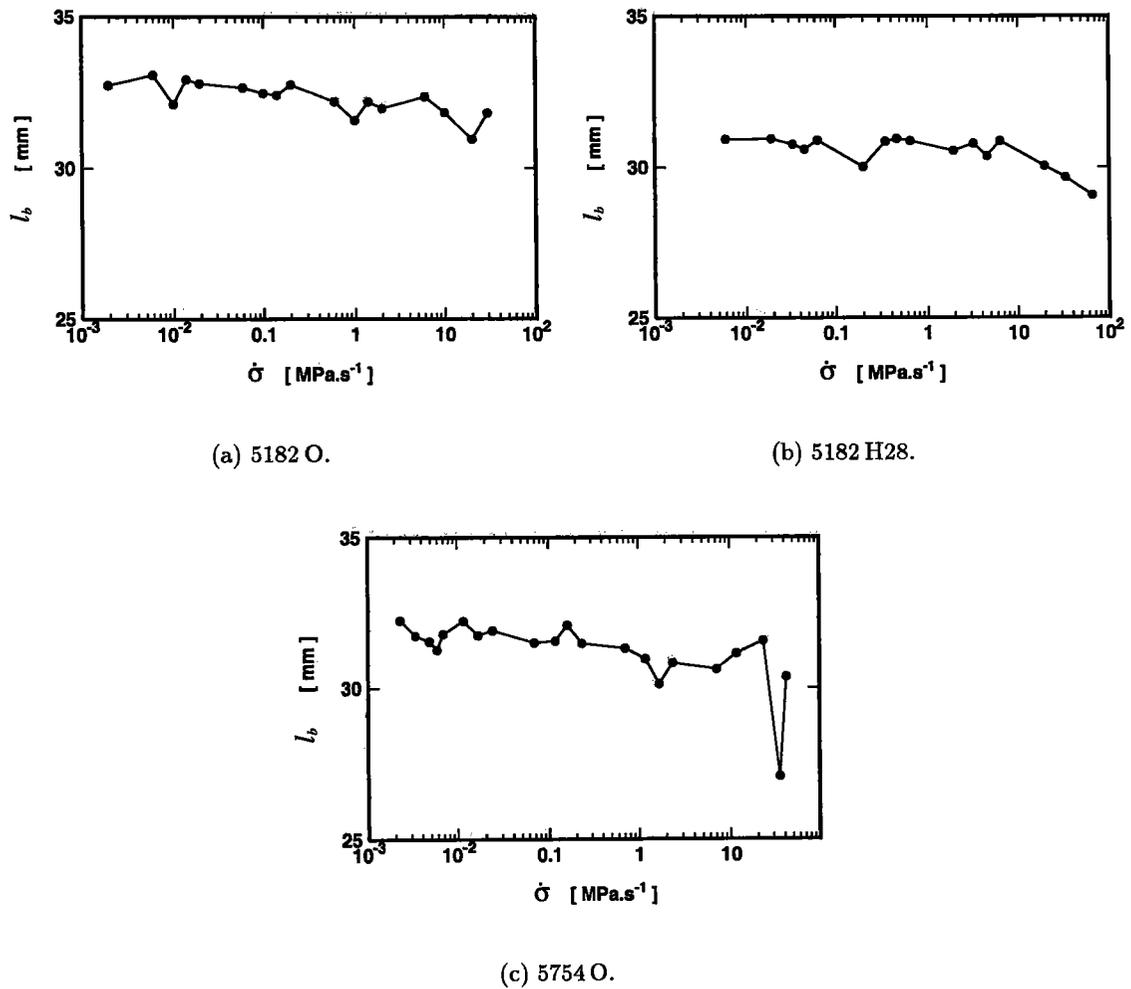


FIGURE 4.30 : Influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur la largeur moyenne de bande dans les alliages étudiés.

La figure 4.29 représente les variations de l_b au cours de la déformation à différentes vitesses de chargement dans les trois alliages étudiés. La largeur de bande mesurée augmente dans les tous premiers stades de la déformation hétérogène et atteint rapidement une valeur maximale de saturation. Il existe très peu de mesures de l_b sur machine molle dans la littérature. Dans son étude sur un acier inoxydable austénitique, BLANC [50] a montré que l_b reste quasiment constante en fonction de la déformation ; les valeurs de l_b mesurées par cet auteur sont plus faibles que celles trouvées dans la présente étude. Quant à BAKIR [77], il a trouvé que l_b diminue ou augmente avec la déformation selon la température et la vitesse de chargement considérées.

La figure 4.30 montre que la largeur moyenne de bande a tendance à diminuer légèrement avec la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ dans les trois alliages étudiés, Les valeurs moyennes de l_b étant déterminées pour $\varepsilon > 5\%$ dans les alliages 5182 O et 5754 O, et pour $\varepsilon > 2\%$ dans l'alliage 5182 H28. Ces résultats sont différents de ceux de l'étude de BAKIR [77] où l_b est fortement influencée par $\dot{\sigma}$ et peut augmenter ou diminuer en fonction de $\dot{\sigma}$.

4.5.5 Morphologie des bandes

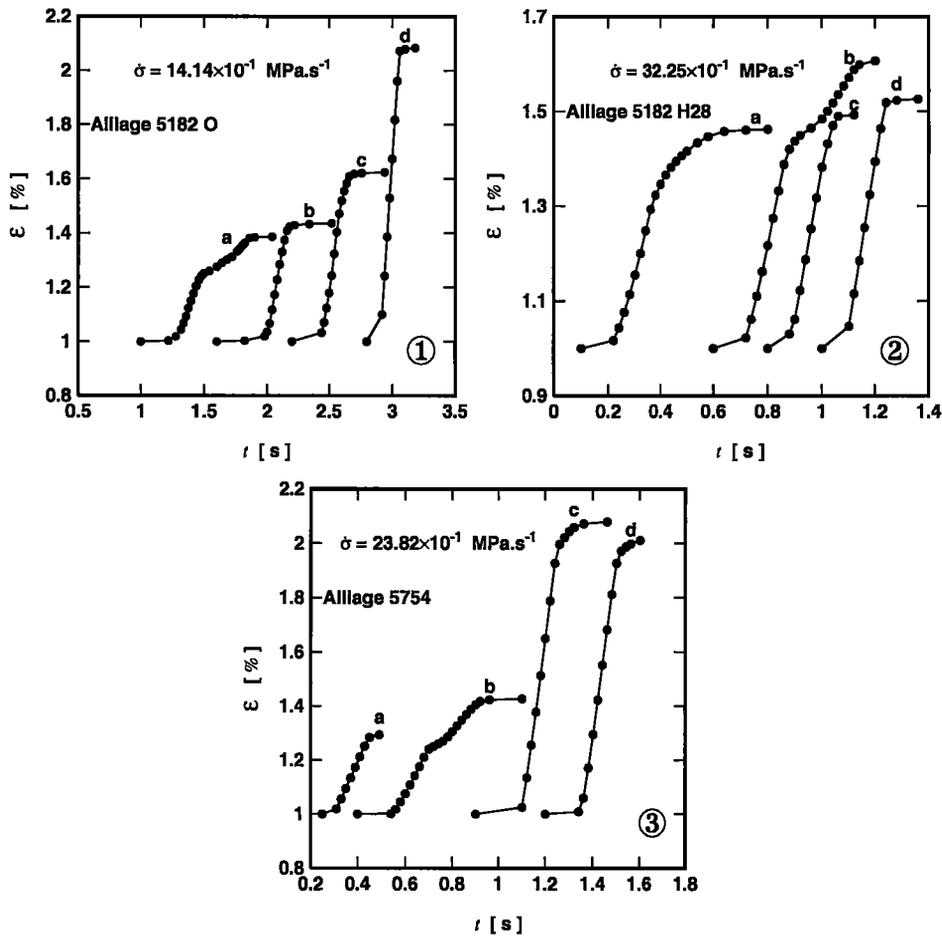


FIGURE 4.31 : Exemples d'évolution de la déformation en fonction du temps lors du passage des bandes PLC dans les trois alliages utilisés.

L'aspect des paliers sur les courbes contrainte-déformation n'est pas toujours le même et les bandes PLC associées à ces paliers présentent des caractéristiques différentes. Les mesures des variations de la déformation en fonction du temps lors du passage d'une bande permettent de distinguer trois profils (figure 4.31). Chaque profil peut être divisé en trois domaines : une zone concave à l'amont (vallée), une zone centrale à pente quasiment constante traduisant une propagation à vitesse constante de la bande, et une zone convexe à l'aval (crête). Selon la forme des parties à l'amont et à l'aval, on distingue les types suivants de bandes :

- Des bandes à double aval (bandes "a" de la figure 4.31-1, et "b" des figures 4.31-2 et 4.31-3); celles-ci ont été ralenties au cours de leur propagation sans qu'elles soient complètement arrêtées.
- Des bandes où l'aval est étendu (bandes "c" des figures 4.31-1 et 4.31-3, et "a" de la figure 4.31-2); cette extension de la zone avale correspond à une traînée de déformation plastique faisant suite à l'allongement brusque de l'éprouvette lors du passage d'une bande. La présence de cette quantité de déformation peut s'expliquer par le comportement de dislocations isolées dont le mouvement est favorisé par le passage de la bande.

- Des bandes ayant un profil de déformation symétrique (le reste des bandes de la figure 4.31); ce type de bandes est le plus fréquemment observé.

Notons que les désignations “a”, “b” et “c” indiquent l’ordre d’apparition des bandes au cours des essais de traction. Les bandes enregistrées présentent rarement des profils autres que ceux définis dans la figure 4.31. Cependant, la présence de différentes zones de concentration de contrainte (congés de l’éprouvette, couteaux de l’extensomètre, rayures, etc...) favorise la multiplicité des sites d’amorçage des bandes, ce qui complique l’interprétation des résultats et peut se traduire par des courbes de traction présentant des différences significatives [84].

4.5.6 Forme des profils de vitesse de déformation

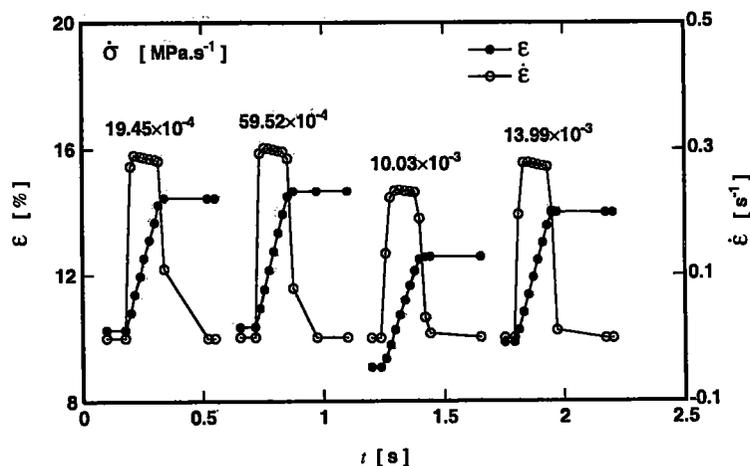


FIGURE 4.32 : Profils de déformation et de vitesse de déformation d’une seule bande observée sur machine molle durant la déformation de l’alliage 5182 O pour quatre vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

La plupart des modèles théoriques associent l’effet PLC à un blocage des dislocations par les atomes de soluté. Pendant cette phase, le matériau ne se déforme pratiquement pas. Après un certain temps de blocage, plus ou moins long selon la vitesse de sollicitation, les dislocations se libèrent de leur atmosphère de solutés et on observe la propagation d’une bande PLC accompagnée d’un accroissement brusque de la déformation ϵ et de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. La figure 4.32 montre un exemple type de ces accroissements dans l’alliage 5182 O pour quatre vitesses de contrainte. L’effet PLC se manifeste dans ces essais après 9 à 10% de déformation par la propagation d’une seule bande dont la déformation est d’environ 4%. Les profils de vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(t)$ correspondent à une augmentation importante de $\dot{\epsilon}$ au moment du déclenchement de la bande, suivie d’une zone dans laquelle $\dot{\epsilon}$ reste quasiment constante avec des valeurs élevées, comprises en général entre 0.2 s^{-1} et 0.3 s^{-1} . D’autres exemples de profils $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(t)$ sont représentés dans les figures 4.33a et 4.33b pour les alliages 5182 H28 et 5754 O respectivement. Les agrandissements des pics de $\dot{\epsilon}$ montrent que les variations de la vitesse de déformation dans les bandes passent par un plateau plus ou moins bien défini. Ces profils expérimentaux de la vitesse de déformation ont des formes analogues à celles prévues théoriquement par KUBIN et ESTRIN [27].

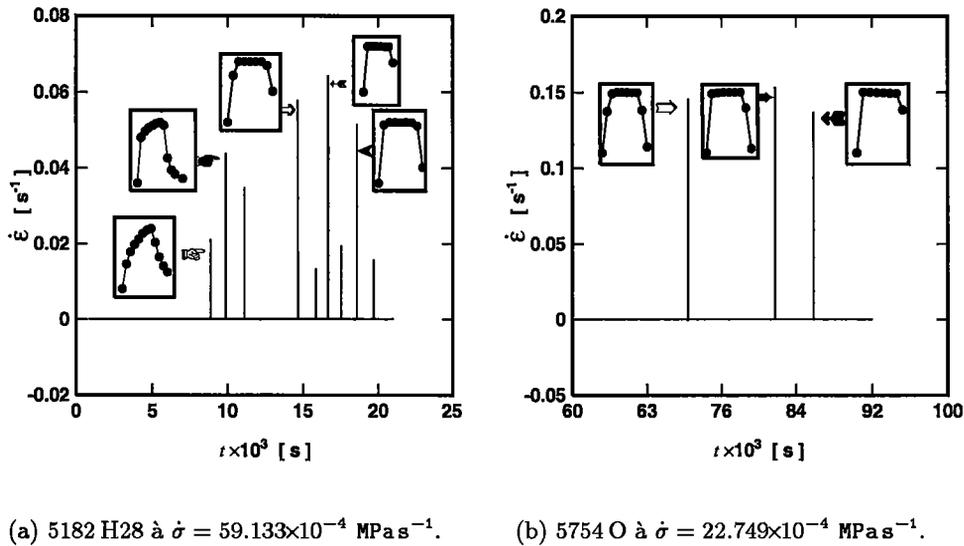


FIGURE 4.33 : Agrandissement de profils de vitesse de déformation associés à des bandes PLC.

4.6 Conclusion

L'étude expérimentale sur machine souple a abordé deux volets ; d'abord, nous avons examiné l'aspect des courbes contrainte-déformation dans un très large intervalle de vitesses de chargement et déduit les déformations critiques, les chutes de contrainte et les temps de rechargement ; ensuite, nous avons déterminé les différentes caractéristiques des bandes PLC et leur évolution au cours de la déformation et en fonction de la vitesse de chargement. Les résultats importants obtenus dans cette étude peuvent être résumés comme suit :

- L'évolution de la déformation critique ε_c avec la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ présente les deux comportements normal (vieillessement dynamique) et inverse (cisaillement de précipités) dans les alliages 5182 O et 5754 O. Par contre, seul le processus de vieillissement dynamique apparaît dans l'alliage 5182 H28.
- Une relaxation de la contrainte $\Delta\sigma$ a été observée à faibles $\dot{\sigma}$ et résulte essentiellement du processus de vieillissement dynamique ($\Delta\sigma$ a donc une sensibilité négative à $\dot{\sigma}$). $\Delta\sigma$ augmente au cours de la déformation et tend vers une valeur de saturation. Les valeurs de $\Delta\sigma$ sont beaucoup plus élevées dans l'alliage 5182 H28 que dans les deux autres alliages.
- Il existe une corrélation entre $\Delta\sigma$ et le temps de rechargement t_r sous la forme : $\Delta\sigma = At_r^n$. Les valeurs de n sont assez proches de celle prévue par les modèles basés sur la diffusion pour les vitesses de chargement élevées où le vieillissement dynamique est prépondérant.
- Les vitesses de déformation et les déformations contenues dans les bandes évoluent de la même manière. Elles diminuent légèrement au cours de la déformation à faibles $\dot{\sigma}$ et augmentent à $\dot{\sigma}$ élevées, sauf pour l'alliage 5754 O où elles augmentent toujours avec ε .

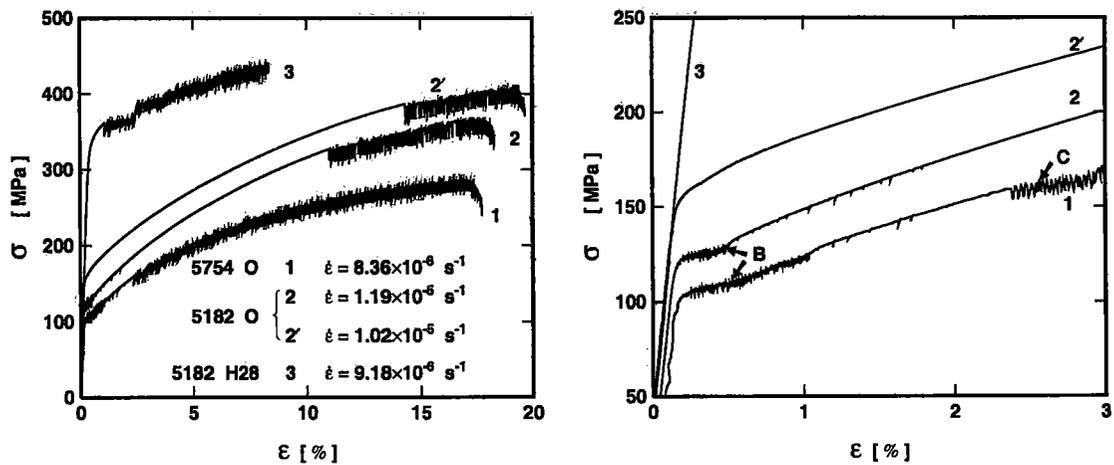
- Les variations de la vitesse de propagation et de la largeur de bande présentent pratiquement les mêmes tendances. Elles augmentent jusqu'à une valeur à peu près stabilisée au cours de la déformation, et diminuent avec la vitesse de chargement. Ces résultats sont en bon accord avec d'autres travaux expérimentaux et avec les prévisions de certains modèles théoriques.

Chapitre 5

Discussion des résultats

5.1 Machine dure

5.1.1 Comparaison entre courbes de traction des trois alliages



(a) la courbe 2' est décalée de 40 MPa par rapport à la courbe 2.

(b) Agrandissement de 5.1a dans le domaine des faibles déformations.

FIGURE 5.1 : Courbes contrainte-déformation sur machine dure.

La figure 5.1a représente des courbes contrainte-déformation typiques des trois alliages étudiés à très faibles vitesses de déformation. Nous observons que le phénomène PLC ne se manifeste pas de la même façon pour ces alliages. En particulier, l'alliage 5754 O présente deux régions d'écoulement saccadé séparées par une région où la courbe $\sigma - \epsilon$ est pratiquement lisse (courbe 1 de la figure 5.1b, qui est un agrandissement de la figure 5.1a dans le domaine des faibles déformations). Le même comportement est observé dans l'alliage 5182 O. Cependant, il n'est pas toujours facile de détecter la présence des deux régions du PLC dans cet alliage. Une comparaison entre la courbe 2 ($\dot{\epsilon} = 1.19 \times 10^{-5} s^{-1}$) et la courbe 2' ($\dot{\epsilon} = 1.02 \times 10^{-5} s^{-1}$) tracées dans la figure 5.1b montre que la première région de l'écoulement saccadé peut disparaître dans l'alliage 5182 O. Nous observons également que les décrochements passent du type B au type C quand la déformation augmente. L'apparition des décrochements B n'exige pratiquement aucune déformation plastique critique ($\epsilon_c \approx 0$),

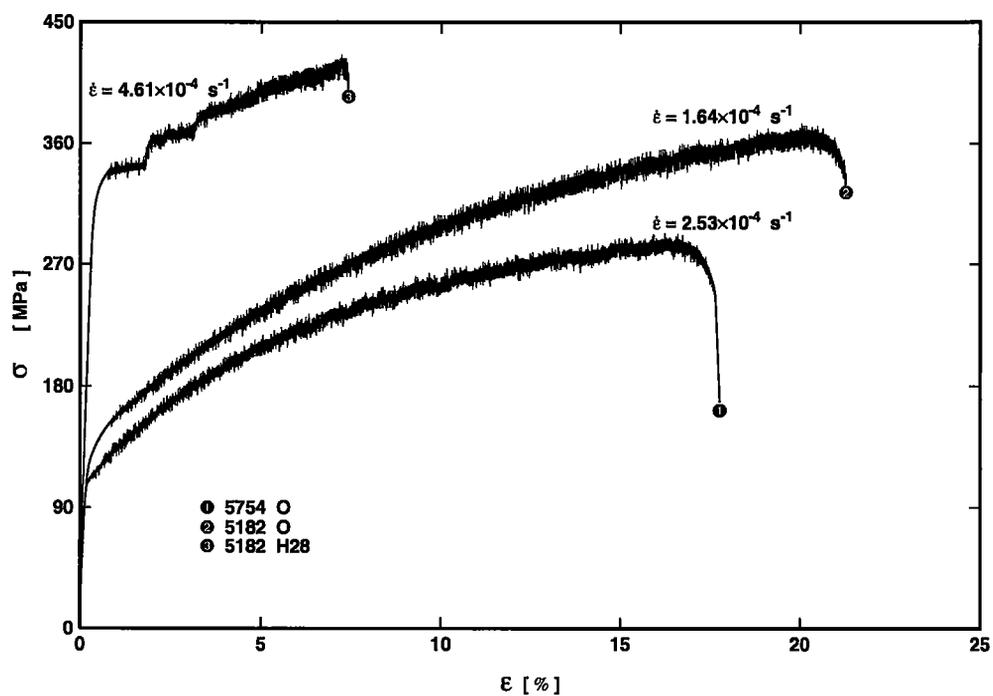


FIGURE 5.2 : Courbes contrainte-déformation sur machine dure.

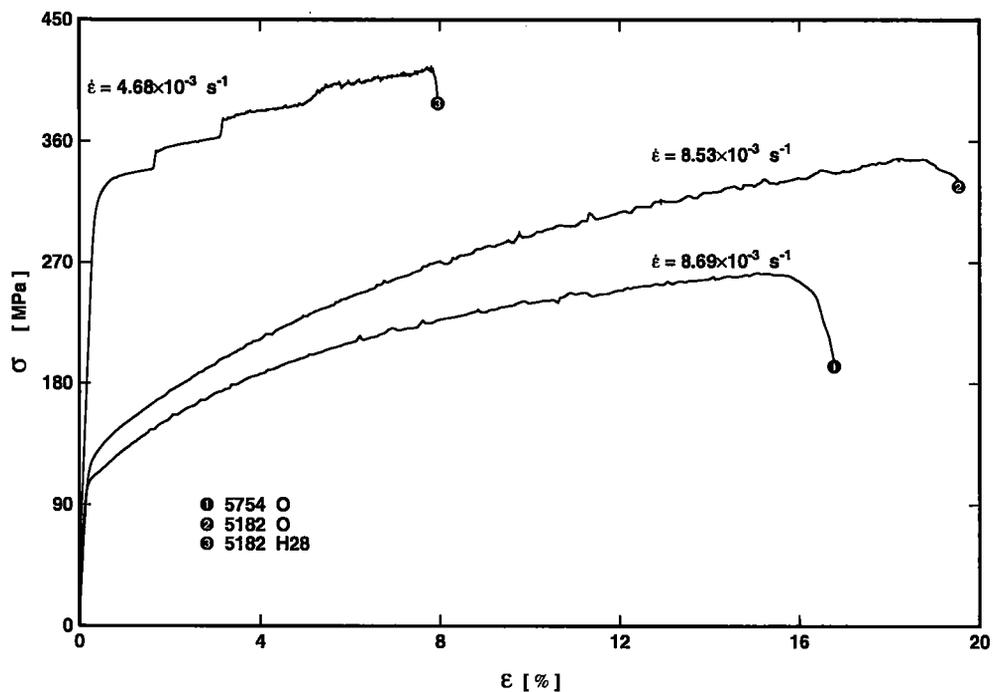


FIGURE 5.3 : Courbes contrainte-déformation sur machine dure.

5.1 Machine dure

alors que le déclenchement des décrochements C nécessite des valeurs plus élevées de ε_c . Dans l'alliage 5182 H28, seuls les décrochements du type C sont observés à faibles vitesses de déformation. Ils apparaissent dans un domaine de la courbe contrainte-déformation à faible déformation (courbe 3 de la figure 5.1a), qui se termine quand la surface entière de l'éprouvette est envahie par les traces des localisations de la déformation, visibles à l'œil nu.

Aux vitesses de déformation moyennes, les courbes contrainte-déformation des trois alliages étudiés sont constituées d'un seul domaine PLC où les décrochements sont du type B et apparaissent à de faibles déformations critiques ε_c (figure 5.2). Par contre, dans le domaine des vitesses élevées, les décrochements sont espacés et de faible amplitude (type A), et se déclenchent à des déformations critiques élevées (figure 5.3). Cependant dans l'alliage 5182 H28, les bandes de type A sont précédées de paliers de déformation qui s'apparentent à du type D.

5.1.2 Evolution des déformations critiques

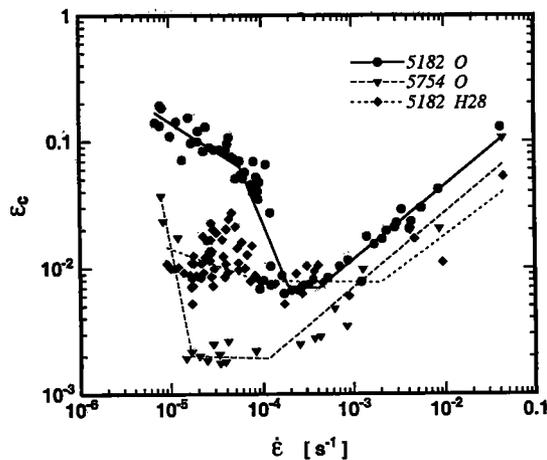
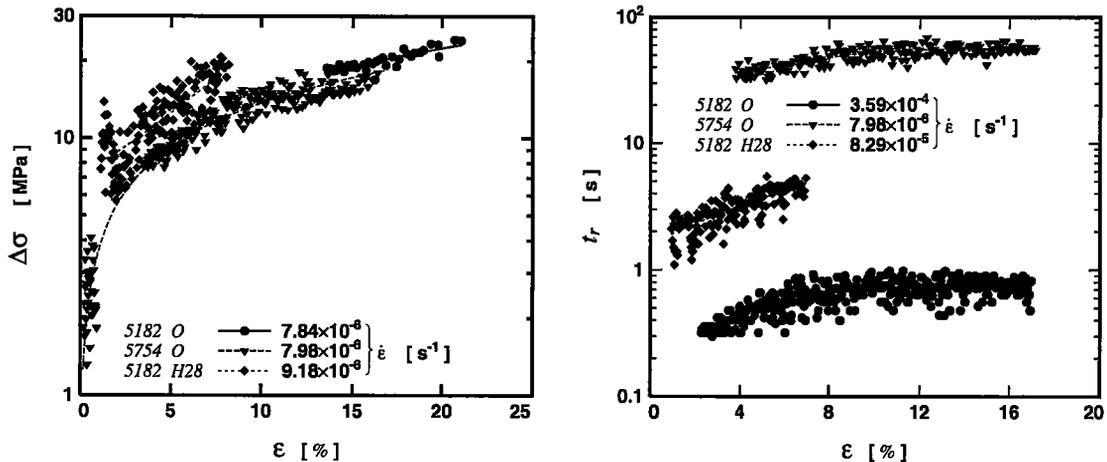


FIGURE 5.4 : Influence de la vitesse de déformation sur la déformation critique dans les trois alliages.

La figure 5.4 compare l'influence de la vitesse de déformation sur les déformations critiques des alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O. Ces trois alliages présentent un comportement inverse aux faibles vitesses de déformation, c'est-à-dire une diminution de la déformation critique quand la vitesse de déformation augmente. Ce comportement inverse est plus prononcé dans les alliages 5182 O et 5754 O que dans l'alliage 5182 H28. En comparant les courbes $\varepsilon_c = f(\dot{\varepsilon})$ relatives aux alliages 5182 O et 5754 O, ayant respectivement 4.8%Mg et 2.75%Mg, on peut conclure que l'effet PLC est retardé par une augmentation de la concentration en magnésium dans le domaine du comportement inverse. Cette influence de la teneur en magnésium est moins significative dans le domaine où le comportement normal est observé. Des études similaires sur d'autres alliages aluminium-magnésium [62, 114] ont montré que le comportement inverse est plus prononcé pour les fortes concentrations en magnésium. L'état structural initial influence également sur les déformations critiques dans le domaine du comportement inverse. En effet, les résultats obtenus pour l'alliage 5182 H28, qui est laminé à froid, montrent que l'apparition de l'effet PLC exige des déformations critiques plus faibles

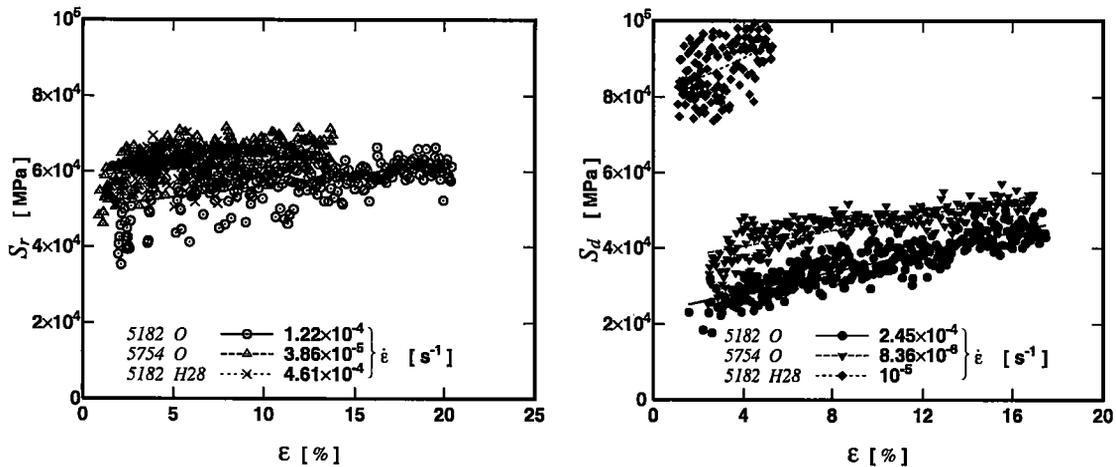
que celles trouvées dans l'alliage 5182 O, ayant la même teneur en magnésium que l'alliage 5182 H28, mais à l'état entièrement recristallisé.

5.1.3 Caractérisation des décrochements PLC



(a) Chutes de contrainte $\Delta\sigma$.

(b) Temps de recharge t_r .



(c) Pentés de recharge S_r .

(d) Pentés de décharge S_d .

FIGURE 5.5 : Comparaison entre les variations des caractéristiques des décrochements en fonction de la déformation.

Les décrochements relatifs à l'effet PLC ont été caractérisés, dans les trois alliages étudiés, par les chutes de contrainte $\Delta\sigma$, les temps de recharge t_r et les pentes de recharge S_r et de décharge S_d . L'étude de l'influence de la déformation et de la vitesse de déformation sur ces paramètres a permis de bien cerner l'évolution de l'aspect des décrochements dans le domaine d'existence de l'effet PLC à la température ambiante.

La comparaison des résultats expérimentaux montre que les variations de ces différents paramètres présentent la même tendance que ce soit en fonction de la déformation ou de

la vitesse de déformation. En effet, la figure 5.5 montre que $\Delta\sigma$, t_r , S_r et S_d augmentent de la même manière, dans le domaine des faibles déformations, quand la déformation croît ; puis atteignent une valeur stationnaire pratiquement constante dans un large intervalle de déformation. Par conséquent, l'aspect des bandes PLC tend à se stabiliser au cours de la déformation après une courte période transitoire. De même, l'influence de la vitesse de déformation, illustrée dans la figure 5.6, se présente de manière analogue pour les différents paramètres. On observe une décroissance de $\Delta\sigma$, t_r , S_r et S_d en fonction de la vitesse de déformation, c'est-à-dire que tous ces paramètres ont une sensibilité négative à la vitesse de déformation. Ce résultat est en bon accord avec les hypothèses des modélisations théoriques de l'effet PLC, qui sont basées essentiellement sur une sensibilité négative à la vitesse de déformation.

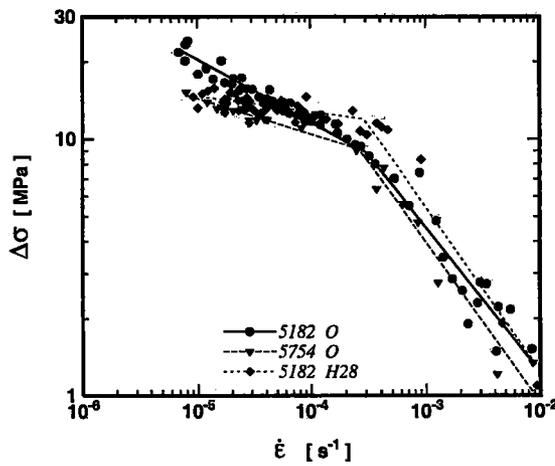
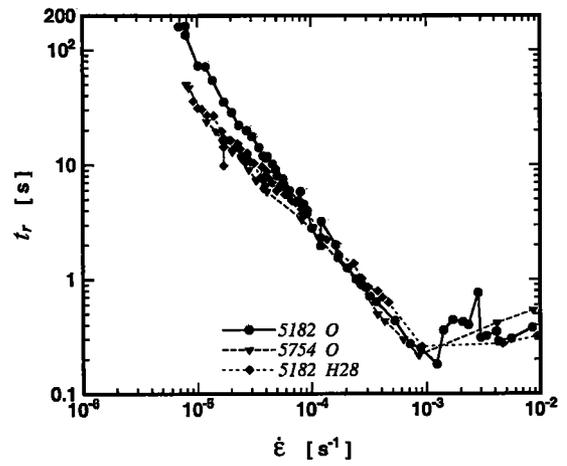
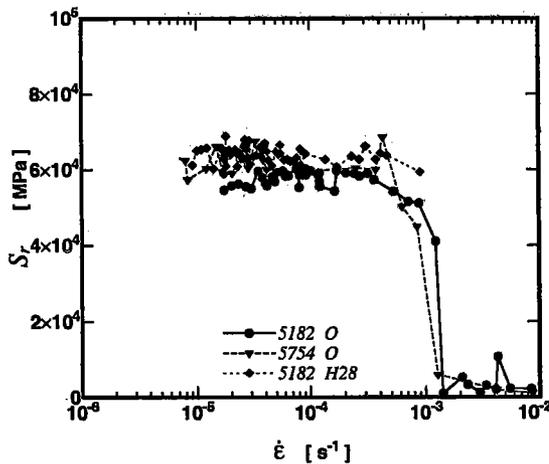
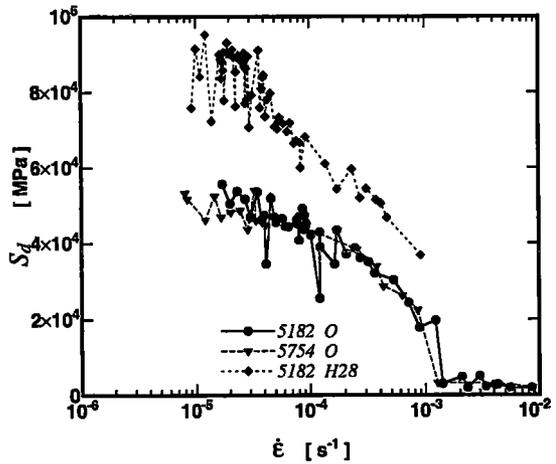
(a) Chutes de contrainte $\Delta\sigma$.(b) Temps de rechargement t_r .(c) Pentes de recharge S_r .(d) Pentes de décharge S_d .

FIGURE 5.6 : Comparaison entre les évolutions des caractéristiques des décrochements en fonction de la vitesse de déformation.

5.2 Machine molle

5.2.1 Influence de la restauration dynamique

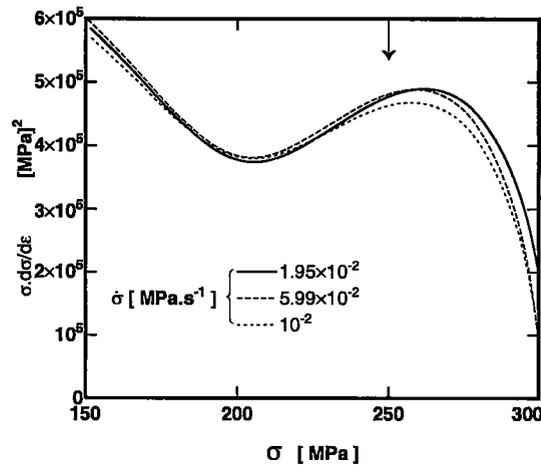


FIGURE 5.7 : Evolution de $\sigma d\sigma/d\varepsilon$ en fonction de σ , relative à l'alliage 5182 O déformé à faibles valeurs de la vitesse de chargement. La flèche indique le début de l'effet de la restauration dynamique au cours de l'essai de traction.

Comme il a été noté par NABBARO et al. [115], une représentation de $\sigma d\sigma/d\varepsilon$ en fonction de σ est équivalente à celle de la vitesse d'accumulation des dislocations au cours de la déformation en fonction de la racine carrée du niveau courant de la densité de dislocations. L'avantage principal d'un tel graphique est de nous permettre de bien distinguer les différents stades d'écroutissage, et de nous fournir une caractérisation simple de ces stades en utilisant un seul paramètre structural, la densité de dislocations.

La figure 5.7 [116] montre le comportement de l'alliage 5182 O aux faibles vitesses de chargement. L'existence d'une branche descendante aux contraintes élevées peut s'expliquer par la superposition des effets de la restauration dynamique au cours de la déformation en traction. La flèche dans la figure 5.7 indique approximativement le point correspondant au début de ces effets. Comme on le verra dans le paragraphe suivant, l'influence de la restauration dynamique peut expliquer l'inversion observée dans les variations de l'étendue du palier de déformation durant les essais de traction dans l'alliage 5182 O.

L'étendue des paliers sur les courbes contrainte-déformation correspond à la déformation dans la bande ε_b . Nous avons trouvé que ε_b augmente en fonction de la déformation ε aux valeurs élevées de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ pour les trois alliages étudiés (chapitre 4). Cette tendance est conservée à faibles vitesses $\dot{\sigma}$ seulement pour les alliages 5182 H28 et 5754 O ; par contre, ε_b diminue en fonction de ε dans l'alliage 5182 O (figure 5.8). Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le temps disponible pour la ségrégation des atomes de soluté vers les dislocations augmente quand la vitesse de chargement diminue. Un tel mécanisme, qui conduit à une contribution négative à la sensibilité à la vitesse de déformation, peut saturer aux faibles vitesses de contrainte dans l'alliage 5182 O contenant une concentration plus élevée en magnésium que celle de l'alliage 5754 O, et ayant une densité de dislocations initiale plus faible que celle de l'alliage 5182 H28. Ainsi, la concentration en solutés sur les lignes de dislocations atteint sa valeur de saturation, et la diminution de l'étendue du palier

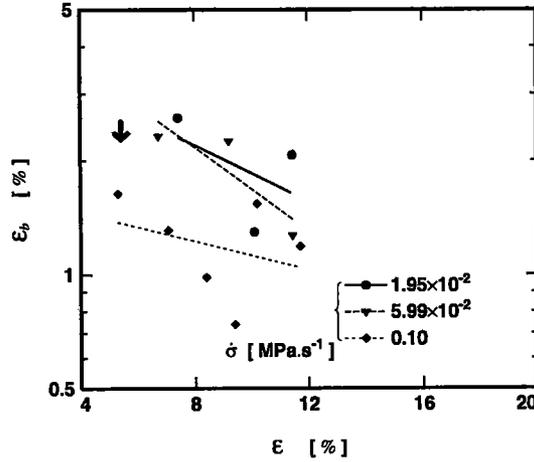


FIGURE 5.8 : Variation de la déformation contenue dans la bande ε_b en fonction de la déformation de l'éprouvette dans l'alliage 5182 O à faibles vitesses de chargement. la flèche indique le début de l'influence de la restauration dynamique, comme dans la figure 5.7.

de déformation peut donc être associée à un effet de restauration dynamique aux déformations élevées. La flèche sur la courbe de la figure 5.8 indique le début de l'influence de la restauration dynamique, comme cela a été déterminé sur la courbe de la figure 5.7. Par conséquent, une corrélation peut être établie entre cet effet de restauration et la diminution de la déformation dans la bande dans le cas de l'alliage 5182 O à faibles vitesses de chargement.

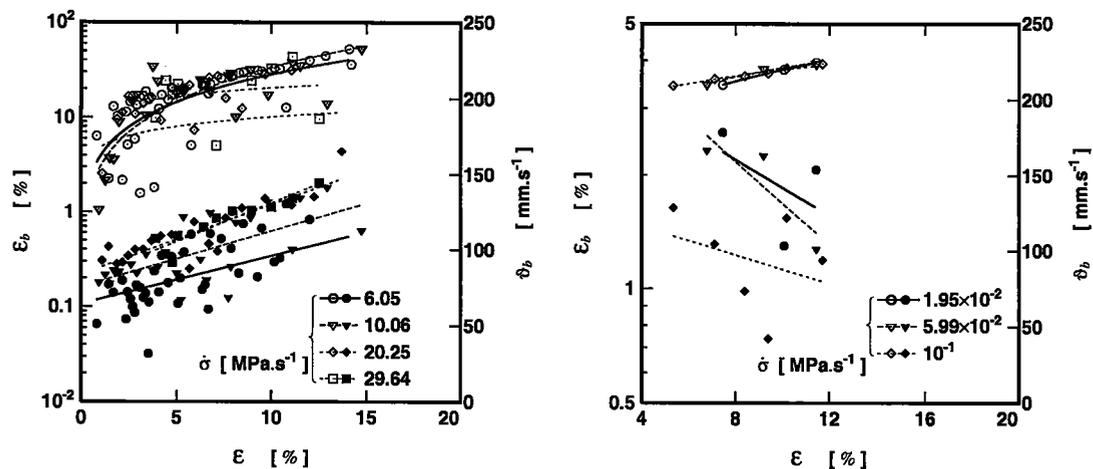
5.2.2 Comparaison entre les caractéristiques des bandes PLC

5.2.2.1 Vitesses de déformation et déformations dans les bandes

En comparant les variations concernant la vitesse de déformation dans la bande avec celles relatives à la déformation dans la bande (voir chapitre 4), on note une certaine similitude pour chacun des trois alliages étudiés. Ce résultat peut être expliqué en recherchant la relation entre $\dot{\varepsilon}_b$ et ε_b . En effet, si on considère une bande PLC repérée par l'indice i , les deux grandeurs $\dot{\varepsilon}_b$ et ε_b sont reliées par la relation suivante :

$$\varepsilon_b^i = \int_{t_d}^{t_f} \dot{\varepsilon}^i dt \simeq \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{n-1} (\dot{\varepsilon}_{j+1}^i + \dot{\varepsilon}_j^i) (t_{j+1}^i - t_j^i) = \dot{\varepsilon}_b^i \sum_{j=1}^{n-1} \frac{(\dot{\varepsilon}_{j+1}^i + \dot{\varepsilon}_j^i) (t_{j+1}^i - t_j^i)}{2\dot{\varepsilon}_b^i}$$

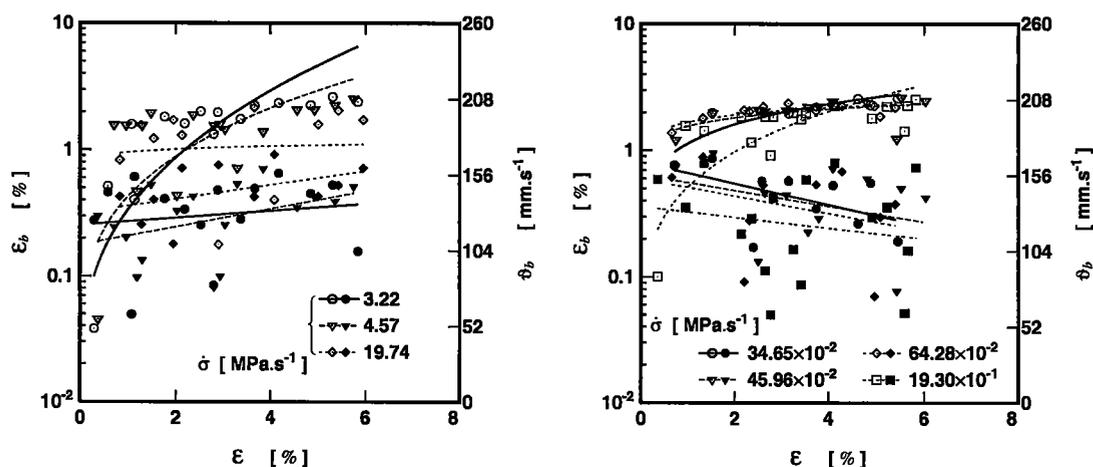
où n est le nombre de points enregistrés lors du passage d'une bande i , t_d et t_f sont respectivement les temps de début et de fin de la propagation de cette bande. Finalement, on peut écrire $\varepsilon_b^i = \beta^i \dot{\varepsilon}_b^i$, avec β^i correspondant à la quantité sous le signe de sommation. L'intervalle de temps entre deux mesures et le nombre de points d'enregistrement lors du passage d'une bande variant peu d'une bande à l'autre, le coefficient de proportionnalité β^i reste donc à peu près constant, ce qui permet d'expliquer la similitude des variations de $\dot{\varepsilon}_b$ et ε_b observées expérimentalement. Les résultats obtenus par KARIMI [67] sur un acier inoxydable austénitique et ceux de BAKIR [77] sur un alliage aluminium-magnésium montrent également l'existence de cette similitude entre ε_b et $\dot{\varepsilon}_b$.



(a) Vitesses de chargement élevées.

(b) Vitesses de chargement faibles.

FIGURE 5.9 : Evolution de la déformation dans la bande ϵ_b (symboles pleins) et de la vitesse de propagation de bande v_b (symboles creux) en fonction de la déformation de l'éprouvette dans l'alliage 5182 O.



(a) Vitesses de chargement élevées.

(b) Vitesses de chargement faibles.

FIGURE 5.10 : Variation de la déformation dans la bande ϵ_b (symboles pleins) et de la vitesse de propagation de bande v_b (symboles creux) au cours de la déformation dans l'alliage 5182 H28.

5.2.2.2 Vitesses de propagation et déformations dans les bandes

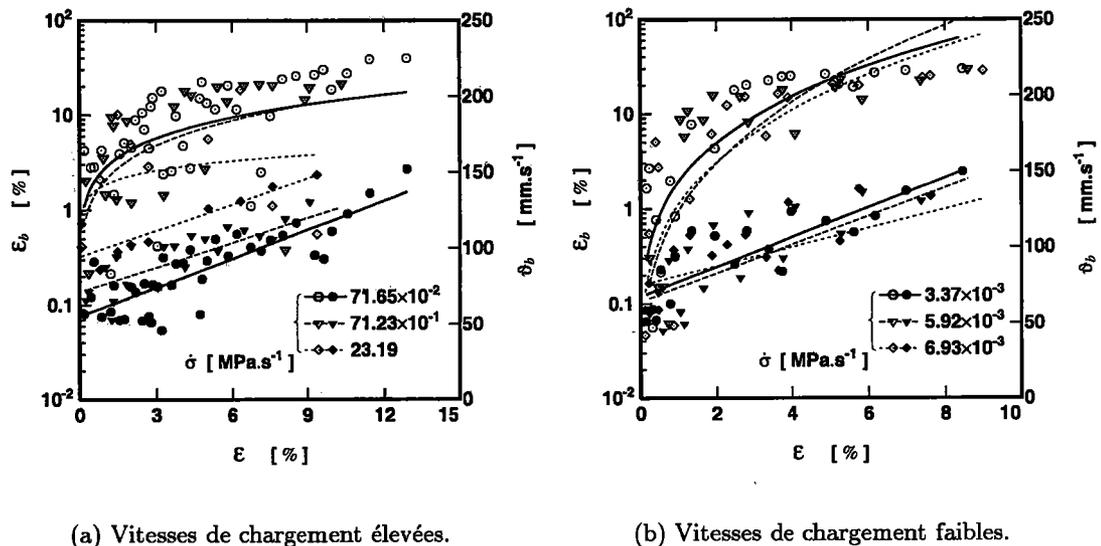


FIGURE 5.11 : Comparaison de l'influence de la déformation sur la déformation dans la bande ϵ_b (symboles pleins) et la vitesse de propagation dans la bande ϑ_b (symboles creux) dans l'alliage 5754 O.

L'étude des variations de la vitesse de propagation de bandes ϑ_b au cours de la déformation a montré que ϑ_b croît en général dans les trois alliages étudiés et atteint une valeur de saturation. Les figures 5.9, 5.10 et 5.11 montrent qu'il existe une similitude entre les évolutions de la vitesse de propagation de bandes ϑ_b et celles de la déformation dans la bande ϵ_b . La seule exception à cette similitude est rencontrée dans les alliages 5182 O et 5182 H28 déformés à faibles vitesses de contrainte où ϵ_b décroît légèrement en fonction de la déformation, alors que ϑ_b croît aux faibles déformations et garde ensuite une valeur quasiment constante (figures 5.9b et 5.10b). Cependant, les paliers de déformation apparaissent, dans le cas de l'alliage 5182 O à faibles $\dot{\sigma}$, seulement après 5% de déformation de l'éprouvette, et ϑ_b présente de faibles variations au-delà de 5% de déformation comme dans les autres cas (figures 5.9a, 5.10a et 5.11).

5.2.2.3 Déformations dans les bandes et déformations critiques

Les figures 5.12a et 5.12b représentent respectivement les variations des valeurs moyennes des déformations dans la bande ϵ_b et des déformations critiques ϵ_c en fonction de la vitesse de chargement. Ces résultats montrent qu'il existe une bonne corrélation entre l'évolution de ϵ_b et ϵ_c dans les trois alliages étudiés. En particulier, la transition entre les comportements normal (branche ascendante) et inverse (branche descendante) de la déformation critique est également observée pour la déformation dans la bande presque à la même vitesse de chargement dans les alliages 5182 O et 5754 O. Le comportement inverse est moins prononcé dans l'alliage 5754 O que dans l'alliage 5182 O ; ce résultat n'est pas surprenant puisqu'une étude antérieure des alliages Al-Mg [114] a montré que le comportement inverse est plus marqué quand la concentration en magnésium augmente. Dans l'alliage 5754 O, la transition observée pour la déformation dans la bande (figure 5.12a) est légèrement retardée par

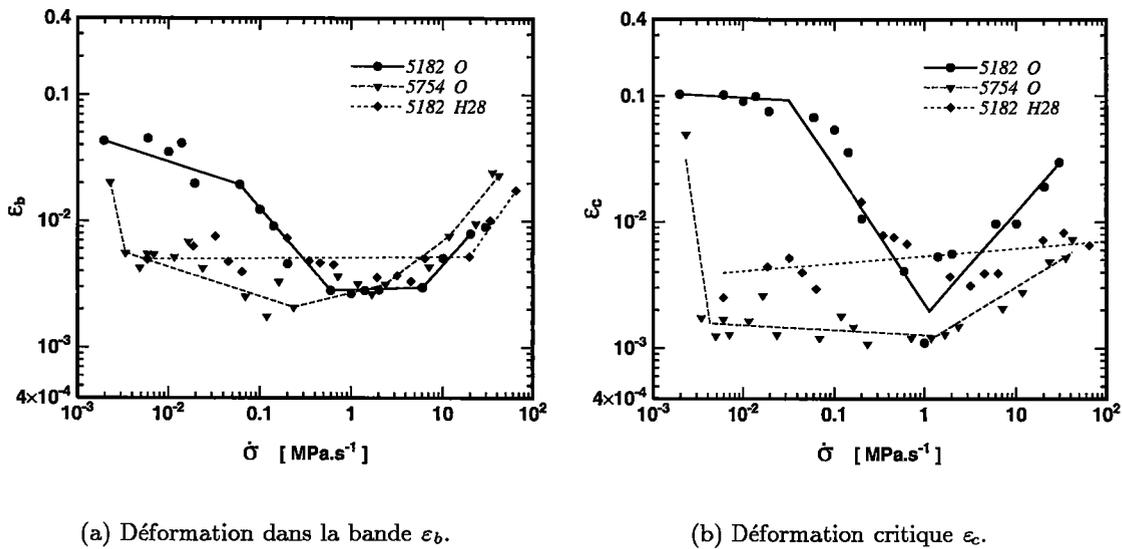


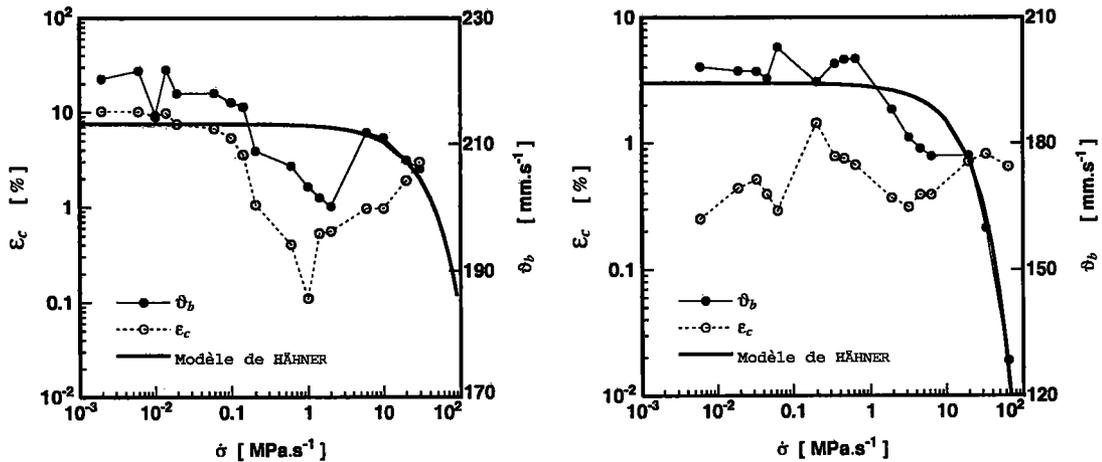
FIGURE 5.12 : Comparaison entre les variations de ε_b et ε_c en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ dans les trois alliages.

rapport à la transition dans la déformation critique. Aux vitesses de contrainte élevées, ε_b et ε_c augmentent toutes les deux en fonction de $\dot{\sigma}$ dans les trois alliages étudiés. Dans l'alliage 5182 H28, le comportement inverse n'est pas rencontré ; les évolutions à la fois de ε_b et ε_c suivent un plateau dans un très large intervalle de $\dot{\sigma}$.

5.2.2.4 Vitesses de propagation et déformations critiques

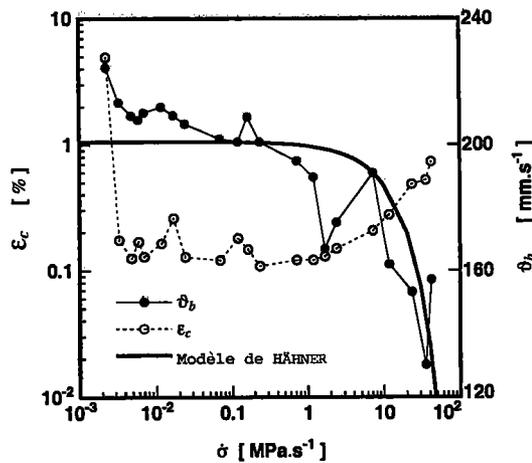
La figure 5.13a montre que les variations de la vitesse de propagation de bandes v_b présentent une similitude avec celles de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ dans l'alliage 5182 O. Cette similitude semble indiquer que dans cet alliage v_b diminue avec $\dot{\sigma}$ lorsque le mécanisme de cisaillement des précipités est dominant, alors que v_b a tendance à augmenter légèrement avec $\dot{\sigma}$ lorsque la déformation hétérogène liée à l'effet PLC résulte essentiellement du vieillissement dynamique. Cependant, l'augmentation de v_b avec $\dot{\sigma}$ n'est pas significative et la tendance globale est une diminution de v_b avec $\dot{\sigma}$. Quant à l'alliage 5754 O, les évolutions de ε_c et v_b avec $\dot{\sigma}$ diffèrent nettement aux grandes vitesses de chargement (figure 5.13c) : ε_c augmente avec $\dot{\sigma}$ alors que v_b diminue. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que lorsque ε_c augmente, l'effet PLC tend à disparaître progressivement et laisser la place à un stade de début de déformation homogène entraînant ainsi une chute de v_b . La même explication peut être proposée dans le cas de l'alliage 5182 H28 où v_b diminue également avec $\dot{\sigma}$ aux vitesses de chargement élevées (figure 5.13b). Cependant, il faut noter que dans cet alliage, les valeurs de ε_c sont faibles et présentent de fortes dispersions. Lorsqu'on tente de comparer les variations de la vitesse de propagation des bandes en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$, avec les prévisions des modèles théoriques exposés dans la partie bibliographique [30–33], il apparaît clairement que seul le modèle de HÄHNER [32, 33] est proche de nos résultats ; les figures 5.13a, 5.13b et 5.13c montrent nos résultats expérimentaux et les vitesses de propagation calculées avec le modèle non local de HÄHNER. On note dans l'ensemble une bonne corrélation entre les valeurs expérimentales et les prévisions théoriques. Ce résultat suggère que l'hypothèse d'incompatibilité des contraintes avancée

par HÄHNER pour déterminer une solution propageante, est cohérente avec les observations expérimentales. La forte décroissance de la vitesse de propagation observée lorsqu'on s'approche des limites d'apparition du phénomène n'est cependant pas très prononcée dans le cas de l'alliage 5182 O. Elle est en revanche très proche de la prévision théorique dans le cas de l'alliage 5182 H28.



(a) Alliage 5182 O.

(b) Alliage 5182 H28.



(c) Alliage 5754 O.

FIGURE 5.13 : Comparaison entre les évolutions de la vitesse de propagation v_b et de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de chargement dans les trois alliages étudiés.

5.2.2.5 Vitesses de propagation et largeurs de bandes

D'après les résultats du chapitre 4, on peut conclure que la vitesse de propagation de bande v_b présente pratiquement les mêmes variations que la largeur de bande ℓ_b , en fonction de la déformation ou de la vitesse de chargement. Cette similitude peut s'expliquer simplement en considérant la relation entre les différentes caractéristiques d'une bande. BLANC [50] a

montré dans le cas d'une machine molle que l_b , ϑ_b et la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$ sont reliés par l'expression suivante :

$$l_b = \vartheta_b \Delta t \left[1 - \dot{\epsilon}_b \frac{\Delta t}{2} \right] \quad (5.1)$$

où Δt est la différence entre le temps où l'un des couteaux de l'extensomètre commence à détecter la bande et le temps au-delà duquel la bande n'est plus ressentie par ce couteau. Le terme $[\dot{\epsilon}_b \Delta t / 2]$ dans la relation (5.1) correspond au déplacement subi par le couteau de l'extensomètre lors du passage de la bande. D'après nos résultats expérimentaux, ce terme ne dépasse pas 10^{-2} et peut donc être négligé. La relation (5.1) devient alors :

$$l_b \simeq \vartheta_b \Delta t \quad (5.2)$$

Puisque Δt varie peu avec la déformation et la vitesse de chargement, les variations de l_b et ϑ_b auront quasiment les mêmes tendances.

5.3 Déformation critique : comparaison expérience-modèles

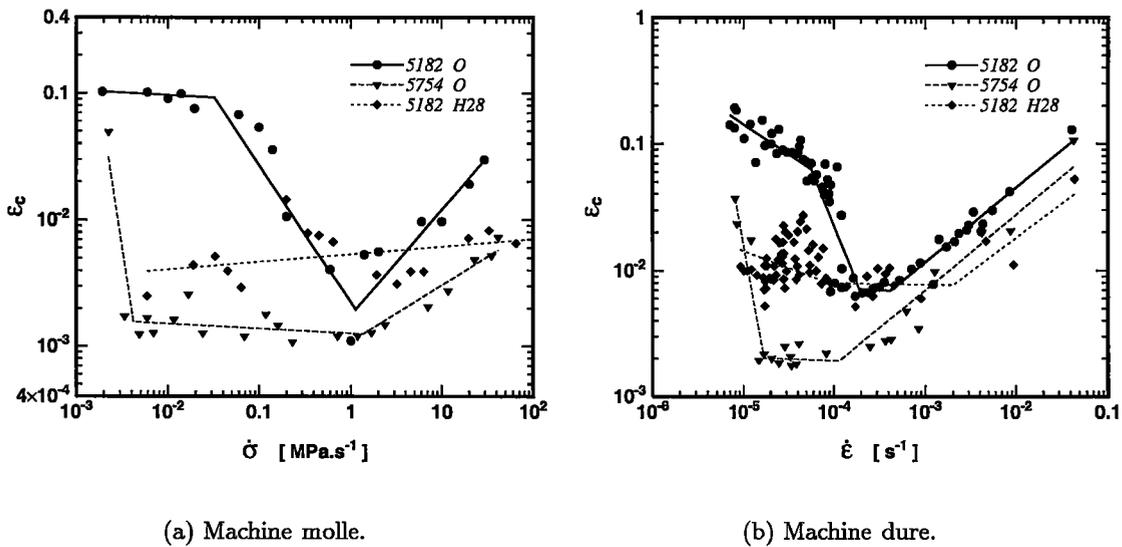


FIGURE 5.14 : Comparaison entre les évolutions de la déformation critique dans les trois alliages.

L'analyse des résultats de la figure 5.14 montre que les variations des déformations critiques en fonction de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ (machine molle) sont qualitativement similaires à celles obtenues dans des conditions de vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ constante (machine dure). En particulier, on note dans les deux cas l'existence d'une branche descendante (effet inverse) liée au même mécanisme de cisaillement de précipités (sauf pour l'alliage 5182 H28), et d'une branche ascendante (effet normal) due au vieillissement dynamique. De même, l'apparition de l'effet PLC est retardée dans l'alliage 5182 O par rapport aux alliages 5182 H28 et 5754 O pour les deux types de machines, surtout dans le domaine des faibles vitesses de contrainte ou de déformation. Nous allons confronter maintenant nos résultats concernant les déformations critiques avec les prévisions de certains modèles théoriques exposés dans la partie bibliographique.

5.3.1 Modèles de vieillissement dynamique

Le modèle de MCCORMICK [5] prévoit une croissance linéaire de $\log \varepsilon_c$ en fonction de $\log \dot{\varepsilon}$, donnée par la relation (1.16) (voir paragraphe 1.2.2) :

$$\log \varepsilon_c = \lambda' + \frac{1}{m + \beta} \log \dot{\varepsilon}$$

Dans les intervalles de vitesse de chargement où le processus de vieillissement dynamique est prépondérant, nous retrouvons expérimentalement l'évolution de $\log \varepsilon_c$ prévue par le modèle de MCCORMICK. Les pentes des courbes $\varepsilon_c = \varepsilon_c(\dot{\varepsilon})$ et $\varepsilon_c = \varepsilon_c(\dot{\sigma})$, avec $\dot{\sigma} = h\dot{\varepsilon}$ où h est le taux d'érouissage moyen, déterminées à partir des résultats de la figure 5.14, sont données dans le tableau 5.1 pour les trois alliages étudiés. Les valeurs de ces pentes sont proches de celles obtenues dans les travaux expérimentaux de la littérature concernant des alliages d'aluminium [11, 74, 99–101].

Le modèle de KUBIN et ESTRIN [15] définit les déformations critiques ε_c selon le critère de

	Machine dure	Machine molle
5182 O	0.59	0.83
5182 H28	0.53	0.06
5754 O	0.60	0.47

TABLEAU 5.1 : Valeurs de la pente $1/(m + \beta)$ caractéristique de l'évolution de $\log \varepsilon_c$ en fonction de $\log \dot{\varepsilon}$ pour les alliages 5182 O, 5182 H28 et 5754 O sur machines dure et molle.

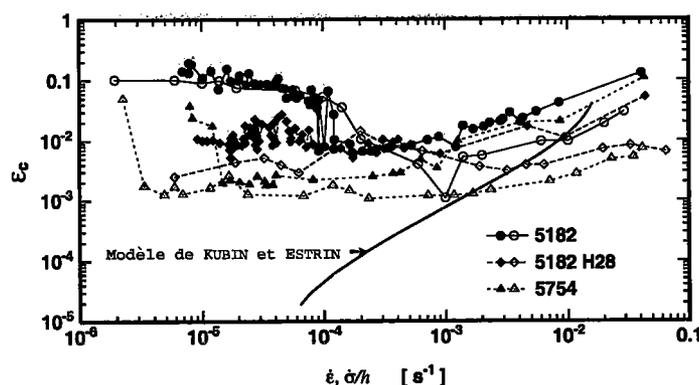


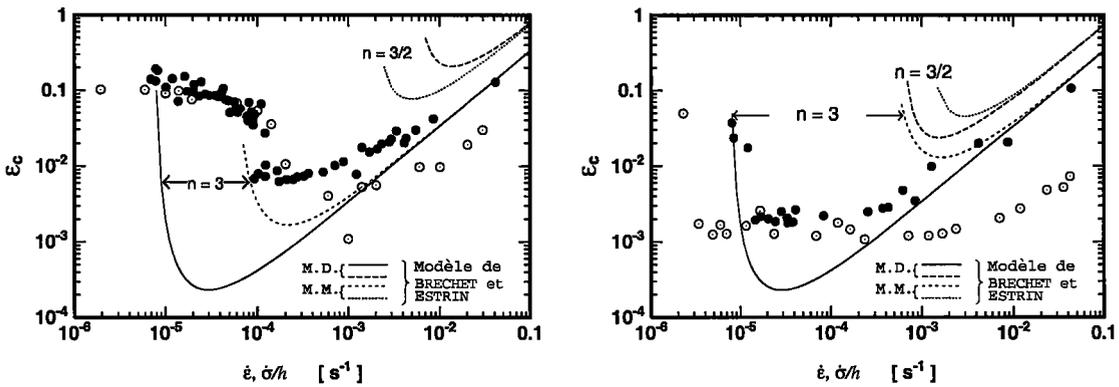
FIGURE 5.15 : Variations de la déformation critique ε_c avec la vitesse de chargement dans les trois alliages (symboles pleins machine dure et symboles creux machine molle). Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions du modèle de KUBIN et ESTRIN [15].

sensibilité négative à la vitesse de déformation (pour plus de détails, voir paragraphe 1.2.3). L'évolution de ε_c en fonction de la vitesse de déformation a été déterminée à partir des données numériques proposées par ce modèle (voir figure 1.3). La figure 5.15 compare les résultats obtenus par le modèle de KUBIN et ESTRIN [15] avec les données expérimentales des essais effectués sur machines dure et molle dans les trois alliages étudiés. Nous remarquons

que la pente prévue par le modèle de KUBIN et ESTRIN est plus élevée que celles relatives à nos résultats expérimentaux.

Pour une meilleure concordance de la courbe théorique $\epsilon_c = \epsilon_c(\dot{\epsilon})$ avec les résultats expérimentaux, il faudrait inverser la courbure de $\Omega(\epsilon)$ aux faibles valeurs de la déformation [77], Ω étant une déformation élémentaire introduite dans le modèle de KUBIN et ESTRIN et dont la variation avec la déformation ϵ est donnée par la figure 1.4. BAKIR [77] a montré qu'une telle évolution ne peut être obtenue qu'en faisant varier les paramètres C_i avec la vitesse de déformation (les paramètres C_i interviennent dans les équations (1.23) et (1.24) du paragraphe 1.2.3).

5.3.2 Modèle introduisant la précipitation



(a) Alliage 5182 O (M.D. Machine Dure).

(b) Alliage 5754 O (M.M. Machine Molle).

FIGURE 5.16 : Variations de la déformation critique ϵ_c avec la vitesse de chargement dans les alliages 5182 O et 5754 O (symboles pleins machine dure et symboles creux machine molle). Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions du modèle de BRECHET et ESTRIN [20].

Les modèles de vieillissement dynamique ne permettent pas de décrire la branche descendante de la courbe $\epsilon_c = \epsilon_c(\dot{\epsilon})$ (comportement inverse). Ainsi, BRECHET et ESTRIN [20] ont proposé un modèle basé sur la coexistence du vieillissement dynamique et de la précipitation tant homogène qu'hétérogène, pour prévoir ce comportement inverse. La variation de ϵ_c en fonction de $\dot{\epsilon}$ est donnée par l'expression (1.48) (voir paragraphe 1.2.4) et décrite schématiquement dans la figure 1.6 :

$$\epsilon_c = \left\{ n \frac{S_o}{\beta C_m} \frac{\dot{\epsilon} - \frac{KI\gamma}{S_o}}{\dot{\epsilon} - (1+n)KI\frac{C_p}{C_o}} \right\}^n \frac{\tau \dot{\epsilon}}{\omega}$$

La figure 5.16 présente les résultats sur machines dure et molle pour les alliages 5182 O et 5754 O, comparés aux prévisions du modèle de BRECHET et ESTRIN. Les valeurs prises pour les paramètres "pour $n = 3$ et $n = 3/2$ " de ce modèle sont les suivantes : $S_o/(\beta C_m) = 0.1$, $\omega = 2.5 \times 10^{-2}$, $\tau = 3.1 \text{ s}$, $\gamma/S_o = 0.1 C_p/C_o$, $\dot{\epsilon}_{\min} = (25/6)KI C_p/C_o$. Qualitativement, le modèle de BRECHET et ESTRIN prévoit les évolutions expérimentales de la déformation critique. Cependant, des écarts subsistent entre les pentes des courbes expérimentales et théoriques. En particulier, la forte décroissance de ϵ_c avec $\dot{\epsilon}$ lorsque les effets de la précipitation sont prépondérants n'est pas observée expérimentalement.

Conclusion générale

Nous avons étudié l'instabilité plastique associée au phénomène PLC dans les alliages d'aluminium-magnésium 5182 O, 5182 H28 et 5754 O à la température ambiante. Le choix de ces alliages nous a permis de mettre en évidence l'influence de la concentration en magnésium et de l'état microstructural initial sur le déclenchement et l'aspect de l'effet PLC. L'étude expérimentale a été menée sur deux types de machines de traction : une machine dure dans laquelle la vitesse de déformation a été imposée, et une machine souple où la vitesse de contrainte a été maintenue quasi-constante. Les essais de traction ont été réalisés dans un très large intervalle de vitesses de chargement, entre $6.93 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ et $9.66 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ sur machine dure, et entre $19.45 \times 10^{-4} \text{ MPa s}^{-1}$ et $100.37 \text{ MPa s}^{-1}$ sur machine souple. Nous avons ainsi déterminé, pour chacun des trois alliages étudiés, les limites supérieures, en vitesses de déformation $\dot{\epsilon}$ et de contrainte $\dot{\sigma}$, du domaine d'existence du phénomène PLC à la température ambiante. Les limites inférieures de ce domaine n'ont pas été atteintes parce qu'elles sont en dessous des vitesses de chargement minimales possibles sur la machine de traction.

L'analyse des résultats relatifs aux variations de la déformation critique ϵ_c à laquelle apparaît l'instabilité PLC, montre que ϵ_c augmente avec $\dot{\epsilon}$ et $\dot{\sigma}$ aux vitesses de chargement élevées dans les trois alliages étudiés (comportement normal) ; alors qu'aux faibles vitesses de chargement, nous observons un comportement inverse dans les alliages 5182 O et 5754 O. L'alliage 5182 H28, ayant la même teneur en magnésium que l'alliage 5182 O mais dans un état structural initial très écroui, ne présente pas clairement de comportement inverse. Nous avons également observé que le comportement inverse est de plus en plus prononcé quand la concentration en magnésium augmente ; par contre, le comportement normal est peu sensible à la teneur en magnésium. La confrontation de nos résultats expérimentaux avec ceux prévus par les modèles théoriques, montre que les modèles de vieillissement dynamique permettent de décrire qualitativement les tendances de $\epsilon_c(\dot{\epsilon})$ et $\epsilon_c(\dot{\sigma})$ observées expérimentalement aux vitesses de chargement élevées. Cependant, les pentes expérimentales des courbes $\epsilon_c(\dot{\epsilon})$ et $\epsilon_c(\dot{\sigma})$ sont nettement plus faibles que celles obtenues théoriquement. Dans le domaine des faibles vitesses de chargement, le modèle de BRECHET et ESTRIN [20] où effets de précipitation dynamique et de cisaillement de précipités sont pris en compte, prévoit assez bien les évolutions expérimentales de ϵ_c bien qu'il subsiste des écarts entre les pentes des courbes expérimentales et théoriques.

L'exploitation des résultats d'essais sur machine dure a permis d'étudier en détail l'évolution des différentes caractéristiques des décrochements PLC. Le passage par les trois types de décrochements A, B et C a été observé lorsque la vitesse de déformation augmente. Les chutes de contrainte $\Delta\sigma$, les temps de rechargement t_r et les pentes de décharge \mathcal{S}_d et de recharge \mathcal{S}_r augmentent de la même manière en fonction de la déformation dans le domaine des faibles déformations, puis atteignent une valeur stationnaire pratiquement constante. Ces résultats montrent donc que l'aspect des décrochements PLC tend à se stabiliser au

cours de la déformation après une courte période transitoire. Nous avons observé une décroissance de $\Delta\sigma$, t_r , \mathcal{S}_d et \mathcal{S}_r en fonction de la vitesse de déformation. Cette tendance est en accord avec les hypothèses des modélisations théoriques de l'effet PLC, qui sont basées essentiellement sur une sensibilité négative à la vitesse de déformation. Enfin, les pentes des courbes $\log \Delta\sigma - \log \dot{\varepsilon}$ trouvées expérimentalement sont proches de celle prévue par la théorie de la diffusion.

Les résultats d'essais sur machine souple conduisent à une connaissance approfondie de l'évolution des caractéristiques des bandes PLC en fonction de la déformation et de la vitesse de chargement. En particulier, nous avons trouvé que les vitesses de déformation de bandes $\dot{\varepsilon}_b$ et les déformations contenues dans les bandes ε_b évoluent de la même manière; elles diminuent légèrement au cours de la déformation à faibles $\dot{\sigma}$ et augmentent à $\dot{\sigma}$ élevées, sauf pour l'alliage 5754 O où elles augmentent toujours avec ε . La diminution de ε_b à faibles $\dot{\sigma}$ a été interprétée, dans le cas de l'alliage 5182 O, par l'influence de la restauration dynamique.

Les variations de la vitesse de propagation de bande ϑ_b présentent une similitude avec celles de la largeur de bande ℓ_b , en fonction de la déformation ou de la vitesse de chargement. Ces deux caractéristiques augmentent jusqu'à une valeur à peu près stabilisée au cours de la déformation, et diminuent globalement avec la vitesse de chargement. Les résultats concernant l'évolution de ϑ_b concordent relativement bien avec les prévisions du modèle de HÄHNER [33]. La croissance de ϑ_b avec $\dot{\sigma}$, trouvée expérimentalement par MCCORMICK [34] et BAKIR [77], n'a pas été observée dans les trois alliages étudiés dans le cadre de ce travail.

Une relaxation de la contrainte $\Delta\sigma$, liée à un processus de vieillissement dynamique, a été observée à faibles $\dot{\sigma}$. $\Delta\sigma$ tend vers une valeur de saturation au cours de la déformation, et présente une sensibilité négative à la vitesse de chargement. Nous avons trouvé une corrélation entre $\Delta\sigma$ et le temps de rechargement t_r sous la forme $\Delta\sigma = At_r^n$. Les valeurs de n ne sont proches de celles prévues par les modèles de diffusion que pour les faibles temps de rechargement.

Les perspectives de cette thèse sont :

- L'extension du présent travail à d'autres températures pour mettre en évidence l'influence de ce paramètre sur le déclenchement et les caractéristiques des instabilités PLC. On déterminera en particulier le domaine d'existence de l'effet PLC dans un diagramme vitesse de déformation (ou de contrainte)– température d'essai.
- L'étude de l'influence d'autres paramètres microstructuraux, comme par exemple le diamètre de grain des alliages à l'état recuit, sur les caractéristiques macroscopiques des instabilités PLC.
- L'approfondissement de l'effet de la teneur en magnésium et d'autres éléments d'addition sur les différents aspects du phénomène PLC dans les alliages aluminium–magnésium.

Bibliographie

- [1] F. LE CHATELIER, *Rev. Metall.* **6**, 914 (1909).
- [2] A. PORTEVIN and F. LE CHATELIER, *C. R. Acad. Sci. Paris* **167**, 507 (1923).
- [3] A.H. COTTRELL, "*Disl. and Plast. flow in cryst.*", Oxford Univ. Press, (1965).
- [4] A.H. COTTRELL and M.A. JASWON, *Proc. Roy. Soc. A* **199**, 104 (1949).
- [5] P.G. MCCORMICK, *Acta Metall.* **20**, 351 (1972).
- [6] P.G. MCCORMICK, *Acta Metall.* **21**, 873 (1973).
- [7] J. FRIEDEL, "*Dislocations*", Pergamon Press, 410 (1946).
- [8] A.H. COTTRELL, *Phil. Mag.* **44**, 829 (1953).
- [9] R.K. HAM and D. JAFFREY, *Phil. Mag.* **15**, 247 (1967).
- [10] A.J.R. SOLER GOMEZ and W.J. MCG-TEGART, *Phil. Mag.* **20**, 495 (1969).
- [11] S.R. MAC EWEN and B. RAMASWAMI, *Phil. Mag.* **21**, 1025 (1970).
- [12] B.J. BRINDLEY and P.J. WORTHINGTON, *Acta Metall.* **17**, 1357 (1967).
- [13] J. DECERF and J. CHARLIER, *Scripta Metall.* **7**, 179 (1973).
- [14] D.J. LLOYD and P.J. WORTHINGTON, *Scripta Metall.* **4**, 743 (1970).
- [15] L.P. KUBIN and Y. ESTRIN, *Acta Metall. Mater.* **38**, 697 (1990).
- [16] A. VAN DEN BEUKEL, *Physica Status Solidi (a)* **30**, 197 (1975).
- [17] U.F. KOCKS, in *Progress in Materials Science*, Chalmers Anniversary Volume. Pergamon Press, Oxford (1981).
- [18] L.P. KUBIN, K. CHIHAB and Y. ESTRIN, *Acta Metall.* **36**, 2707 (1988).
- [19] N. LOUAT, *Scripta Metall.* **15**, 1167 (1981).
- [20] Y. BRECHET and Y. ESTRIN, *Acta Metall. Mater.* **43**, 955 (1995).
- [21] Y. ESTRIN and L.P. KUBIN, *Acta Metall.* **34**, 2455 (1986).
- [22] L.P. KUBIN and Y. ESTRIN, *Physica Status Solidi (b)* **172**, 173 (1992).
- [23] P. PENNING, *Acta Metall.* **20**, 1169 (1972).
- [24] P. AUBRUN, *C.R. Acad. Sc. Paris* **280**, 1081 (1975).

- [25] P. AUBRUN, *C.R. Acad. Sc. Paris* **280**, 1351 (1975).
- [26] J.W. CAHEN, *Acta Metall.* **10**, 789 (1962).
- [27] L.P. KUBIN and Y. ESTRIN, *Acta Metall.* **33**, 397 (1985).
- [28] P.G. MCCORMICK, *Acta Metall.* **36**, 3061 (1988).
- [29] P.G. MCCORMICK, *Scripta Metall.* **12**, 197 (1978).
- [30] H.M. ZBIB and E.C. AIFANTIS, *Scripta Metall.* **22**, 1331 (1988).
- [31] V. JEANCLAUDE and C. FRESSENGEAS, *Scripta Metall.* **29**, 1177 (1993).
- [32] P. HÄHNER, *Scripta Metall. et Mat.* **29**, 1171 (1993).
- [33] P. HÄHNER, *Mat. Sci. Eng. A* **164**, 23 (1993).
- [34] P.G. MCCORMICK, S. VENKADESAN and C.P. LING, *Scripta Metall.* **29**, 1159 (1993).
- [35] G. DEE, J.S. LANGER, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 383 (1983).
- [36] L.P. KUBIN, K. CHIHAB and Y. ESTRIN, *ed. D. Walgraef*, p. 220, Martinus Nijhoff, Dordrecht (1987).
- [37] S.L. MANNAN and P. RODRIGUEZ, *Phil. Mag.* **25**, 673 (1972).
- [38] K.G. SAMUEL and P. RODRIGUEZ, *Trans. Indian Inst. Metals* **33**, 285 (1980).
- [39] G.F. BOLLING and R.H. RICHMAN, *Acta Metall.* **13**, 709, 723, 745 (1965).
- [40] V. RAMACHANDRAN, *in Deformation—All aspects, Int. Conf. on Metal Sci. ICMS, Ranchi (Calcutta: Indian Institute of Metals)*, (1983).
- [41] V. RAMACHANDRAN, D.H. BALDWIN and R.E. REED-HILL, *Metall. Trans.* **1**, 3011 (1970).
- [42] L.P. KUBIN, Ph. SPIESSER and Y. ESTRIN, *Acta Metall.* **30**, 385 (1982).
- [43] B. RUSSELL, *Phil. Mag.* **8**, 615 (1963).
- [44] E. MACHERAUCH and D. MUNZ, *Z. Metall.* **30**, 552 (1966).
- [45] A.J.R. SOLAR-GOMEZ and W.J. MCG-TEGART, *Phil. Mag.* **20**, 507 (1969).
- [46] B.J. BRINDLEY and P.J. WORTHINGTON, *Met. Rev.* **15**, 101 (1970).
- [47] L.J. CUDDY and W.C. LESLIE, *Acta Metall.* **20**, 1157 (1972).
- [48] E. PINK and A. GRINBERG, *Mater. Sci. Eng.* **51**, 1 (1981).
- [49] A. WIJLER, J. SCHADE VAN WESTRUM and A. VAN DEN BEUKEL, *Acta Metall.* **20**, 355 (1972).
- [50] D. BLANC, *Thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris*, (1986).
- [51] I.S. KIM and M.C. CHATURVEDI, *Mat. Sci. Eng.* **37**, 165 (1979).
- [52] A.H. COTTRELL and B.A. BILBY, *Proc. Phys. Soc. London Sect. A* **62**, 49 (1949).

- [53] A.W. SLEESWYK, *Acta Metall.* **6**, 598 (1958).
- [54] E. PINK and A. GRINBERG, *Acta Metall.* **30**, 2153 (1982).
- [55] E. PINK and A. GRINBERG, *Proc. ICSMA 6*, Melbourne (1982).
- [56] K. MUKHERJEE, C. D'ANTONIO and R.J. MACIAG, *Scripta Metall.* **4**, 209 (1970).
- [57] H. CONRAD and B. CHRIST, *Recovery and Recrystallization of Metals*, L. Himmel, ed. AIME, New York NY, 124 (1963).
- [58] W. CHARNOCK, *Phil. Mag.* **18**, 89 (1968).
- [59] J.N. LOMER and H.M. ROSENBERG, *Phil. Mag.* **4**, 467 (1959).
- [60] M.C. CHEN, L.H. CHEN and T.S. LUI, *Metall. Trans. A* **27**, 1691 (1996).
- [61] H. FUJITA and T. TABATA, *Acta Metall.* **25**, 793 (1977).
- [62] J. CAISSO, *Thèse de Doctorat ès Sciences Physique de l'Université de Poitiers*, (1958).
- [63] D. PARK and J.G. MORRIS, *Scripta Metall.* **29**, 365 (1993).
- [64] J.G. MORRIS, Z. LI, L. CHEN and S.K. DAS, *Aluminium* **66**, 1069 (1990).
- [65] P. MAZOT, *Acta Metall.* **21**, 943 (1973).
- [66] P.G. MCCORMICK, *Scripta Metall.* **6**, 165 (1972).
- [67] A. KARIMI, *Thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris*, (1981).
- [68] P.G. MCCORMICK, *Scripta Metall.* **4**, 221 (1970).
- [69] A.H. COTTRELL and M.A. JASWON, *Proc. R. Soc. A* **199**, 104 (1949).
- [70] H. YOSHINAGA and S. MOROZUMI, *Phil. Mag.* **23**, 1351 (1971).
- [71] A. ZEGHLOUL, M. MLIHA-TOUATI and S. BAKIR, *J. Phys. III* **6**, 1467 (1996).
- [72] J.L. STRUDEL, *Ecole d'été d'Yrivals 3-14 Septembre*, "Dislocations et déformation plastique", 199 (1979).
- [73] A. WIJLER and A. VAN DEN BEUKEL, *Scripta Metall.* **4**, 705 (1970).
- [74] P.G. MCCORMICK, *Acta Metall.* **19**, 463 (1971).
- [75] J. SCHADE VAN WESTRUM and A. WIJLER, *Acta Metall.* **21**, 1079 (1973).
- [76] M.T. CORREILA and M.A. FORTES, *Mater. Sci. Eng.* **54**, 369 (1981).
- [77] S. BAKIR, *Thèse de Doctorat de l'Université de Metz*, (1995).
- [78] A. KORBEL, J. ZASADZINSKI and Z. SIEKLUCKA, *Acta Metall.* **24**, 919 (1976).
- [79] S. VAN DEN BRINK, A. VAN DEN BEUKEL and P.G. MCCORMICK, *Phys. Stat. Sol. (a)* **41**, 513 (1977).
- [80] A. WIJLER and J. SCHADE VAN WESTRUM, *Scripta Metall.* **5**, 159 (1971).

- [81] P.G. McCORMICK, *Acta Metall.* **30**, 2079 (1983).
- [82] K. CHIHAB, Y. ESTRIN, L.P. KUBIN and J. VERGNOL, *Scripta Metall.* **21**, 203 (1987).
- [83] K. CHIHAB, *Thèse de Doctorat de l'université de Poitiers* (1986).
- [84] A. ZEGHLOUL, M. MLIHA-TOUATI and S. BAKIR, *Scripta Mater.* **35**, 1083 (1996).
- [85] E. RÄUCHLE, *Mater. Sci. Eng.* **12**, 147 (1973).
- [86] A. KORBEL and H. DYBIEC, *Acta Metall.* **29**, 89 (1981).
- [87] A.H. COTTRELL, Vacancies and Other Point Defects in Metals and Alloys, *Inst. Metals London*, 1 (1958).
- [88] P.J. WORTHINGTON and B.J. BRINDLEY, *Phil. Mag.* **19**, 1175 (1969).
- [89] S.G. HARRIS, Vacancies and Other Point Defects in Metals and Alloys, *Inst. Metals London*, 220 (1958).
- [90] D.J. BAILEY, W.F. FLANAGAN and G.E. MILLER, *Acta Met.* **13**, 436 (1965).
- [91] A. ROSEN and S.R. BODNER, *Mater. Sci. Eng.* **4**, 115 (1969).
- [92] A.T. THOMAS, *Acta Met.* **14**, 1363 (1966).
- [93] K. MATSUURA, T. NISHIYAMA and S. KODA, *Trans. J.I.M.* **10**, 429 (1969).
- [94] K. MUKHERJEE, C. D'ANTONIO, R.J. MACIAG and G. FISCHER, *J. Appl. Phys.* **39**, 5434 (1968).
- [95] B.J. BRINDLEY and P.J. WORTHINGTON, *Acta Met.* **17**, 1357 (1969).
- [96] J. CAISSO et J. GUILLOT, *Mém. Sci. Rev. Mét.* **59**, 395 (1962).
- [97] W. CHARNOCK, *Phil. Mag.* **20**, 427 (1969).
- [98] J. GUILLOT, *Thèse Université de Poitiers*, (1971).
- [99] S. MIURA and H. YAMAUCHI, *Trans. Jap. Inst. Metals* **13**, 82 (1972).
- [100] D.M. RILEY and P.G. McCORMICK, *Acta Metall.* **25**, 181 (1977).
- [101] N. ILIĆ, Dj. DROBNJAK, V. RADMILOVIĆ, M.T. JOVANOVIĆ and D. MARKOVIĆ, *Scripta Mater.* **34**, 1123 (1996).
- [102] P. RODRIGUEZ, *Bull. Mater. Sci.* **6**, 653 (1984).
- [103] B.J. BRINDLEY and P.J. WORTHINGTON, *Metall. Rev.* **4**, 101 (1976).
- [104] H. YOSHINAGA and S. MOROZUMI, *Phil. Mag.* **23**, 1387 (1971).
- [105] J.S. KOEHLER, *Phys. Rev.* **36**, 52 (1952).
- [106] R.B. SCHWARZ and L.L. FUNK, *Acta Metall.* **33**, 295 (1977).
- [107] J. FRIEDEL, "Dislocations", *Pergamon Press-Oxford*, 405 (1964).
- [108] F. SPRINGER and Ch. SCHWINK, *Scripta Metall. Mater.* **25**, 2739 (1991).

-
- [109] C.P. LING and P.G. McCORMICK, *Acta Metall. Mater.* **41**, 3127 (1993).
- [110] E. PINK, *Scripta Metall.* **17**, 847 (1983).
- [111] E. PINK and W.M. WEBERNIG, *Acta Metall.* **35**, 127 (1987).
- [112] S.R. BODNER and J. BARUCH, *J. Appl. Phys.* **43**, 2092 (1972).
- [113] V. JEANCLAUDE, C. FRESSENGEAS and L.P. KUBIN *Solid State Phenom.* **403**, 23 (1992).
- [114] J. GUILLOT and J. GRILHE, *Acta Metall.* **20**, 291 (1972).
- [115] F.R.N. NABARRO, Z.S. BASINSKI and D.B. HOLT, *Adv. Phys.* **13**, 193 (1964).
- [116] M. DABLIJ and A. ZEGHLOUL, *Mater. Sci. Eng. A* **273**, 1 (1997).