

Etude des phénomènes d'auto-organisation des ensembles de dislocations dans un alliage au vieillissement dynamique

Youcef Bougherira

▶ **To cite this version:**

Youcef Bougherira. Etude des phénomènes d'auto-organisation des ensembles de dislocations dans un alliage au vieillissement dynamique. Autre. Université Paul Verlaine - Metz, 2011. Français. NNT : 2011METZ035S . tel-01749084

HAL Id: tel-01749084
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749084

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

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

THÈSE de DOCTORAT

Présentée par

BOUGHERIRA Youcef

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'université Paul Verlaine-Metz

en **Sciences des Matériaux**

Étude des phénomènes d'auto - organisation des ensembles de dislocations dans un alliage au vieillissement dynamique

Soutenue le 27/09/2011 à l'université Paul Verlaine-Metz devant le jury suivant :

František Chmelík	Professeur, Charles University, République Tchèque	Rapporteur
Jérôme Weiss	Directeur de recherche, CNRS, LGGE-Grenoble	Rapporteur
Claude Fressengeas	Professeur, Université Paul Verlaine-Metz	Examinateur
Armand Beaudoin	Professeur, University of Illinois, USA	Examinateur
Sébastien Allain	Docteur Ingénieur, Arcelor-mittal, Maizières les Metz	Examinateur
Mikhail Lebedkin	Directeur de recherche, CNRS, LEM3-Metz	Directeur
Denis Entemeyer	Maitre de conférences, Université Paul Verlaine-Metz	Co-directeur

---

Laboratoire d'études des microstructures et de mécanique des matériaux (LEM3),

UMR CNRS 7239. Ile du Saulcy, 57045. Metz Cedex01.

A ma famille

"On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison". Henri Poincaré.

Remerciement

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude et ma profonde reconnaissance à mes deux directeurs de thèse M. Mikhail LEBEDKIN et M. Denis ENTEMEYER de m'avoir donné la possibilité de travailler sur un sujet de recherche d'actualité et passionnément complexe. Sans leurs compétences et leurs connaissances sur le sujet, ce travail de thèse n'aurait pas vu le jour. Je pense particulièrement aux discussions très bénéfiques que j'ai eu avec mes directeurs de thèse malgré leurs occupations.

Un grand merci à nos collaborateurs de l'institut de physique du solide en Russie M. Nikolay KOBELEV et Mme Tatiana LEBEDKINA, cette dernière n'a cessé d'exprimer son encouragement et son soutien moral.

M. Claude FRESSENGEAS, professeur à l'université Paul Verlaine - Metz, m'a fait un grand honneur en acceptant de présider le jury en charge d'évaluer le travail de thèse ; il m'est agréable de lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Je tiens à exprimer ma gratitude à M. Frantisek CHMELIK et M. Jérome WEISS qui ont bien voulu accepter la lourde tâche de rapporteurs de thèse. Je les remercie aussi pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour les résultats obtenus dans la thèse.

Je remercie également M. Sébastien ALLAIN et M. Armand BEAUDOIN qui m'ont fait un grand plaisir de s'intéresser à mon travail et d'accepter de participer au jury de la thèse.

Mes salutations chaleureuses aux personnels du laboratoire LEM3 : chercheurs, ingénieurs, thésards, techniciens et personnels administratifs.

J'aimerai réserver les derniers mots de remerciement à toute ma famille, mes parents, mon frère, mes sœurs sans oublier ma future épouse pour leur soutient permanent.

Résumé

Durant ces dernières années la déformation plastique est de plus en plus souvent étudiée du point de vue de la dynamique des systèmes complexes, caractérisée par l'auto-organisation et impliquant plusieurs échelles. Le présent travail est une étude multi-échelles de la dynamique collective de dislocations dans un alliage AlMg sujet à l'effet Portevin-Le Chatelier (PLC). Pour atteindre cet objectif nous avons réalisé l'enregistrement simultané des courbes de traction, de l'émission acoustique (EA) et du champ de déformations locales, ainsi que la caractérisation quantitative de la complexité grâce aux analyses statistique et multifractale.

Le travail de thèse a permis de montrer que la manifestation apparente des processus de déformation plastique dépend de l'échelle d'observation. L'analyse de l'EA a révélé un comportement intrinsèquement intermittent et invariant d'échelles dans toutes les conditions expérimentales. Ces résultats suggèrent qu'aux échelles associées à l'EA, la plasticité peut être gouvernée par une dynamique universelle, qu'elle soit liée à l'instabilité PLC ou à un écoulement macroscopiquement homogène. Malgré le caractère ubiquitaire de cette observation, le champ de déformations locales montre des processus de déformation ondulatoires, et l'analyse statistique des chutes de contrainte révèle des échelles caractéristiques. Une hypothèse de synchronisation des avalanches des dislocations est avancée afin d'expliquer dans certaines conditions expérimentales le passage de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique.

Mots clés : Effet Portevin - Le Chatelier, hétérogénéité plastique, vieillissement dynamique, dynamique des dislocations, auto-organisation, complexité, essais de traction, émission acoustique, extensométrie locale, analyse statistique, analyse multifractale.

Abstract

In recent years, the plastic deformation more and more often studied in terms of the dynamics of complex systems, which is characterized by self-organization and involves various scales. This work presents a multi-scale investigation of the collective behavior of dislocations in an AlMg alloy prone to the Portevin-Le Chatelier (PLC) effect. To achieve this goal we have performed simultaneous recording of tensile curves, acoustic emission (AE), and local strain field, as well as quantitative characterization of the complexity through statistical and multifractal analyses.

The results obtained proved that the apparent manifestations of the plastic deformation processes depend on the scale of observation. The analysis of the AE data revealed an inherently intermittent and scale-invariant behavior in all experimental conditions. These results suggest that at the scales pertaining to the AE, the plasticity may be governed by a universal dynamics, be it related to the PLC instability or macroscopically homogeneous flow. Despite the ubiquitous nature of this observation, the local strain field uncovers wave-like deformation processes, and the statistical analysis of stress serrations reveals characteristic scales. Synchronization of dislocation avalanches is conjectured to explain (under some experimental conditions) the transition from the mesoscopic to the macroscopic scale.

Table des matières

1 Étude bibliographique **14**

1.1 Introduction 14

1.2 Déformation plastique. Instabilité de la déformation homogène 15

1.3 L'effet Portevin-Le Chatelier 21

1.3.1 Types de comportement associés à l'instabilité PLC 21

1.3.2 Domaine d'existence de l'effet PLC 25

1.3.3 Caractéristiques des bandes PLC 26

1.4 Origine microscopique de l'instabilité plastique PLC : vieillissement dynamique 28

1.5 Modèles macroscopiques de l'effet PLC 32

1.5.1 Modèles locaux 33

1.5.2 Modèles non locaux 38

1.6 Dynamique non linéaire 40

1.6.1 Systèmes à petit nombre de degrés de liberté. Chaos déterministe 41

1.6.2 Systèmes à grand nombre de degrés de liberté. Dynamique critique auto-organisée 44

1.7 Observations expérimentales du comportement complexe pendant l'effet PLC 46

1.8 Modèles numériques 49

1.9 Hétérogénéité de la déformation plastique en absence d'instabilité PLC 54

2 Méthodes expérimentales **59**

2.1 Essais de traction 61
2.2 Extensométrie locale à haut fréquence 65
2.3 Émission acoustique 69

3 Méthodes d'analyse **75**

3.1 Prétraitement des données expérimentales 75
3.2 Analyse statistique des séries temporelles 78
3.3 Fractals, dimension fractale 81
3.4 Multifractals 84
3.4.1 Application aux séries expérimentales 86

4 Intermittence de la déformation plastique **89**

4.1 Comparaison des courbes de déformation et de l'émission acoustique . 89
4.1.1 *Fluctuations de la contrainte de déformation* 89
4.1.2 *Emission acoustique* 92
4.2 Analyse statistique 103
4.2.1 *Statistique des fluctuations de contrainte* 103
4.2.2 *Statistique de l'EA* 107
4.3 Analyse multifractale 114
4.3.1 Analyse des courbes de déformation 115
4.3.2 Analyse de l'émission acoustique 120
4.4 Discussion générale 128
4.4.1 Courbes de déformation. Transitions entre les différents types de comportement 128
4.4.2 Emission acoustique 130
4.4.3 Synchronisation des avalanches de dislocaticomme les murs de dislocations et les joints de sous-grains.ons 135
4.4.4 Quelques remarques sur le mécanisme PLC 137
4.5 Comportement spatiotemporel 138
4.5.1 Comportement macroscopique et cinématique des bandes PLC . 139

4.5.2 Intermittence et ondes plastiques pendant la déformation macroscopiquement homogène 144
4.6 Conclusions générales et perspectives de l'étude 149

Introduction

La déformation plastique des solides cristallins est due à la multiplication et au déplacement de défauts cristallins dans la microstructure. Il existe plusieurs types de défauts mais les dislocations représentent la part essentielle des mécanismes élémentaires de la déformation plastique. Les dislocations sont des défauts linéaires dans l'arrangement périodique des atomes de la structure cristalline. Sous l'effet de contraintes, ces dislocations se déplacent de façon discontinue par sauts successifs d'une position atomique à une autre en franchissant d'une part la barrière de potentiel périodique du réseau cristallin ainsi que les autres types d'obstacles (dislocations immobiles, atomes de solutés, précipités, interfaces...). Le processus de déformation plastique est alors discontinu et hétérogène à l'échelle des dislocations.

Cependant, à l'échelle macroscopique, les observations expérimentales de la déformation plastique présentent souvent un écoulement homogène dans l'espace et continu dans le temps. Ces observations ont abouti à une supposition d'absence de corrélations entre les mouvements des dislocations, autorisant alors une homogénéisation (dans le sens de moyenne volumique), adoptée dans l'approche continue de la théorie conventionnelle de la plasticité [1]. En effet, dans l'approche classique, la grande densité des dislocations d'un échantillon déformé et la moyenne de leurs déplacements non corrélés résultent en une déformation plastique homogène à l'échelle de l'échantillon. Dans cette vision, la connaissance du comportement individuel d'une dislocation est suffisante pour remonter aux propriétés mécaniques d'une éprouvette macroscopique.

Néanmoins, de nombreuses observations expérimentales échappent à cette vision classique et laissent apparaître une déformation plastique hétérogène et discontinue à

une échelle mésoscopique et parfois même à l'échelle macroscopique [2]. Par exemple, la formation de structures de dislocations (murs, cellules) traduit une hétérogénéité spatiale au cours de la déformation. Ces structures, visibles au microscope électronique à transmission, sont caractérisées par l'alternance de régions riches et de régions pauvres en dislocations. Elles révèlent l'existence d'interactions entre les dislocations, responsables de leur auto-organisation dans l'espace, bien que le plus souvent les courbes de déformation ne présentent pas de discontinuités.

Un exemple remarquable de cette auto-organisation spatio-temporelle est fourni par le phénomène d'instabilité plastique due au vieillissement dynamique des dislocations : l'effet Portevin-Le Chatelier (PLC). Cet effet présente à la fois une hétérogénéité spatiale macroscopique, qui se manifeste par une localisation de la déformation visible à la surface de l'éprouvette sous forme de bandes dites "bandes PLC", et une hétérogénéité temporelle qui se manifeste par des oscillations ou des chutes de contrainte macroscopique sur la courbe de déformation.

Durant les deux dernières décennies, la déformation plastique est de plus en plus souvent étudiée du point de vue de la dynamique des systèmes complexes. Un système complexe est un système composé d'un grand nombre d'éléments en interaction, pour lequel l'évolution ne peut pas être prévue à partir d'une simple moyenne des comportements individuels de ses éléments. Dans ces systèmes complexes, les interactions entre éléments et leur auto-organisation peuvent faire émerger à l'échelle macroscopique du système une structure spatio-temporelle ou plus généralement un comportement non trivial. Le phénomène de complexité s'observe et s'étudie dans de nombreux domaines scientifiques, comme par exemple en géoscience (étude des séismes), en physique des supraconducteurs (dynamique des vortex), en chimie (étude des réactions oscillantes), en biologie des populations (colonies de fourmis et fourmilières) et même dans le domaine financier (fluctuations des indices boursiers). Le point commun entres ces différents systèmes est essentiellement la présence d'interactions non linéaires entre leurs éléments ainsi que l'imprévisibilité de leur évolution. La dynamique complexe de tels systèmes se manifeste souvent par une invariance d'échelle qui se traduit par des lois puissance

dans l'évolution de certains paramètres clés.

L'hétérogénéité de la déformation plastique dans le cas de l'effet PLC a fait l'objet de plusieurs études en tant que système complexe. L'analyse des chutes de contraintes a révélé selon les conditions expérimentales des régimes dynamiques différents. En particulier, une statistique en loi puissance associée à une dynamique critique auto-organisée (SOC) émerge à haute vitesse de déformation [3]. Pour des vitesses de déformation plus faibles on trouve une distribution statistique en forme de cloche et un régime chaos déterministe [4] dont la dynamique est associée à un attracteur étrange dans l'espace des phases, attracteur dont la géométrie est caractérisée par une loi puissance.

Le caractère intermittent de la déformation plastique ne se limite pas au cas de l'instabilité PLC. Des études expérimentales récentes utilisant la technique de l'émission acoustique (EA) ont montré que même dans le cas d'un écoulement plastique continu à l'échelle macroscopique (déformation des matériaux purs), des lois puissance révèlent un comportement non aléatoire pour les processus plastiques. Ce résultat dévoile un mécanisme intrinsèquement avalancheux de la dynamique des dislocations et la présence d'une invariance d'échelles même en absence d'instabilités plastiques macroscopiques.

Ces exemples montrent qu'une nouvelle approche de la plasticité basée sur l'idée d'une auto-organisation des dislocations est en train d'émerger. L'élaboration de cette approche passe nécessairement par une compréhension du mouvement coopératif des dislocations aux échelles mésoscopique et macroscopique, ainsi qu'à la relation entre ces deux échelles.

L'effet PLC qui va faire l'objet de cette thèse est le bon candidat pour cette étude multi-échelle pour les raisons suivantes :

- Pendant la déformation d'un échantillon sujet à l'effet PLC, les processus collectifs de déformation se manifestent à l'échelle macroscopique par des chutes de contrainte. La mise en oeuvre d'un montage expérimental qui comporte en plus de l'essai de traction des techniques expérimentales à haute résolution (pour l'étude du comportement aux échelles plus fines) offre une opportunité de comparer et éventuellement de définir les liens entre les différents échelles.

- Il est admis que l'effet PLC se manifeste après une certaine déformation critique, avant laquelle les courbes de déformation sont macroscopiquement lisses. Peut-on découvrir par l'étude de l'écoulement plastique à l'échelle mésoscopique ce qui diffère 'avant' et 'après' cette déformation critique ? Que représente cette frontière en terme de dynamique des dislocations ? L'effet PLC est l'objet idéal pour répondre à ces questions. De même, il sera possible de comparer la dynamique 'avant' déformation critique à celle d'un matériau n'étant pas sujet à l'effet PLC.
- Enfin, outre l'importance de cette étude du point de vue de la théorie de la plasticité, la richesse de comportements de l'effet PLC présente aussi un grand intérêt dans le cadre d'une étude plus globale des systèmes dynamiques.

Un matériau modèle pour l'étude de l'effet PLC est l'alliage Al-Mg. Effectivement un grand nombre de travaux sur l'effet PLC ont été menés sur ce type d'alliages, ce qui fournit une base solide pour la validation des essais et pour l'interprétation de nouvelles observations. Les alliages Al-Mg présentent un intérêt industriel important, en particulier pour l'industrie automobile, aéronavale ... etc. L'apparition des bandes PLC lors des processus de mise en forme est un facteur encore mal maîtrisé et entraîne un taux non négligeable de non-qualité (d'une part pour des raisons mécaniques en raison de la localisation de la déformation et d'autre part pour des raisons esthétiques en raison de l'aspect visuel de ces défauts, sous forme de stries apparentes en surface).

Le but de ce travail est d'étudier sur l'alliage d'Al-3%Mg sujet à l'effet PLC, les manifestations de la dynamique collective des dislocations à différentes échelles. Pour bien mener ce travail nous avons travaillé sur deux axes complémentaires :

1. L'utilisation de techniques expérimentales donnant la possibilité de caractériser les manifestations de la dynamique des dislocations à différentes échelles d'observation.
2. La caractérisation quantitative du comportement complexe des avalanches de dislocations. Des méthodes d'analyses statistique, multifractale, Fourier et par ondelettes ont été utilisées. Ces analyses ont été menées sur les différentes séries temporelles obtenues lors des essais : courbes de déformation, signaux acous-

tiques, champs de déplacement et déformation locaux.

Le rapport de thèse est divisé en quatres chapitres. Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique dans laquelle on présente l'effet PLC et ses caractéristiques. On s'attarde également sur l'origine microscopique de l'effet PLC associé au phénomène de vieillissement dynamique et sur les différents modèles macroscopiques des instabilités PLC. La suite de l'étude bibliographique est dédiée d'abord à la présentation des deux régimes dynamiques observés dans le cas de l'effet PLC : la criticalité auto-organisée et le chaos déterministe, puis aux modèles numériques qui ont tenté de reproduire la complexité de l'effet PLC. Ce premier chapitre bibliographique se termine par la présentation de l'intermittence de la plasticité en absence d'effet PLC.

Dans le deuxième chapitre nous présenterons les méthodes et les outils expérimentaux mis en oeuvre pour l'accomplissement du travail du thèse. Le troisième chapitre est consacré aux méthodes d'analyse utilisées aux cours de ce travail.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux. Ce chapitre est divisé en deux sections. La première section est consacrée aux résultats de l'étude par émission acoustique. Nous y présentons les résultats de la synchronisation des courbes de déformation avec les paramètres des salves acoustiques correspondantes, ainsi que les résultats des analyses statistique et multifractale effectuées sur les chutes de contraintes et les énergies acoustiques. On conclut cette première section par une discussion des résultats. Dans la deuxième section on présente l'utilisation de la technique d'extensométrie locale pour la caractérisation des bandes PLC. Les premiers résultats concernant l'hétérogénéité et l'intermittence de la déformation plastique en l'absence d'effet PLC seront également présentés.

Le mémoire se termine par une synthèse des résultats établis lors de la thèse et par une présentation des perspectives pour de futurs travaux.

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Introduction

Avant tout, nous positionnerons la thématique de l'étude dans la vision globale actuelle de la plasticité des matériaux cristallins avant d'aboutir à la définition de son objectif dans ce contexte général. Nous commencerons par présenter brièvement la notion de déformation plastique et son approximation en tant qu'écoulement homogène, cette homogénéité supposée étant issue de l'approche continue de la théorie conventionnelle de la plasticité. Des exemples d'observations expérimentales d'instabilités de l'écoulement plastique, qui échappent à cette approche classique, seront ensuite présentés. Ces exemples imposent la nécessité d'une approche différente, en particulier par la prise en compte quantitative d'une certaine complexité de la déformation. On veut montrer que cette complexité s'échelonne de l'échelle relative aux mécanismes élémentaires de déformation jusqu'à l'échelle de l'échantillon déformé. En définitive, on souhaite décrire la plasticité comme un phénomène dû à une certaine auto-organisation des défauts cristallins qui s'établit à la fois dans l'espace et dans le temps.

Pour aborder le phénomène d'instabilité de la déformation plastique, nous décrirons l'effet Portevin-Le Chatelier (PLC), dont l'hétérogénéité spatiotemporelle fait l'objet principal de ce travail. Dans ce cadre, on présentera les modèles théoriques qui tentent de décire l'effet PLC, en partant des modèles locaux visant à expliquer ses mécanismes

microscopiques, et en aboutissant aux modèles non locaux qui tiennent à prendre en compte l'hétérogénéité spatiale de la déformation.

On introduira ensuite la notion de complexité en décrivant deux modes dynamiques de nature générale, qui sont rapportés pour différents systèmes dynamiques et que l'on observe également dans le cas de l'effet PLC : le chaos déterministe et la criticalité auto-organisée.

Avant de conclure l'étude bibliographique, nous présenterons quelques résultats liés à un comportement invariant d'échelles observé dans le cas de la déformation plastique macroscopiquement homogène des matériaux purs. Nous aborderons alors les similarités entre cette hétérogénéité cachée de la plasticité considérée « homogène et uniforme » et l'hétérogénéité qui se manifeste au niveau macroscopique dans le cadre de l'effet PLC. On conclura ce chapitre par la formulation du problème scientifique qui est posé dans ce travail de thèse.

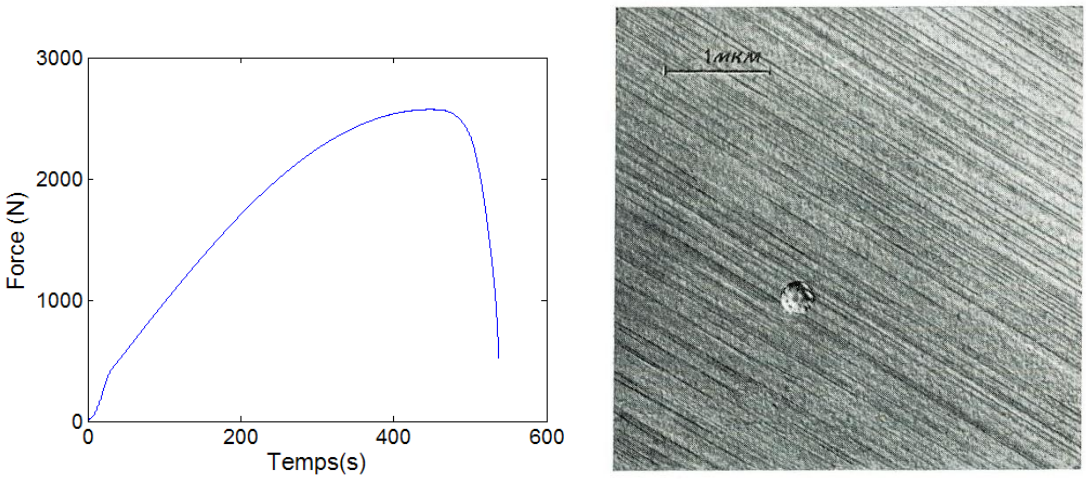
1.2 Déformation plastique. Instabilité de la déformation homogène

Les solides cristallins soumis à une contrainte mécanique se déforment d'abord de façon élastique tant que la contrainte appliquée est inférieure à une certaine valeur dite limite d'élasticité. La déformation élastique est réversible : le matériau revient à son état initial après la décharge. Lorsque la contrainte appliquée dépasse la limite d'élasticité du matériau, ce dernier se déforme plastiquement : une déformation irréversible persiste après retour de la contrainte à une valeur nulle.

A l'échelle microscopique, la déformation plastique des matériaux cristallins est due à la multiplication et aux déplacements des différents types de défauts cristallins, tels que les dislocations, les macles, les défauts ponctuels, etc. Dans le cadre de l'étude présente, nous nous limiterons au cas du mécanisme de glissement des dislocations qui est le mécanisme le plus représentatif et pertinent pour le matériau étudié dans la thèse.

Une dislocation est un défaut linéaire représenté par une ligne qui borne une rupture dans l'arrangement parfait des atomes de la structure cristalline. Les dislocations sont caractérisées par la direction de la ligne de dislocation et par le vecteur de Burgers [1]. La norme du vecteur de Burgers représente la déformation engendrée par le déplacement élémentaire de la dislocation qui est son plus petit déplacement possible. Le vecteur de Burgers associé au vecteur unitaire sur la ligne de dislocation déterminent les plans cristallographiques dans lesquels la dislocation peut se déplacer. Par conséquent, puisque lors d'un essai de traction uniaxiale, la force appliquée impose le sens de l'allongement de l'échantillon, la déformation d'un monocristal dépend de son orientation cristallographique par rapport à la force. Dans le cas du polycristal, qui est constitué de plusieurs grains monocristallins de tailles et d'orientations différentes, les grains subissent des déformations différentes selon leur orientation cristallographique. Pour préserver la continuité de la matière, les incompatibilités de déformations sont compensées par des déformations élastiques qui génèrent des contraintes internes à longue portée dans le matériau. Même dans cette représentation très simplifiée, on voit que la plasticité est un processus multi-échelles allant de l'échelle atomique par les interactions des atomes situés autour des lignes de dislocations à l'échelle macroscopique de l'éprouvette dans sa globalité, en passant par les échelles intermédiaires relatives aux grains et interactions entre grains.

Le fait que la plasticité soit causée par les mouvements discrets des défauts implique que la déformation plastique est spatialement inhomogène à l'échelle de ces défauts. En outre, la présence des obstacles (barrières dues au potentiel périodique, dislocations immobiles, précipités, joints de grains...) rend le mouvement des dislocations discontinu. Il est par conséquent évident que la déformation plastique à cette échelle est hétérogène et discontinue.



(a) (b)

FIGURE 1.1: (a) Courbe de déformation d'un monocristal de cuivre. L'éprouvette est déformée à la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a = 8 \times 10^{-4}\, s^{-1}$. (b) Observation par microscopie électronique de lignes de glissement sur la surface d'un monocristal de cuivre. L'observation est réalisée durant le stade I du durcissement [5].

Cependant, les observations expérimentales de la déformation plastique à l'échelle macroscopique montrent généralement un écoulement homogène dans l'espace et continu dans le temps. On illustre ceci par un exemple de courbe de déformation, parfaitement lisse (Fig 1.1a), d'un monocristal de cuivre déformé par glissement multiple, ainsi que par une photo (Fig 1.1b) montrant des lignes de glissement sur la surface d'un monocristal de cuivre déformé par glissement simple. On peut voir en particulier sur cette dernière figure que les lignes de glissement, qui sont des marches créées par les dislocations débouchant en surface de l'éprouvette, sont réparties plus ou moins uniformément lorsqu'elles sont observées à faible grossissement. Aucune localisation de la déformation plastique n'est visible sur cette photo.

Ces observations conduisent naturellement à faire l'hypothèse que les mouvements des dislocations ne sont pas corrélés, justifiant une approche par homogénéisation (dans le sens de moyenne volumique), adoptée dans l'approche continue de la théorie conventionnelle de la plasticité [1]. Ainsi, dans cette approche classique, la densité très importante des dislocations dans un cristal déformé et la moyenne de leurs déplacements indé-

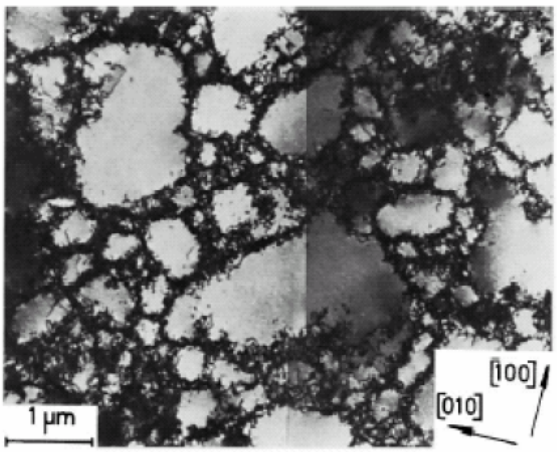
pendants résultent en une déformation plastique homogène à l'échelle du cristal. Cette vision implique que la connaissance du comportement individuel d'une dislocation est suffisante pour remonter aux propriétés mécaniques d'une éprouvette macroscopique.

Cette approche peut se traduire par la relation d'Orowan qui relie la vitesse de déformation plastique - une grandeur macroscopique - aux valeurs *moyennes* des grandeurs *microscopiques*, à savoir la vitesse v et la densité ρ_m des dislocations mobiles :

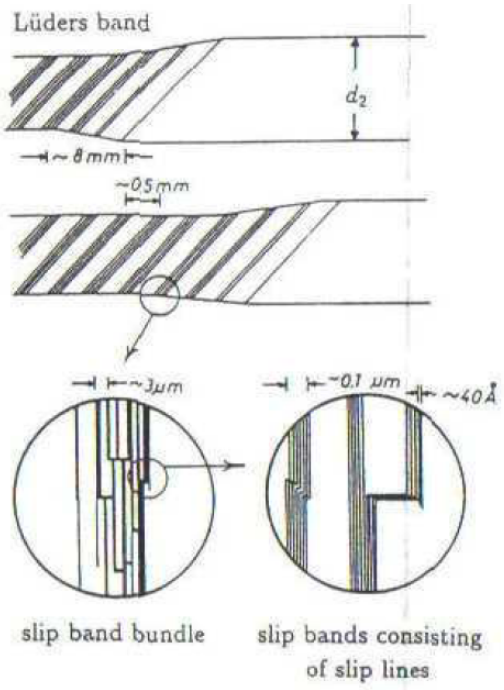
$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \kappa \rho_m \, v \, b \,, \tag{1.1}$$

où b désigne le module du vecteur de Burgers et où le facteur κ est introduit pour tenir compte de la géométrie de la déformation [6]. Cette relation ne prend pas en compte les fluctuations de vitesse et de densité des dislocations, ce qui présuppose que les fluctuations sont aléatoires et se compensent lors de l'opération de moyenne.

Toutefois, certaines observations expérimentales échappent à cette approche classique. Un exemple d'hétérogénéité spatiale de la déformation plastique, souvent évoqué dans la littérature, concerne les structures de dislocations (cellules, murs, canaux,...) qui se forment au cours de la déformation, notamment dans les métaux. Ces structures peuvent être observées au microscope électronique à transmission qui dévoile une répartition non uniforme de la densité de dislocations, avec des régions riches en dislocations qui entourent des domaines pauvres (Fig 1.2a). La formation de ces structures («dislocation patterning») révèlent l'existence d'interactions entre les dislocations, responsables de leur auto-organisation spatiale à une échelle mésoscopique. Notons que la structuration mésoscopique des dislocations n'est pas accompagnée systématiquement d'une localisation macroscopique de la plasticité. De même, on observe généralement des courbes de déformation lisses.



(a)



(b)

FIGURE 1.2: (a) Cellules de dislocations dans un monocristal de cuivre [7]. (b) Hiérarchie des lignes de glissement dans les bandes de Lüders observées dans le cuivre [8].

En effet, il est connu depuis longtemps que même dans le cas d'écoulement uniforme à une échelle suffisamment grossière, présenté sur la figure 1.1a, un grossissement peut révéler une structure hiérarchique des lignes de glissement sur la surface de l'éprouvette déformée. Un exemple d'une telle hiérarchie est présenté sur la figure 1.2b. L'analyse de la répartition des lignes de glissement dans [9] a montré l'apparition d'un arrangement

autosimilaire dans un intervalle particulier de la déformation. Cela met en évidence et confirme qu'il est imprécis et hâtif de conclure intuitivement sur une répartition uniforme des lignes de glissement. Cela indique également la présence de corrélations entre les évènements que sont les mouvements des dislocations qui ont donné naissance à ces lignes de glissement.

Des études plus précises se sont intéressées aux hauteurs des marches qui traduisent le nombre de dislocations ayant traversé le cristal le long du plan de glissement. En utilisant le microscope interférométrique et le microscope à force atomique, Zaiser *et al.* [10] ont analysé les profils de surface d'un échantillon de cuivre à différents taux de déformation. Ces profils unidimensionnels de surface reflètent la hauteur des marches laissées après le passage des dislocations et fournissent une mesure locale de la déformation. Les deux microscopes utilisés ont permis de couvrir une large gamme d'échelle allant du nanomètre au millimètre. Les auteurs de ce travail ont également trouvé une géométrie autosimilaire des profils dus aux lignes de glissement.

Ces études de l'hétérogénéité spatiale de la déformation plastique aux échelles mésoscopiques, accessibles à la microscopie optique ou électronique, ont devancé les travaux qui concernent la discontinuité temporelle de la déformation. En effet, puisque des courbes de déformation lisses étaient généralement observées malgré la structuration spatiale, on supposait implicitement que la déformation était uniforme dans le temps quelles que soient les résolutions temporelle et spatiale des déformations locales. Néanmoins, il existe des cas, tels que l'effet Portevin-Le Chatelier, qui manifestent un comportement spatiotemporel hétérogène visible à une échelle de résolution grossière. Ce phénomène sera présenté en détail dans les paragraphes suivants.

Pour alléger la terminologie, l'expression "déformation plastique homogène (hétérogène)", utilisé à partir d'ici, désignera une homogénéité (hétérogénéité) à la fois spatiale et temporelle, si aucune autre précision n'est faite.

1.3 L'effet Portevin-Le Chatelier

L'effet Portevin-Le Chatelier est une instabilité plastique qui apparaît dans des alliages dilués. Il a été observé pour la première fois dans les aciers doux par Le Chatelier en 1909 [11] et en 1923 par Portevin et Le Chatelier [12]. L'instabilité se manifeste par une localisation de la déformation plastique dans des bandes appelées bandes PLC que l'on peut voir, même à l'œil nu dans certaines circonstances, sur la surface de l'éprouvette déformée. En outre, elle se manifeste par des fluctuations brusques sur les courbes de déformation ; ces fluctuations apparaissent sous formes différentes selon le type de tests mis en oeuvre : traction, compression, fluage... Dans cette étude, nous nous limiterons à l'étude du comportement des polycristaux en traction.

1.3.1 Types de comportement associés à l'instabilité PLC

Pour ce type de sollicitation, la manifestation de l'effet PLC reste dépendante de certaines caractéristiques du montage expérimental, essentiellement la rigidité de la machine que l'on peut assimiler à la raideur d'un ressort inclus dans le dispositif de traction. La valeur de cette raideur K définit le type de machine, dure ou molle. Dans les cas idéaux et extrêmes, K est infinie pour une machine dure et nulle pour une machine molle (ou souple). Dans la réalité, la raideur d'une machine dure a usuellement le même ordre de grandeur que la raideur de l'éprouvette, et le comportement élastique apparent est déterminé par leur raideur combinée K, typiquement $K \sim 10^4\, N/mm$. Les machines molles ont habituellement une raideur $K \approx 10 - 100\, N/mm$.

Dans une machine molle, les éprouvettes sont sollicitées à vitesse de chargement constant $\dot{\sigma} = cst$. Les instabilités PLC se manifestent sur les courbes $\varepsilon(t)$ ou $\varepsilon(\sigma)$ par une succession de paliers séparés par des marches qui correspondent à l'écoulement stable (Fig 1.3). Chaque palier correspond à une bande de déformation qui se propage de façon quasi-continue le long de l'éprouvette.

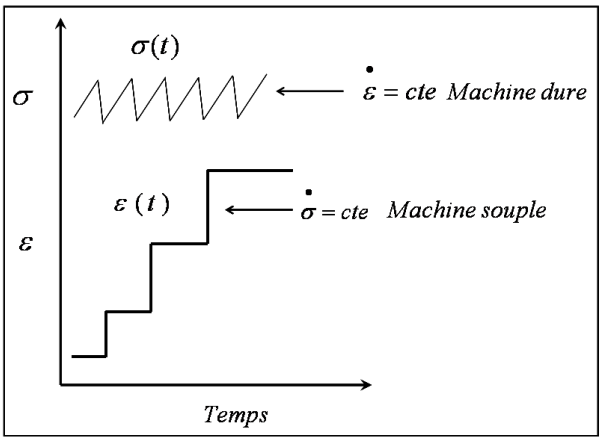
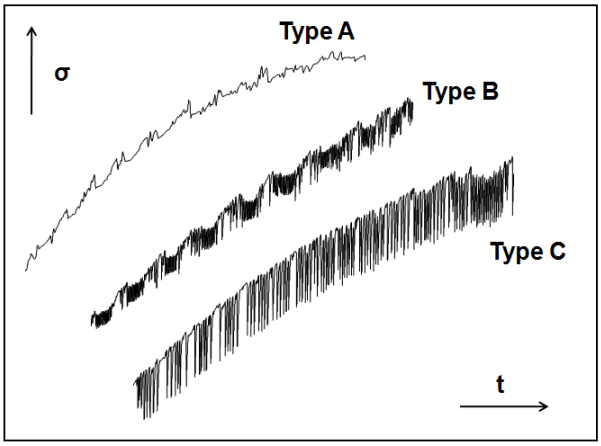


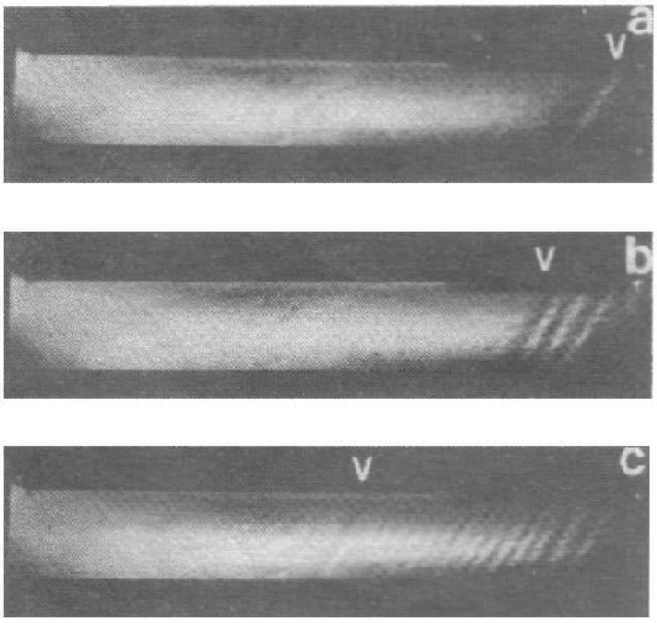
FIGURE 1.3: Manifestations de l'effet PLC sur les courbes de traction selon le type de machine utilisée

Dans une machine dure, les éprouvettes sont sollicitées à vitesse de déformation imposée constante $\dot{\varepsilon}_a = cst$ (plus précisément, à vitesse de déplacement de traverse constante). L'effet PLC se manifeste alors par des chutes de contrainte sur les courbes $\sigma(\varepsilon)$ ou $\sigma(t)$. Chaque chute de contrainte correspond à l'apparition d'une (parfois plusieurs) bande de déformation qui peut se propager ou rester immobile. Ces dernières laissent souvent des traces visibles sur la surface de l'éprouvette. La morphologie des chutes de contrainte ainsi que le type de bandes PLC qui leur sont associées dépendent de $\dot{\varepsilon}_a$ et de la température. On distingue trois grands types de comportement (Fig. 1.4) :

- Le type A s'observe aux vitesses de déformation importantes et/ou à basse température. Il se manifeste par des chutes de contrainte irrégulières, des oscillations, dont l'amplitude maximale est relativement faible. Les montées de la contrainte sont associées à la naissance des bandes PLC, qui souvent se produit au niveau d'une des têtes de l'éprouvette [13]. Une fois apparue, la bande se propage de façon quasi-continue le long de l'éprouvette, donnant lieu aux fluctuations irrégulières de la contrainte.



(a)



(b)

FIGURE 1.4: (a) Trois types de chutes de contrainte observés sur les courbes de traction dans une machine dure. (b) Succession de photos de la surface d'une éprouvette Al-5%Mg déformée en traction ($\dot{\varepsilon}_a = 10^{-3}s^{-1}$). On y observe le mode de « propagation relais » des bandes PLC du type B (les flèches en haut des photographies indiquent la trace de la dernière bande PLC à l'instant donné) [14].

– Le type B se manifeste dans le domaine des températures et vitesses de déformation intermédiaires. Les chutes de contrainte apparaissent de manière plus régulière et leurs amplitudes sont plus grandes que dans le cas du type A. Les bandes de déformation sont localisées ou se propagent sur une courte distance.

Elles apparaissent de manière successive dans des régions proches l'une de l'autre de telle façon que l'on constate une propagation relais de ces bandes sur la surface de l'éprouvette. Ces observations sont à l'origine du terme "hopping bands" qui est souvent utilisé pour définir les bandes de type B. Puisque la déformation dans une bande induit un durcissement localisé du matériau, une propagation relais de "hopping bands" le long de l'éprouvette entière induit un durcissement global de l'éprouvette ; les chutes de contrainte associées à cette propagation relais forment souvent des groupes que l'on distingue clairement sur les courbes de traction. Entre ces périodes de propagation relais, la contrainte augmente jusqu'à ce qu'une nouvelle séquence de bandes se déclenche. Des études expérimentales ont parfois mis en évidence des modes de propagation différents. On peut citer par exemple le cas d'apparition de deux bandes aux extrémités de l'échantillon puis leur propagation en sens opposés vers le centre de l'éprouvette [15].

– Le type C se présente à faible vitesse de déformation et/ou haute température. L'amplitude des chutes de contrainte du type C est grande et assez régulière. Toutefois, une analyse détaillée des courbes montre l'existence de chutes plus petites avec des amplitudes variées. Ces petites chutes sont toujours négligées et n'ont pas été suffisament étudiées dans la littérature. Les grandes chutes de contrainte sont associées à des bandes PLC larges et statiques. Apparemment, il n'existe pas de corrélation évidente entre ces bandes qui apparaissent, en première approximation, de façon aléatoire. Néanmoins, des travaux récents ont montré qu'une analyse multifractale des courbes de déformation prouvait l'existence d'une corrélation faible entre les bandes de type C [16].

Le schéma présenté ci-dessus est fortement simplifié. Certains auteurs ont aussi évoqué quelques types plus rares [17]. Egalement, on observe à l'évidence des mélanges de types PLC dès lors que les conditions de chargement sont proches de conditions frontières entre deux types.

L'amplitude des chutes de contrainte est fonction de différents paramètres expérimentaux. Comme décrit ci-dessus (Fig. 1.4), elle dépend de la vitesse de déformation

et de la température. En outre, pour deux éprouvettes identiques en composition chimique et géométrie, la hauteur des chutes augmente lorsque la taille des grains diminue. On observe de manière similaire que l'amplitude des chutes augmente au cours du durcissement du matériau pendant la déformation : si l'instabilité apparaît peu de temps après le début de la plasticité (voir la section suivante), les chutes sont habituellement assez petites, mais leur amplitude augmente et se stabilise au-delà d'une certaine déformation, lorsque le taux de durcissement devient faible [18].

1.3.2 Domaine d'existence de l'effet PLC

L'apparition des instabilités PLC dépend de la température et de la vitesse de déformation appliquée [19, 13, 20]. La figure 1.5 montre un exemple de diagramme température-vitesse de déformation $(T, \dot{\varepsilon}_a)$ pour un matériau sujet à l'effet PLC. Sur ce diagramme on distingue différentes zones selon les valeurs des paramètres expérimentaux. La zone marquée 'PLC' correspond au domaine à l'intérieur duquel les auteurs ont observé l'effet PLC sur machine dure. A l'intérieur de cette région on distingue encore trois zones différenciées qui correspondent aux types de comportements décrits ci-dessus. En dehors du domaine $(T, \dot{\varepsilon}_a)$ d'existence de l'effet PLC, l'écoulement plastique est stable.

En outre, les observations expérimentales montrent que pour une température et une vitesse de déformation imposée données, l'effet PLC apparaît après une valeur de déformation dite déformation critique ε_c ; avant ε_c, la courbe $\sigma(t)$ est lisse. La valeur de ε_c dépend de la vitesse de déformation imposée et de la température [21, 22, 23, 24]. La figure 1.6 montre l'évolution de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation dans un large intervalle de vitesses, dans lequel se manifeste deux types de comportement usuellement distingués : ε_c augmente avec $\dot{\varepsilon}_a$ aux grandes vitesses ("comportement normal") mais diminue avec l'augmentation de $\dot{\varepsilon}_a$ aux basses vitesses ("comportement inverse"). Nous allons revenir sur la notion de la déformation critique dans la section (1.5).

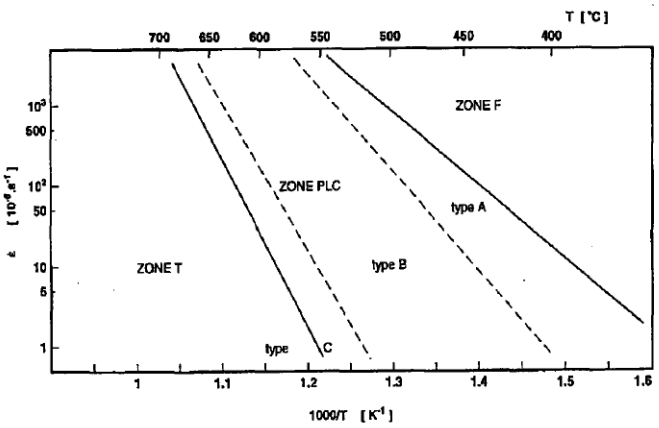


FIGURE 1.5: Diagramme température-vitesse de déformation imposée illustrant les domaines d'existence des trois types de comportement observés pour l'effet PLC. Les zones marquées T et F correspondent aux domaines de plasticité homogène régulière [25].

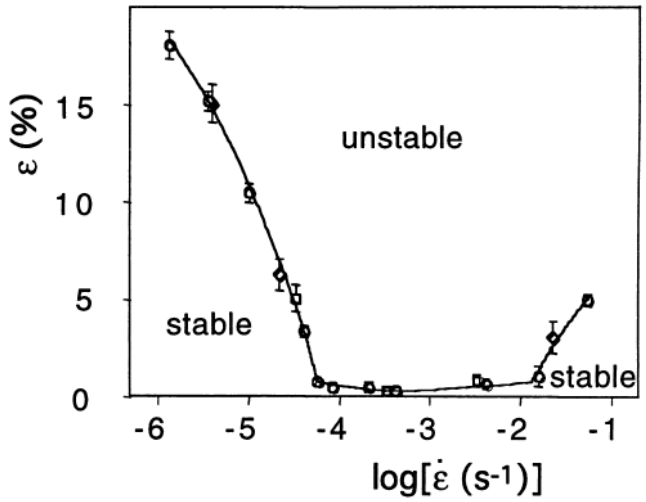


FIGURE 1.6: Variation de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation imposée dans un alliage Al-4.8%Mg [23].

1.3.3 Caractéristiques des bandes PLC

Les bandes PLC ont fait l'objet de nombreuses études. Les différentes techniques expérimentales [26, 14, 27, 15] ont permis de quantifier la déformation contenue dans

la bande $\triangle\varepsilon_b$, la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$, ainsi que la vitesse de propagation V_b et la largeur w_b des bandes.

Malgré l'importance et la qualité des travaux réalisés, il subsiste beaucoup de contradictions dans la littérature et les articles publiés par différents auteurs. Entre autres, Chihab [13] a détecté à l'aide d'enregistrements vidéo une diminution de la largeur des bandes de $1.5\,mm$ à $0.3\,mm$ dans un alliage Al-Mg5% lorsque la vitesse de déformation imposée augmente de $10^{-5}s^{-1}$ à $10^{-2}s^{-1}$. A l'inverse, Ait-Amokhtar [26] a observé par la thermométrie infrarouge une augmentation de w_b de $1.5\,mm$ à $7\,mm$ pour un alliage similaire (Al-4,5%Mg) et pour un intervalle de vitesse similaire. Soit une diminution [28], soit une augmentation [29] ont été observées par différents auteurs pour la vitesse de propagation des bandes de déformation dans une machine molle. Une telle variation de résultats expérimentaux témoigne d'un rôle probable de la microstructure et de la composition du matériau. Cela implique une configuration d'étude où diverses mesures expérimentales sont réalisées dans le même essai.

Quelques résultats semblent néanmoins pouvoir s'établir avec certitude. Plusieurs travaux expérimentaux [15, 26, 29] confirment la diminution de la vitesse V_b avec la déformation et à l'inverse, son augmentation avec la vitesse de déformation dans une machine dure. Sa valeur varie selon les conditions expérimentales de quelques fractions de millimètre par seconde à quelques dizaines de millimètres par seconde. On sait également que l'inclinaison des bandes par rapport à l'axe de l'éprouvette polycristalline varie entre 55° et 60°. Quant à la déformation dans la bande $\triangle\varepsilon_b$, elle augmente avec la déformation [30, 31]. La même tendance est aussi trouvée pour la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$ qui croît avec la déformation et la température.

On trouve peu de données dans la littérature sur la cinématique de la formation des bandes PLC. Néanmoins, les études expérimentales à basse vitesse de déformation ont prouvé que ce processus peut être très rapide, donnant une valeur aussi petite que quelques millisecondes pour l'apparition d'une bande de déformation [32].

1.4 Origine microscopique de l'instabilité plastique PLC : vieillissement dynamique

L'apparition de l'instabilité PLC dans les alliages métalliques est liée à une valeur négative de la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation ; $S = \dfrac{\partial \sigma}{\partial \, ln \, \dot{\varepsilon}} < 0$ [33, 34, 35]. Cette condition décrit en termes phénoménologiques l'instabilité du type "strain rate softening" [36]. Autrement dit, lorsque la vitesse de déformation augmente, la contrainte nécessaire pour maintenir cette vitesse diminue. A l'inverse, les situations où $S > 0$ décrivent l'activation thermique de glissement des dislocations en absence de solutés. Il est généralement admis aujourd'hui que le vieillissement dynamique des dislocations est à l'origine de l'inversion du signe de S [37, 38]. Dans ces modèles de vieillissement dynamique, l'effet PLC résulte alors de l'interaction entre dislocations mobiles et obstacles à leurs mouvements que sont les forêts de dislocations et atomes de soluté. Nous présentons dans cette section l'essentiel du modèle et ses résultats principaux.

Le déplacement des dislocations est discontinu à cause de la présence de différents obstacles, en particulier les dislocations immobiles de la forêt sur lesquelles elles s'ancrent. Elles franchissent cependant ces obstacles par l'action combinée de l'activation thermique et de la contrainte appliquée. Ainsi, on décompose le mouvement des dislocations en deux temps : un temps de vol t_{vol}, pendant lequel les dislocations parcourent la distance entre deux obstacles, et un temps d'attente (ou d'ancrage sur les obstacles) t_w. Pendant cet ancrage, des atomes de solutés diffusent vers les dislocations et produisent une force d'ancrage additionnelle. Puisque t_w diminue lorsque la vitesse de déformation augmente, la concentration des solutés sur les dislocations (et donc, la force d'ancrage), diminue elle aussi. Lorsque t_w est de l'ordre de grandeur du temps caractéristique de diffusion des solutés, la force nécessaire pour permettre le passage des obstacles peut diminuer avec l'augmentation de la vitesse de déformation. En conséquence, pour une température donnée, il peut exister un intervalle de $\dot{\varepsilon}$ où

$S < 0$. Le modèle de vieillissement dynamique proposé dans [39] illustre parfaitement cela.

La concentration C des atomes de soluté sur les dislocations mobiles dépend de leur coefficient de diffusion D et du temps d'arrêt des dislocations sur les obstacles :

$$C = C(Dt_w) \tag{1.2}$$

En général, le produit $D\,t_w$ est fonction de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$, de la température T et de la déformation ε. En première approche, *Van Den Beukel* [39] néglige cette dernière dépendance afin d'étudier la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation. En tenant compte de la relation $t_{vol} \ll t_w$ [21], la vitesse moyenne des dislocations s'écrit $v = \dfrac{l}{t_w}$, où l est le libre parcours moyen des dislocations. L'équation d'Orowan (1.1) , en considérant la densité des dislocation mobiles $\rho_m = \rho_m(\varepsilon) = cst$, permet de conclure que le temps d'attente est inversement proportionnelle à la vitesse de déformation : $\dfrac{1}{t_w} \sim \dot{\varepsilon}$. En supposant également une concentration constante de lacunes, $C_v = C_v(\varepsilon) = cst$, on peut écrire pour le coefficient de diffusion des atomes de soluté : $D \sim exp(-\dfrac{Q}{k_B T})$, où Q représente l'énergie de diffusion des lacunes et k_B la constante de Boltzmann. On obtient finalement :

$$Dt_w \sim \frac{1}{\dot{\varepsilon}} exp(-\frac{Q}{k_B T}) \tag{1.3}$$

Van Den Beukel [39] démontre qualitativement que l'évolution de $Dt_w C'$ en fonction de $D\,t_w$ (où C' est la dérivée de C par rapport au temps) est décrite par une courbe avec maximum (voir figure 1.7). Cette courbe permet par la suite d'établir le domaine de $\dot{\varepsilon}$ où S devient négative.

Nous nous intéressons à la dépendance de la contrainte à la vitesse de déforma-

tion. Considérons l'équation d'Arrhenius décrivant le mouvement des dislocations dû à l'activation thermique :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 exp(-\frac{H}{k_B T}) \tag{1.4}$$

où $\dot{\varepsilon}_0$ est une constante et H est l'enthalpie d'activation thermique. En présence de solutés, $H = H(\sigma_{eff}, C)$ est une fonction de C et de la contrainte effective σ_{eff}, cette dernière étant la différence entre la contrainte appliquée σ et la contrainte interne σ_{int}.

Les contraintes internes sont des contraintes à longue portée produites par les dislocations situées dans les plans parallèles, par les particules de deuxième phase, etc... ; on les suppose constantes (on néglige l'écrouissage), ainsi :

$$\frac{\partial \sigma_{eff}}{\partial \dot{\varepsilon}} = \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\varepsilon}} \tag{1.5}$$

.

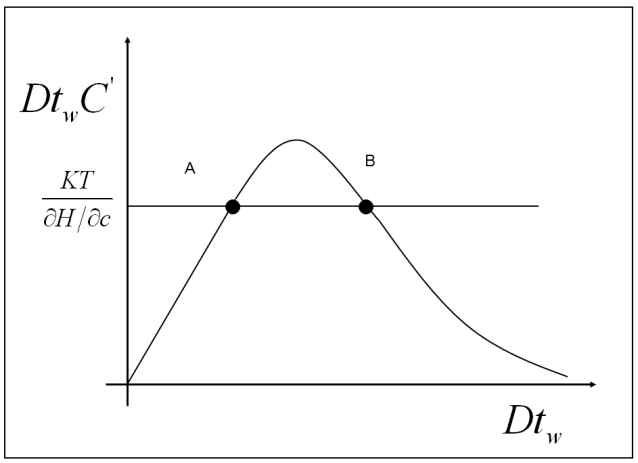


FIGURE 1.7: Variation de $D\,t_w\,C'$ en fonction de $D\,t_w$

En dérivant la relation (1.4) par rapport à $\dot{\varepsilon}$, on obtient :

$$-\frac{k_B T}{\dot{\varepsilon}} = \frac{\partial H}{\partial \dot{\varepsilon}} = \frac{\partial H}{\partial \sigma_{eff}} \frac{\partial \sigma_{eff}}{\partial \dot{\varepsilon}} + \frac{\partial H}{\partial C} \frac{\partial C}{\partial \dot{\varepsilon}} \tag{1.6}$$

Dont on déduit, en combinant les relations (1.12, 1.3, 1.15 et 4.2) [39] :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\varepsilon}} = \frac{k_B T}{\dot{\varepsilon} V} - \frac{1}{\dot{\varepsilon} V} \frac{\partial H}{\partial C} D t_w \frac{dC}{d(D t_w)} \tag{1.7}$$

avec $V = -\partial H / \partial \sigma_{eff}$ le volume d'activation thermique du glissement.

On note, dans le membre de droite de la relation (1.7) :

- un premier terme qui représente l'aspect lié à l'activation thermique des dislocations en absence des atomes de soluté ;
- un second terme qui correspond à l'apport de la diffusion dans le cas du vieillissement dynamique. Cette contribution s'annule lorsque le coefficient de diffusion $D = 0$.

Dans la relation (1.7), $\dfrac{\partial \sigma}{\partial \dot{\varepsilon}}$ s'annule lorsque :

$$D t_w \frac{dC}{d(D t_w)} = \frac{k_B T}{\partial H / \partial C} \tag{1.8}$$

Cette condition est matérialisée sur la figure 1.7 par l'existence des points d'intersection A et B entre lesquels la dérivée $\dfrac{\partial \sigma}{\partial \dot{\varepsilon}}$ est négative. Selon l'équation (1.3) qui relie $D\, t_w$ aux conditions expérimentales, cela correspond à l'existence d'un intervalle de vitesses de déformation (à température et déformation données) pour lesquelles la sensibilité S de la contrainte à la vitesse de déformation est négative. Ce résultat conduit à une courbe $\sigma(\dot{\varepsilon})$ en forme de N, schématiquement représentée sur la figure 1.8.

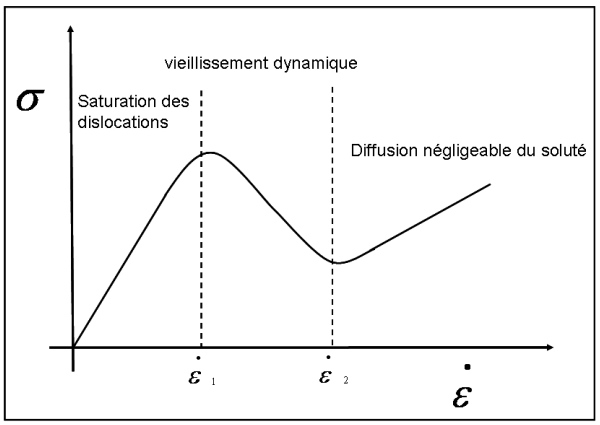


FIGURE 1.8: Variation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation. Les valeurs $\dot{\varepsilon}_1$ et $\dot{\varepsilon}_2$ désignent l'intervalle correspondant à $S < 0$.

En dehors de l'intervalle de $\dot{\varepsilon}$ où S est négative, le comportement est controlé par l'activation thermique habituelle :

- pour les faibles valeurs de vitesses de déformation $\dot{\varepsilon}$, qui correspondent aux grandes valeurs du temps d'attente t_w, les atomes de soluté ont suffisamment de temps pour diffuser vers les dislocations mobiles et les saturer. Les dislocations 'traînent' alors le nuage des atomes de soluté en étant soumis à une force d'ancrage constante.
- pour les grandes valeurs de $\dot{\varepsilon}$, ou les faibles valeurs du temps d'attente, les atomes de soluté n'ont pas le temps suffisant pour diffuser et pour bloquer les dislocations ; dans ce cas, les dislocations sont libres d'atomes de soluté. Cela se traduit par une pente de la courbe $\sigma(\dot{\varepsilon})$ plus faible que celle définie aux basses vitesses de déformation (voir Fig 1.8).

1.5 Modèles macroscopiques de l'effet PLC

Les lois de comportement qui tentent de décrire l'effet PLC sont composées de deux termes : le premier exprime l'écrouissage de l'éprouvette au cours de la déformation tandis que le second traduit l'effet de la vitesse de déformation sur la contrainte

d'écoulement. Les modèles basés sur ce type d'équations sont des modèles locaux qui ne prennent pas en compte l'interaction spatiale entre sections adjacentes (ou volumes voisins) de l'éprouvette ; ils supposent implicitement une déformation homogène du matériau. Pour tenir compte de l'hétérogénéité de déformation et du couplage entre les déformations locales, les modèles non locaux introduisent les coordonnées spatiales en tant que termes supplémentaires dans les équations. Nous décrivons ici ces différents types de modèles.

1.5.1 Modèles locaux

Oscillations de relaxation

Penning [40] fut le premier à prévoir le caractère des instabilités PLC, liée à une valeur négative de la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation, en examinant une loi de comportement du matériau constituée de deux termes découplés :

$$\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\varepsilon + F(\dot{\varepsilon}) \tag{1.9}$$

Le terme $\dfrac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\varepsilon$ traduit l'effet de l'écrouissage de l'éprouvette au cours de la déformation et est souvent approximé par une valeur constante. En absence de solutés, $F(\dot{\varepsilon})$ est une fonction monotone qui décrit le durcissement dû à la vitesse de déformation plastique. Comme il a été montré dans la section (1.4), $F(\dot{\varepsilon})$ peut devenir non monotone en raison du vieillissement dynamique des dislocations (Fig. 1.9).

Penning a considéré le cas de la machine dure, décrite par l'équation :

$$\dot{\varepsilon}_a = \frac{\dot{\sigma}}{M} + \int_{(L)} \frac{\dot{\varepsilon}}{L} dx \tag{1.10}$$

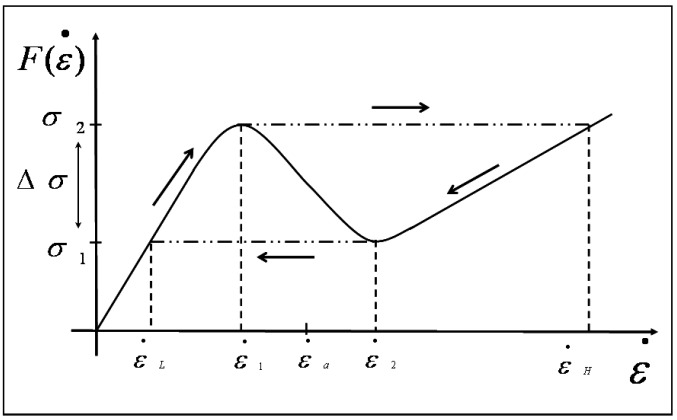
où M est le module d'élasticité de l'ensemble "machine + éprouvette" et x la coordonnée le long de l'éprouvette de longueur L. On note que le taux de contrainte est

négatif ($\dot{\sigma} < 0$) lorsque la vitesse moyenne de la déformation plastique de l'éprouvette excède $\dot{\varepsilon}_a$. En combinant les deux équations (1.9) et (1.10), on obtient :

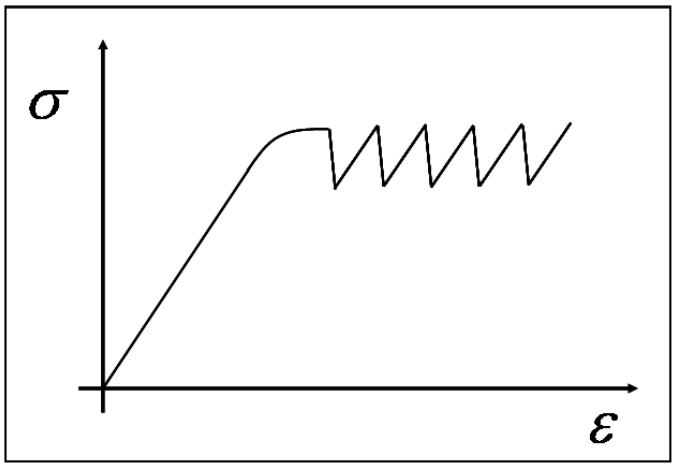
$$M\,\dot{\varepsilon}_a = \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\dot{\varepsilon} + \frac{\partial F}{\partial \dot{\varepsilon}}\ddot{\varepsilon} + M \int\limits_{(L)} \frac{\dot{\varepsilon}}{L} dx \tag{1.11}$$

Cette équation intégro-différentielle ne peut être résolue que de façon approximative. Penning a montré que lorsque la fonction $F(\dot{\varepsilon})$ passe par un maximum ou un minimum, la vitesse de déformation locale ne reste plus une fonction continue du temps mais fait des sauts, comme le montre schématiquement la figure 1.9a.

En effet, considérons la déformation d'une section de l'éprouvette, en supposant que la pente de $F(\dot{\varepsilon})$ soit négative dans l'intervalle $[\dot{\varepsilon}_1, \dot{\varepsilon}_2]$ et que la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a$ soit comprise dans cet intervalle. Dès l'entrée en régime plastique, la contrainte augmente jusqu'à ce que la vitesse de déformation locale $\dot{\varepsilon}$ atteigne la valeur $\dot{\varepsilon}_1$ (flèche gauche). Puisque aucune solution stable n'existe à l'intérieur de l'intervalle $[\dot{\varepsilon}_1, \dot{\varepsilon}_2]$, $\dot{\varepsilon}$ prend instantanément la valeur $\dot{\varepsilon}_H$ qui correspond au même niveau de contrainte, mais qui se trouve sur la branche des hautes vitesses de la courbe $F(\dot{\varepsilon})$. Ensuite, elle diminue par la décharge de l'éprouvette pour atteindre la valeur $\dot{\varepsilon}_a$ (flèche droite). Mais quand elle atteint la valeur $\dot{\varepsilon}_2$, un nouveau saut se produit jusqu'à la valeur $\dot{\varepsilon}_L$. Le cycle recommence ainsi sans pouvoir atteindre l'état d'équilibre, pour lequel la vitesse de déformation plastique serait égale à la vitesse imposée. Le saut ($\dot{\varepsilon}_1 \rightarrow \dot{\varepsilon}_H$) correspond au désancrage des dislocations et le saut ($\dot{\varepsilon}_2 \rightarrow \dot{\varepsilon}_L$) à leur réancrage. Au final, la forme de la courbe de déformation est symbolisée par des "oscillations de relaxations" (Fig 1.9b) caractérisées par la présence de deux échelles de temps distinctes : une échelle rapide correspondant à la décharge et une échelle lente correspondant au rechargement de l'éprouvette. Une telle dynamique est commune avec d'autres phénomènes d'instabilités, que l'on retrouve dans différents domaines scientifiques et toujours caractérisées par une loi de comportement décrite par une fonction en forme de N (e.g., [41]).



(a)



(b)

FIGURE 1.9: (a) Forme de la fonction $F(\dot{\varepsilon})$ due au vieillissement dynamique des dislocations (cf. Fig. 1.8). Les flèches décrivent le comportement cyclique lorsque la vitesse de déformation imposée correspond à l'intervalle de la sensibilité négative de la contrainte à la vitesse. Courbes de déformation schématisant le comportement en "oscillations de relaxation".

Un autre résultat important de cette analyse est que la déformation plastique est obligatoirement inhomogène. Penning a montré que la solution de l'équation (1.11) doit avoir la forme d'une bande de déformation, à l'intérieur de laquelle la vitesse de déformation locale est supérieure à $\dot{\varepsilon}_a$, tandis que $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_a$ dans le reste de l'éprouvette. En tenant compte de l'écrouissage du matériau dans la section qui a subi une instabilité (le premier terme de l'équation (1.9)), Penning a trouvé des solutions qualitatives, soit en forme de *hopping bands* qui se déplacent le long de l'éprouvette par sauts discrets,

soit en forme de bandes qui se propagent de façon continue. Une prédiction similaire a été faite pour le cas d'une machine molle [42].

Néanmoins, puisque la loi de comportement (1.9) ne considère pas les coordonnées spatiales et les interactions possibles entre sections adjacentes, les modèles locaux ne peuvent décrire ni les caractéristiques cinématiques des bandes PLC, ni la complexité du comportement spatiotemporel observé expérimentalement. Cette question sera examinée dans la section suivante, consacrée aux modèles non locaux.

Déformation critique

Les modèles locaux ont permis aussi d'examiner le problème de la déformation critique, déformation à partir de la quelle se manifestent les instabilités PLC ; pour cela il suffit d'identifier les conditions de l'inversion du signe de la sensibilité S. Parmi les différents modèles proposés dans la littérature, le modèle de *Kubin et Estrin* [43] est un des modèles les plus élaborés . *Kubin et Estrin* considèrent l'évolution de la densité de dislocations mobiles ρ_m et de la densité des dislocations de forêt ρ_f. Ces deux densités entrent dans la relation d'Orowan (1.1) qui définit la vitesse de déformation macroscopique. En supposant que le libre parcours moyen des dislocations l est de l'ordre de $\rho_f^{-1/2}$et en utilisant l'approximation usuelle pour la vitesse moyenne des dislocations mobiles, $v = l/t_w$, on obtient :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{b\,\rho_m\,\rho_f^{-1/2}}{t_w} = \frac{\Omega}{t_w} \tag{1.12}$$

où Ω est défini comme l'incrément élémentaire de déformation qui se produit lorsque toutes les dislocations mobiles franchissent les obstacles. Adoptant les approximations similaires à celles de Penning, *Kubin et Estrin* [43] considèrent que la sensibilité S est composée de deux termes :

$$S = S_0 + S_{aging} = S_0 + \left(\frac{\partial f}{\partial ln\,\dot{\varepsilon}} \right) \tag{1.13}$$

où f est la contrainte dûe à l'interaction des dislocations mobiles avec les atomes de soluté. On note que l'équation (1.13) est équivalente à l'équation (1.7). Il est facile de constater que :

- le premier terme provient de l'activation thermique en absence de vieillissement dynamique : $S_0 = \frac{k_B T}{V}$;
- le second terme provient de la contribution dûe au vieillissement dynamique.

Tenant compte de l'équation (1.12), on peut écrire :

$$S = S_0 - \frac{df}{dln\, t_w} \tag{1.14}$$

La contrainte f dépend du temps t_w pendant lequel se produit le vieillissement dynamique des dislocations. Selon [44], cette fonction suit une cinétique en saturation :

$$f = f_0\{1 - exp(-[\frac{t_w}{\tau_0}]^{2/3})\} \tag{1.15}$$

où τ_0 est un temps caractéristique qui dépend de la concentration C des solutés, du coefficient D de diffusion des solutés et de l'énergie d'interaction des solutés avec les dislocations. Combinant les équations (1.14 et 1.15), on trouve pour des valeurs données de $\dot{\varepsilon}$ et de T deux valeurs critiques de Ω : Ω_1 et Ω_2 telles que $S \leqslant 0$ dans l'intervalle $[\Omega_1, \Omega_2]$. Selon la position de ces valeurs critiques par rapport à la courbe $\Omega(\varepsilon)$, de nombreuses possibilités sont envisageables, dont une est illustrée sur la figure 1.10. Cet exemple illustre deux solutions, ε_c et $\varepsilon_c^{'}$, qui correspondent à la présence d'une déformation critique pour l'apparition des instabilités PLC et d'une autre déformation critique pour sa disparition. En réalité, une unique ε_c est le plus souvent observée avant la rupture de l'éprouvette.

En outre, ce modèle prévoit aussi une croissance en loi puissance de la valeur de ε_c en fonction de $\dot{\varepsilon}_a$, observée expérimentalement dans un large intervalle de hautes vitesses de déformation (e.g., [31]). Il existe des modèles alternatifs qui expliquent

également ces observations, notamment en tenant compte de la dépendance $D(\varepsilon)$ due à la génération de lacunes au cours de la déformation [45].

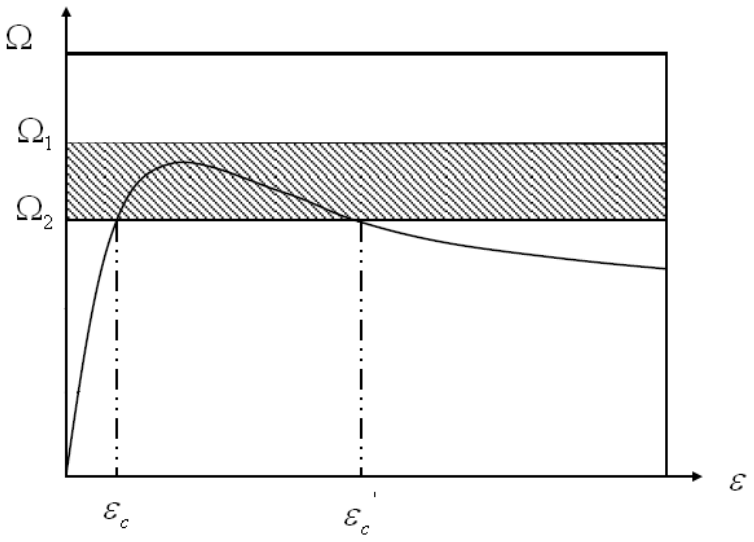


FIGURE 1.10: Evolution de l'incrément élémentaire de déformation, $\Omega(\varepsilon)$, et intervalle $[\Omega_1, \Omega_2]$ correspondant à la condition $S \leqslant 0$. On trouve deux valeurs de déformation critique, entre lesquelles doit apparaître l'instabilité PLC.

On note enfin que plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer le comportement inverse de la déformation critique (voir la section 1.3.2). En particulier, le rôle des précipités [46] et l'effet de pré-déformation [23] ont été étudiés. Néanmoins, la question de la déformation critique reste ouverte.

1.5.2 Modèles non locaux

Les solutions des modèles locaux en forme d'oscillations périodiques de la contrainte ressemblent peu au comportement complexe des matériaux réels. La compréhension du comportement de ces derniers nécessite la prise en compte de l'hétérogénéité intrinsèque de la déformation et du couplage spatial entre les déformations locales. *Zbib et Aifantis* ont proposé une approche générale qui consiste à introduire dans l'équation de comportement (1.9) un terme du type $c\,\Delta\varepsilon$, avec une constante du couplage c, où le laplacien traduit la présence des gradients de déformation [47]. Cette idée a été déve-

loppée dans de nombreux travaux, proposant différents mécanismes de couplage, que l'on peut regrouper en deux catégories :

Couplage dû aux contraintes internes

Plusieurs sources de contraintes internes ont été considérées dans la littérature :

- incompatibilité plastique des déformations des grains voisins dans un matériau polycristallin. En effet, les déformations élastiques qui compense cette incompatibilité afin de préserver la continuité du matériau génèrent des contraintes [48].
- champs élastiques des dislocations [49].
- écrouissage non local, en particulier dans les bandes PLC [47].
- rotation de l'axe de l'échantillon monocristallin [50].
- caractère triaxial de la contrainte dû aux variations de la section de l'échantillon [51].

La comparaison de ces différentes sources de contraintes indique que l'incompatibilité plastique joue un rôle prédominant dans le cas des polycristaux [50, 52]. Une estimation de la constante c pour le cas de l'incompatibilité plastique a été proposée dans [50] : $c = \dfrac{Gd^2}{4}$, où G est le module de cisaillement et d représente la taille des grains.

Tous ces modèles introduisent le couplage spatial dans l'équation 1.9 comme un terme additionnel. Dans le cas unidimensionnel cette équation s'écrira :

$$\sigma = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon}) + c\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial^2 x} \tag{1.16}$$

Couplage dû à la géométrie du glissement

Certains modèles considèrent les mécanismes de couplage dûs à la géométrie du glissement des dislocations, notamment l'échange des dislocations mobiles entre éléments adjacents du matériau par le glissement dévié [53]. Dans ce cas, l'introduction du couplage spatial dans l'équation constitutive se fait en remplaçant $F(\dot{\varepsilon})$ dans l'équation (1.9) par $F(\dot{\varepsilon} - D\dfrac{\partial^2 \varepsilon}{\partial^2 x})$, où D est le coefficient de pseudo-diffusion de la déformation

plastique :

$$\sigma = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon} - D\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial^2 x}) \tag{1.17}$$

Les solutions approximatives des modèles non locaux aboutissent à des prévisions contradictoires sur les variations des paramètres des bandes PLC, selon le type de mécanisme adopté. En particulier, le modèle de glissement dévié prévoit une décroissance de la vitesse des bandes PLC lorsque $\dot{\varepsilon}_a$ augmente [53], tandis que le modèle [47], basé sur les contraintes élastiques, prévoit sa croissance quand $\dot{\varepsilon}_a$ s'approche des bords de l'intervalle d'existence d'instabilités PLC. Rappelons que les observations expérimentales fournissent elles aussi des résultats contradictoires, ce qui donne à penser que ces différents mécanismes peuvent se manifester dans différentes expériences et que le comportement peut dépendre fortement de la microstructure.

1.6 Dynamique non linéaire

Un ensemble de dislocations interagissant entre elles est un exemple de système dynamique non linéaire à grand nombre de composants. Ces systèmes possèdent des propriétés non triviales et les modèles qui leur sont associés possèdent souvent une caractéristique de généralité qui leur permet de reproduire qualitativement la complexité de nombreux phénomènes naturels [54, 55]. Tout d'abord, ils se caractérisent dans certaines conditions des paramètres de contrôle par l'auto-organisation des composants qui constituent le système ; cette auto-organisation marque la transition entre une dynamique complexe et une dynamique 'simple', avec pour conséquence la diminution du nombre de degrés de liberté du système et l'apparition d'oscillations périodiques ou quasi-périodiques. Mais l'auto-organisation peut aussi aboutir à l'apparition d'une complexité apparente dans un processus simple. Un système de trois équations différentielles non linéaires peut montrer une telle complexité qu'on pourrait croire aléatoire, bien

qu'il soit unique et déterministe ; c'est le " chaos déterministe ". Une autre dynamique non usuelle, la criticalité auto-organisée, apparait dans des modèles à grand nombre de degrés de liberté. Malgré cette complexité intrinsèque, leurs mouvements peuvent ne pas être aléatoires. Au contraire, ils sont décrits par une invariance d'échelles, qui se manifeste par des corrélations en loi puissance. Enfin, une des propriétés clef des systèmes non linéaires est l'existence de classes d'universalité ; cette généralité permet d'expliquer le comportement complexe d'un système grâce aux analogies avec d'autres systèmes de la même classe.

Dans ce paragraphe, nous introduisons les notions de base nécessaires pour la discussion des résultats expérimentaux. Nous présentons également l'essentiel des deux régimes dynamiques mentionnés ci-dessus, le chaos déterministe et la criticalité auto-organisée, qui ont été observés lors de l'étude des instabilités plastiques PLC.

1.6.1 Systèmes à petit nombre de degrés de liberté. Chaos déterministe

Un système dynamique est un système dont les variables d'état évoluent au cours du temps. Dans le cas d'une évolution continue dans le temps, la dynamique du système peut être décrite par un système d'équations différentielles :

$$\frac{d\overrightarrow{X}}{dt} = F(\overrightarrow{X}) \tag{1.18}$$

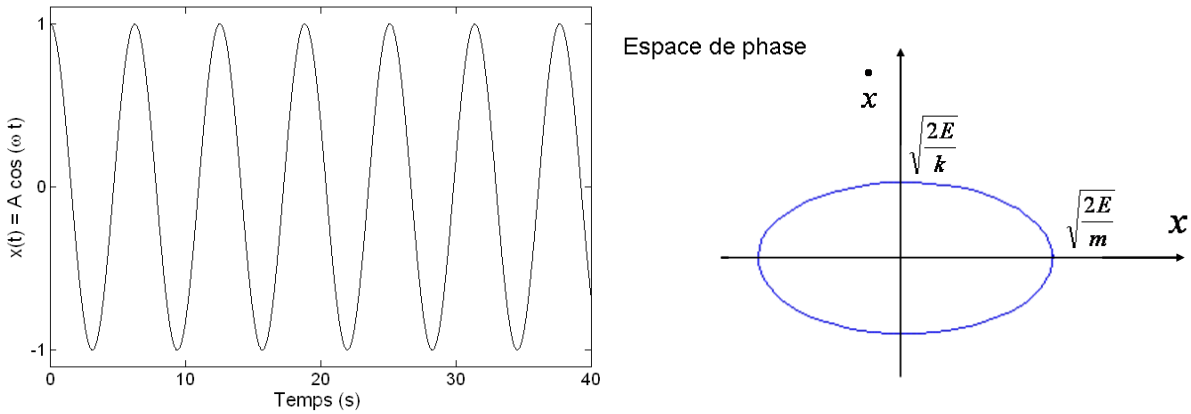
où $\overrightarrow{X}$ est un vecteur de dimension n dont les composantes sont les variables d'état du système. On distingue différents types de systèmes dynamiques selon la propriété que l'on examine : linéaire ou non linéaire selon le type d'équations qui gouvernent le système, conservatif ou dissipatif selon que l'énergie totale du système se conserve ou non.

La dynamique d'un système peut être décrite géométriquement : il suffit de tracer l'évolution du vecteur $\overrightarrow{X}$ dans un espace vectoriel dit "espace des phases" de dimension

n. L'ensemble des trajectoires dans cet espace est alors appelé le portrait de phase du système. Illustrons cette construction par l'exemple de l'oscillateur conservatif.

Osillations périodiques

Considérons un oscillateur harmonique à une dimension, représenté par une masse m attaché à un ressort de raideur K. L'équation d'évolution du système est $\ddot{x}+\omega_0^2 x = 0$, où x est la coordonnée et $\omega_0 = K/m$ représente la pulsation propre (Fig 1.11a).



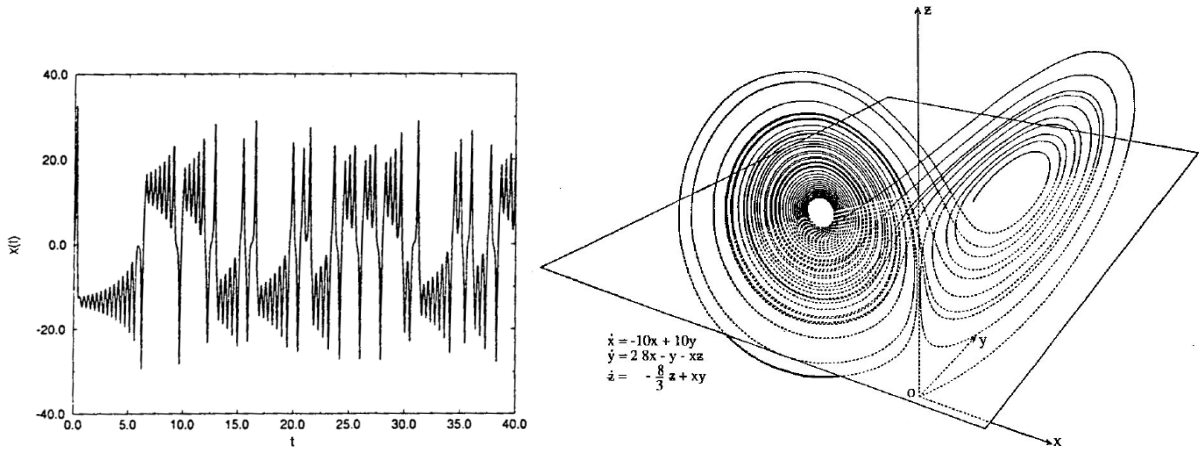
(a) (b)

FIGURE 1.11: Oscillateur harmonique $1D$: (a) oscillations périodiques et (b) trajectoire dans l'espace de phase.

L'équation de conservation de l'énergie totale s'écrit $\frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} K x^2 = E = cste$, que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\frac{\dot{x}^2}{a^2} + \frac{x^2}{b^2} = 1,$$

On obtient l'équation d'une ellipse (dont les axes sont donnés par $a^2 = 2E/m$ et $b^2 = 2E/K$) qui décrit la dynamique périodique de l'oscillateur dans l'espace des phases (Fig. 1.11b). Un changement de conditions initiales modifie la taille de l'ellipse mais conserve le rapport des axes.



(a) (b)

FIGURE 1.12: (a) Exemple de série temporelle (variable $x(t)$) pour le système de Lorenz [56]. (b) Attracteur étrange de Lorenz [56].

L'introduction d'un terme dissipatif (friction) dans l'équation du système entraîne la diminution progressive de l'amplitude des oscillations. Dans l'espace des phases, toutes les trajectoires convergent alors vers le point d'origine (état d'équilibre) et ce, quelles que soient les conditions initiales. Ce point d'équilibre est l'*attracteur* du système dissipatif.

Régime dynamique apériodique

Une particularité des systèmes non linéaires dissipatifs est l'existence d'oscillations maintenues, ce qui correspond à des trajectoires qui ne convergent pas vers un point mais vers un cycle limite. Ce comportement est dû à un équilibre entre l'énergie dissipée par le système et l'énergie fournie par une source extérieure.

Une autre propriété importante apparaît si on augmente la dimension de l'espace des phases. On pensait jusque dans les années 60 que cela n'entraînait que des mouvements quasi-périodiques, reposant sur la surface de tores. Au contraire, le chaos déterministe peut apparaître quand $n \geq 3$. Dans ce cas, l'attracteur dit *attracteur étrange* est une ligne infinie qui, tout en restant dans un volume fermé, ne remplit aucune surface [57].

Un exemple célèbre de comportement chaotique déterministe est celui qu'Edward Lorenz a introduit en 1963 [56] et défini par un système de trois équations non linéaires. Ce système est introduit pour modéliser la convection dans l'atmosphère terrestre. La figure (1.12(b)) illustre l'attracteur étrange de Lorenz. On note un ordre évident (une certaine 'stabilité') quoique l'évolution d'une des variables du système semble aléatoire (Fig 1.12(a)).

L'attracteur étrange exprime une des caractéristiques importantes des systèmes chaotiques déterministe : la forte sensibilité aux conditions initiales. Deux trajectoires issues de deux conditions initiales voisines divergent de façon exponentielle. D'autre part, des trajectoires issues de conditions initiales différentes vont à la fin converger vers le même objet : l'attracteur étrange. Cette *" contradiction "* s'explique par le fait qu'un élément de volume de l'espace de phase est étiré dans une direction et replié dans d'autres, de sorte que toutes les trajectoires restent dans le volume fermé mais vont tendre vers l'attracteur étrange. Ce processus aboutit au caractère fractal de l'attracteur étrange (voir section 3.3). En conséquence, il est possible de caractériser le chaos déterministe en estimant la dimension fractale de l'attracteur étrange.

1.6.2 Systèmes à grand nombre de degrés de liberté. Dynamique critique auto-organisée

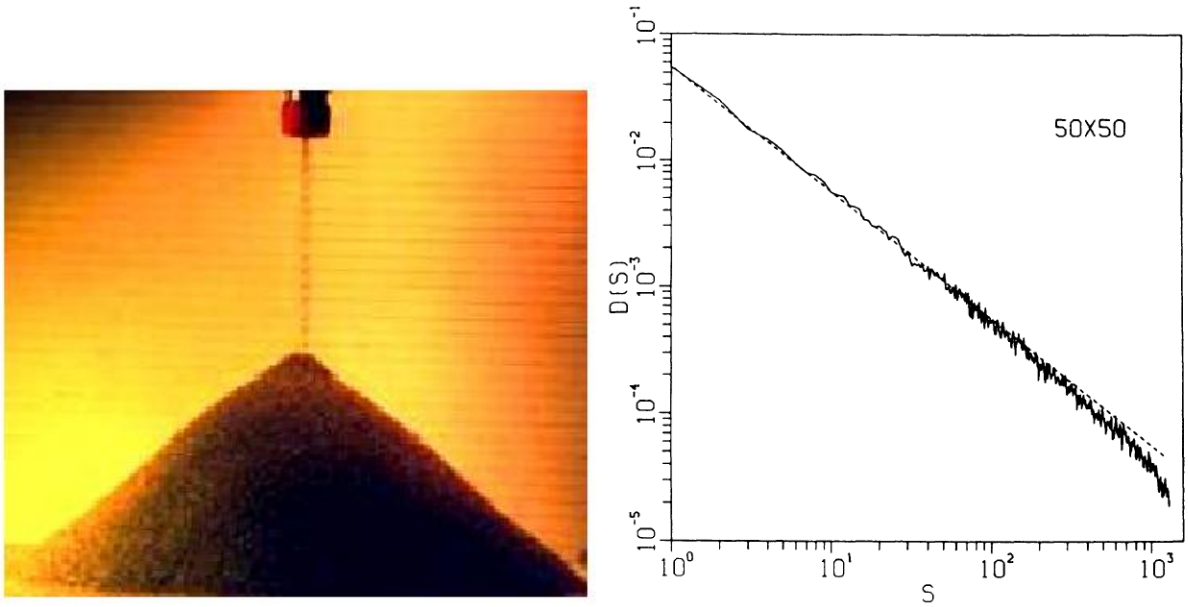
Une évolution apparemment irrégulière peut aussi être liée au phénomène de criticalité auto-organisée. Ce phénomène est caractéristique de systèmes à grand nombre de degrés de liberté, soumis à une sollicitation lente [58, 59]. Dans ce cas de figure, le système d'équations (1.18) n'a pas grande utilité, de même que la représentation en termes de trajectoires dans l'espace des phases. En effet, une trajectoire remplirait entièrement un espace de dimension infinie, de façon similaire au cas d'un bruit aléatoire. Néanmoins, contrairement aux mouvements stochastiques qui sont caractérisés par l'absence de corrélations, la criticalité auto-organisée manifeste des corrélations spatiales et temporelles en loi puissance. Notamment, elle est considérée comme un

mécanisme possible du "bruit en 1/f" (bruit coloré, dont le spectre de Fourrier obéit à une loi puissance de type $1/f^{\alpha}$), observé dans de nombreux phénomènes dynamiques (bruit des résistances électriques, flux de transport urbain, etc.) [60].

La criticalité auto-organisée comporte deux aspects :

- La criticalité exprime l'évolution d'un système vers un état caractérisé par des corrélations en loi puissance. Cette notion est due à une analogie avec le phénomène critique qui est associé aux transitions de phases du deuxième ordre (par exemple, transition ferromagnétique ou transition supraconductrice) et est caractérisé par une longueur de corrélation divergente selon une loi puissance.
- L'auto-organisation exprime le fait que l'état critique est atteint uniquement en raison des interactions entre les éléments du système, contrairement aux phénomènes de transitions de phases où l'ajustement du paramètre d'ordre est nécessaire pour basculer vers l'état critique.

L'exemple classique introduit par *Per Bak* [59] pour expliquer de façon phénoménologique la criticalité auto-organisée est celui du tas de sable. Dans cette expérience *idéalisée*, on ajoute lentement des grains de sable à un tas de sable comme le montre la figure (1.13(a)). Quand la pente du tas de sable atteint une valeur critique, l'ajout d'un grain peut provoquer des avalanches de toutes tailles, comme le révèlent les distributions statistiques en loi puissance illustrées sur la figure(1.13 (b)). De nombreux modèles ont montré que l'absence d'échelle intrinsèque est une propriété générale des systèmes critiques auto-organisés : ils manifestent des comportements spatiaux et temporels invariants d'échelles, associés aux structures fractales auto-similaires (voir chapitre 3) et au bruit en 1/f [59, 61, 62]. Notons toutefois qu'il a été montré récemment que le modèle du tas de sable, qui a servi de prototype aux modèles souhaitant décrire la criticalité auto-organisée, n'obéit pas toujours à cette dynamique [63].



(a) (b)

FIGURE 1.13: (a) Tas de sable soumis à un flux lent de grains de sable. (b) Exemple d'une distribution de tailles des avalanches de sable.

1.7 Observations expérimentales du comportement complexe pendant l'effet PLC

La complexité des séries temporelles $\sigma(t)$ de l'effet PLC a fait l'objet de plusieurs études utilisant différentes méthodes d'analyse : analyse statistique [3], analyse dynamique [4], analyse par ondelettes [64], par récurrence [65] et analyse en termes de marche aléatoire [66], etc. Toutes ces méthodes ont montré à la fois la présence de corrélations entre les fluctuations de la contrainte et ont montré que les variations des propriétés statistiques des courbes de déformation indiquent des changements de la dynamique collective des dislocations. Dans deux cas, présentés ci-dessous, on a pu interpréter les résultats expérimentaux en termes de régimes dynamiques connus.

Tout d'abord, il a été montré que les distributions statistiques des paramètres de chutes de contrainte dépendent des conditions expérimentales, notamment de la microstructure, de la vitesse de déformation et de la température [3, 67, 68, 69]. La figure 1.14 présente des exemples de distributions statistiques des amplitudes de chutes de contrainte pour deux alliages Al-Mg. Des histogrammes en cloche indiquent la présence

d'une échelle caractéristique à basse vitesse de déformation. La présence de cette échelle est bien prononcée dans le cas de polycristaux. Lorsque $\dot{\varepsilon}_a$ croît, une transition progressive vers des histogrammes asymétriques est observée pour toutes les éprouvettes. Enfin pour les essais à vitesse de déformation importante, les histogrammes en coordonnées logarithmiques montre une loi puissance pour la densité de probabilité des chutes (Fig 1.15), $P(s) \sim s^{-\alpha}$, où s désigne l'amplitude normalisée afin de prendre en compte l'effet de l'écrouissage (voir section 2.1). La valeur de l'exposant α varie entre 1 et 1.7. Des lois puissance ont aussi été trouvées pour les durées de chutes du type A et pour les spectres de Fourier des courbes de déformation. Cette invariance d'échelle, caractéristique des processus avalancheux, est associée à la dynamique critique auto-organisée [3, 68, 67].

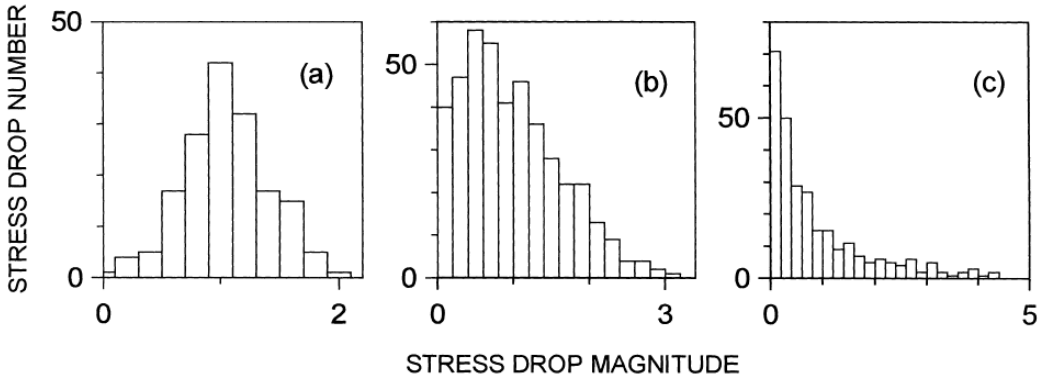


FIGURE 1.14: Exemples d'histogrammes de chutes de contrainte à température ambiante : (a) polycristal Al3%Mg, $\dot{\varepsilon}_a = 1.3 \times 10^{-5} s^{-1}$, comportement de type C ; (b) monocristal Al4.5%Mg, même vitesse de déformation ; (c) polycristal Al3%Mg, $\dot{\varepsilon}_a = 6.1 \times 10^{-4} s^{-1}$, comportement de type A.

Aux vitesses de déformation intermédiaires, on observe des distributions assez complexes, en particulier bimodales. La reconstruction par analyse dynamique de l'espace des phases à partir des séries temporelles $\sigma(t)$ a montré l'existence d'un régime chaotique déterministe [4, 67, 70], comme l'illustre l'attracteur étrange sur (Fig. 1.16). Il faut souligner que la transition vers le mode chaotique reflète la réduction effective du

nombre de degrés de liberté qui contrôlent la dynamique de l'ensemble des dislocations.

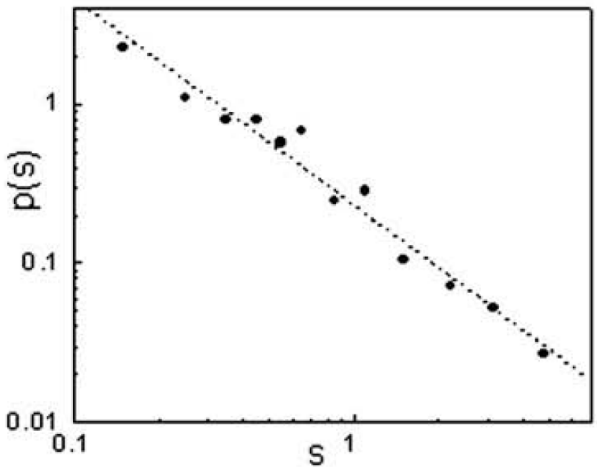


FIGURE 1.15: Distribution des amplitudes de chutes de contrainte pour un polycristal Al3%Mg, comportement de type A.

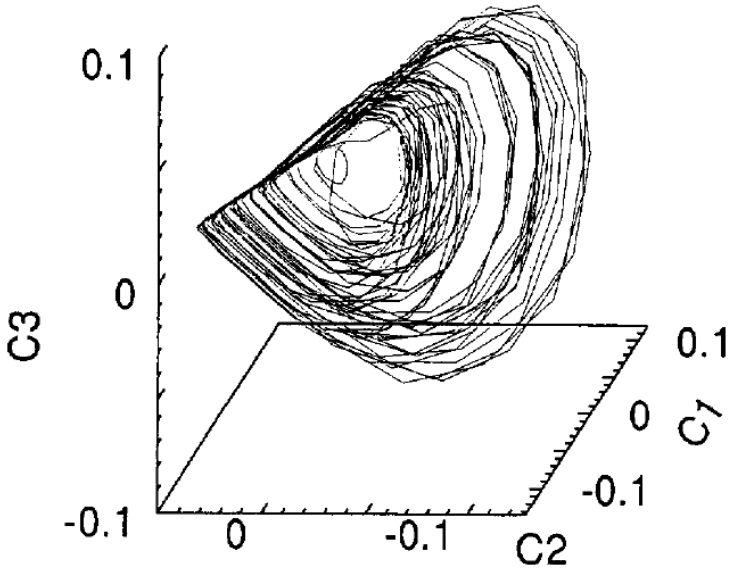


FIGURE 1.16: Attracteur étrange tracé dans un espace des phases 3D. Cet attracteur a été reconstruit à partir d'une courbe $\sigma(t)$ issue d'un test de traction sur une éprouvette $Al3\%Mg$ déformée à la vitesse $6.67 \times 10^{-5}\, s^{-1}$.

Aux plus basses vitesses de déformation, les histogrammes obtenus dans le cas des polycristaux s'approchent d'une distribution gaussienne (Fig 1.14 (a)), indiquant le caractère stochastique des processus de déformation plastique. Néanmoins, l'application de l'analyse multifractale (voir section 3.3) a permis de détecter dans ce cas aussi, de faibles corrélations entre les chutes de contrainte [46].

Notons pour conclure que la richesse de la dynamique spatio-temporelle de l'effet PLC, en particulier les transitions entre modes dynamiques différents (criticalité auto-organisée, chaos déterministe, régime de corrélations faibles) font de l'effet PLC un phénomène modèle pour l'étude de la dynamique des systèmes complexes.

1.8 Modèles numériques

Solutions des modèles non locaux

La solution numérique des équations décrites dans la sous-section (1.5.2) a permis de reproduire de nombreux aspects du comportement complexe de l'effet PLC. Les premières tentatives étaient basées sur une configuration unidimensionnelle visant à imiter les conditions de l'essai de traction simple.

McCormick et Ling [71] ont proposé un modèle basé sur les équations (1.9 et 1.10), modifiées de la façon suivante :

$$\sigma = \sigma_f + S_i \left\{ \left(Ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) + H_c^{'} C \right\} \tag{1.19}$$

où σ_f représente la contrainte interne, S_i la sensibilité instantanée de la contrainte à la vitesse de déformation et $H_c^{'} = \dfrac{1}{k_B T} \dfrac{\partial H}{\partial C}$; C suit la cinétique en saturation proposée dans [44] (voir Eq. (1.15)). Notons que les auteurs ont pris en compte le fait que la sensibilité S, mesurée comme la réponse instantanée de la contrainte à un saut de vitesse, est toujours positive ($S_i > 0$), mais elle devient négative après une période transitoire pendant laquelle se produit le vieillissement des dislocations. Afin de décrire

cette transition, on remplace le temps d'attente t_w dans l'équation (1.15) par le temps de vieillissement t_a décrit par l'équation :

$$dt_a/dt = 1 - t_a/t_w. \tag{1.20}$$

L'éprouvette est divisée en N morceaux parallèles, comme le montre la figure 1.17. Le couplage spatial est introduit via le facteur de Bridgman F_i qui traduit l'effet de la géométrie triaxiale de la contrainte [51]. Dans ce cas, la contrainte σ_i agissant sur la section i s'écrit :

$$\sigma_i = F_i \, \sigma_0 \, exp(\varepsilon_i) \tag{1.21}$$

où $\sigma_0 = \dfrac{F}{A_0}$, F est la force appliquée à l'éprouvette et A_0 est sa section initiale. Cette équation est couplée avec l'équation de la machine de traction dure qui s'écrit :

$$C_{el}\sigma_0 + \frac{1}{N}\sum \dot{\varepsilon}_i = \frac{\nu_0}{l_0} \tag{1.22}$$

où C_{el} est la constante élastique de la machine et de l'éprouvette, v_0 la vitesse de déplacement de la traverse de la machine et l_0 la valeur initiale de la longueur utile de l'éprouvette. Une hétérogénéité initiale est introduite sous forme de gradient de déformation. Le présent modèle a réussi à reproduire certains aspects des courbes de déformation du type A et du type B, la propagation des bandes de type correspondant et la variation de leurs paramètres en fonction des conditions expérimentales.

Dans le même esprit *Lebyodkin et al* [3, 68] ont proposé un modèle basé sur la discrétisation de l'équation (1.16), où l'interaction spatiale est supposée résulter de l'incompatibilité plastique. Similairement au modèle précédent (la géométrie considérée dans ce modèle est similaire à celle de la figure (1.17)), l'éprouvette est divisée en N sections parallèles. Chaque morceau obéit à l'équation constitutive suivante :

$$\sigma = h\dot{\varepsilon}_i + F(\dot{\varepsilon}_i) - K\left[(\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_{i+1}) + (\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i)\right] \tag{1.23}$$

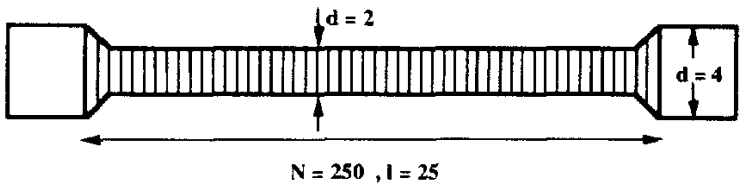


FIGURE 1.17: Éprouvette discrétisée en N sections. [71]

La raideur K peut être reliée au module c dans l'équation (1.16) : $c = -K\,a^2$, où a correspond à la longueur interne manquant dans l'équation discrète, qui a le sens d'une dimension (longueur) des parties coupées. La sensibilité négative de la contrainte à la vitesse de déformation est intégrée explicitement dans le modèle via la fonction $F(\dot{\varepsilon}_i)$ en forme de N. On néglige la variation de section de l'éprouvette, ce qui permet de remplacer σ_0 dans l'équation de la machine (1.17) par σ. Une hétérogénéité initiale dans l'ensemble des ε_i est introduite de façon aléatoire ou sous forme de gradient de déformation. Cette simulation aboutit à un résultat essentiel : après une phase transitoire, le système atteint un état statistiquement équivalent, quelles que soient les conditions initiales. Cette observation témoigne du caractère auto-organisé de tels modèles.

De même que le modèle précédent, celui-ci permet de reproduire qualitativement l'allure des courbes de traction à différentes vitesses de déformation imposées ainsi que les modes de propagation des bandes PLC. De plus, il a été montré que la statistique des chutes de contraintes simulées concorde avec la statistique des chutes issues des courbes expérimentales, y compris la distribution en loi puissance à haute vitesse de déformation [68, 3].

Enfin, la phénoménologie de l'effet PLC (la forme des courbes de déformation et le comportement spatial) a également été simulée dans le cadre de modèles au couplage

par glissement dévié (par exemple [72]) (voir section 1.5.2 pour le couplage par glissement dévié). La réussite de tous ces modèles $1\,D$ à "différences finies" indique que la dynamique de l'effet PLC est déterminée par deux facteurs principaux : la sensibilité négative de la contrainte à la vitesse de déformation et le couplage spatial.

Ces mêmes idées ont servi de base pour des simulations $3\,D$ rendues possibles grâce à la méthode de simulation par éléments finis (FEM) [73, 74, 75, 76, 77, 78]. Ces simulations ont permis une description plus fine de la morphologie et de la cinématique des bandes PLC. En particulier, *Kok et al* [74, 75] ont proposé un modèle de l'effet PLC dans des polycristaux, où le couplage spatial apparaît naturellement, grâce aux incompatibilités des déformations plastiques dans les grains adjacents, propre à la plasticité des polycristaux. Ce modèle n'a pas seulement décrit les aspects qualitatifs de l'effet PLC, mais il a permis de reproduire aussi les régimes dynamiques complexes. Une statistique en loi puissance (associée à une dynamique SOC) a été retrouvée à partir des courbes de contrainte simulées à grandes valeur de $\dot{\varepsilon}_a$, et une distribution gaussienne à moyenne et à faible $\dot{\varepsilon}_a$. Des indications du chaos déterministe, tels que l'attracteur étrange et les exposants de Lyapunov positifs, ont aussi émergé dans les simulations faites dans [75]. Cela justifie les approches proposées et motive les efforts pour proposer une description rigoureuse. En particulier, l'intégration des deux mécanismes de couplage, par contraintes internes et par glissement dévié, ce qui a été proposée récemment [79].

Modèle de type réaction-diffusion

Une autre approche pour la modélisation de l'effet PLC a été proposée dans une série d'articles de *Ananthakrishna et al.* [80, 70, 81]. Ce modèle est inspiré du schéma de réaction-diffusion, qui est souvent utilisé pour modéliser les phénomènes d'auto-organisation en chimie et en biologie. Les travaux de *Ananthakrishna et al* montrent qu'il est possible de reproduire les différentes manifestations de l'effet PLC en considérant l'interaction non linéaire entre trois types de dislocations : densité de dislocations mobiles $\rho_m(x,t)$, densité de dislocations immobiles $\rho_{im}(x,t)$ et densité de dislocations mobiles entourées de nuages de solutés (nuages de Cottrell), $\rho_c(x,t)$.

Par analogie aux modèles décrits ci-dessus, l'éprouvette 1D est découpée en N sections. Pour chaque section les équations d'évolution des trois types de dislocations pour chaque section sont données par :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho_m}{\partial t} = -b_0 \rho_m^2 - \rho_m \rho_{im} + \rho_{im} - a\rho_m + \phi_{eff}^m \, \rho_m + \dfrac{D}{\rho_{im}} \dfrac{\partial^2 (\phi_{eff}^m(x) \rho_m)}{\partial x^2} \\ \dfrac{\partial \rho_{im}}{\partial t} = b_0 (b_0 \rho_m^2 - \rho_m \rho_{im} + \rho_{im} + a\rho_c) \\ \dfrac{\partial \rho_c}{\partial t} = c(\rho_m - \rho_c) \end{cases} \tag{1.24}$$

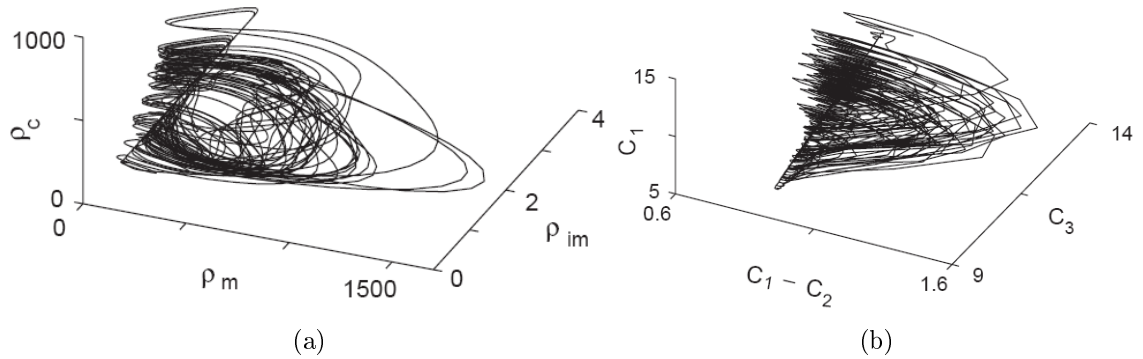
où a , b et c sont des constantes. Ces équations incluent différents mécanismes d'interactions entres les dislocations et les atomes de soluté. L'annulation d'une dislocation mobile avec une dislocation immobile est exprimée par le terme $(\rho_m \rho_{im})$; l'immobilisation d'une dislocation mobile en raison des atomes de soluté est traduite par le terme $(a\rho_m)$. Le couplage spatial est assuré par le glissement dévié ("diffusion" des dislocations) et est traduit par une contrainte effective ϕ_{eff}^m.

Ces équations sont couplées avec l'équation de la machine de traction :

$$\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = d \left[\dot{\varepsilon} - \frac{1}{l} \int_0^l \rho_m(x,t) \, \phi_{eff}^m(x,t) \, dx \right] \tag{1.25}$$

Les simulations de ce modèle ont montré que les structures spatio-temporelles de l'effet PLC, ainsi que la propriété de la sensibilité négative de la contrainte, émergent naturellement comme conséquence de *l'interaction non linéaire* entre les trois populations de dislocations considérées dans ce modèle [81]. La transition entre le chaos déterministe et la dynamique critique auto-organisée est retrouvée lorsque la vitesse de déformation augumente. Le modèle de *Ananthakrishna et al* ne prend pas en considération les mécanismes microscopiques du vieillissement dynamique. Cela évoque une

propriété importante de la dynamique des systèmes complexes : le même type de non linéarité conduit à une dynamique similaire des systèmes même s'ils sont contrôlés par des lois microscopiques différentes.



(a) (b)

FIGURE 1.18: (a) Attracteur étrange pour le modèle d'Ananthakrishna. (b) Attracteur étrange construit à partir des courbes expérimentales. [70]

1.9 Hétérogénéité de la déformation plastique en absence d'instabilité PLC

Le comportement intermittent de la déformation plastique ne se limite pas aux cas des instabilités PLC. En effet, des cas de déformation discontinue ont été observés depuis très longtemps, dès lors qu'une résolution expérimentale suffisante était assurée [82, 83]. Ces observations restaient marginales et étaient attribuées aux fluctuations stochastiques des ensembles de dislocations, considérés comme un système à très grand nombre d'éléments. Néanmoins, des études expérimentales récentes montrent que même dans le cas d'un écoulement plastique continu à l'échelle macroscopique (déformation des matériaux purs), les discontinuités inhérentes à l'échelle des mécanismes élémentaires induisent un caractère intermittent et invariant d'échelle, associé à l'auto-organisation de ces mécanismes, à savoir les défauts cristallins.

Lors de ces études, différentes techniques expérimentales ont été utilisées afin de caractériser le processus de déformation plastique à l'échelle mésoscopique. Parmi ces

techniques 'sensibles' aux échelles internes, l'étude de la plasticité par émission acoustique (EA) a fourni des résultats intéressants sur des matériaux purs à différentes structures cirstallographiques (Cu, Zn, Cd, glace) [84, 85, 86, 87, 88].

L'hypothèse habituelle de mouvements aléatoires des dislocations aboutit en toute logique à une statistique gaussienne de l'EA. Au contraire, l'analyse statistique des signaux de l'EA enregistrés durant la déformation de ces matériaux purs montre une distribution en loi puissance (Fig. 1.19). Ce résultat dévoile un mécanisme intrinsèque avalancheux de la dynamique collective des dislocations même en l'absence d'instabilités plastiques macroscopiques. De plus, la même valeur de l'exposant de la loi puissance, approximativement égale à 2, est trouvée pour les monocristaux de tous les matériaux étudiés. Des valeurs plus faibles caractérisent le comportement des polycristaux des mêmes matériaux. Ces observations soulèvent un certain nombre de questions relatives aux mécanismes et aux limites de l'universalité observée.

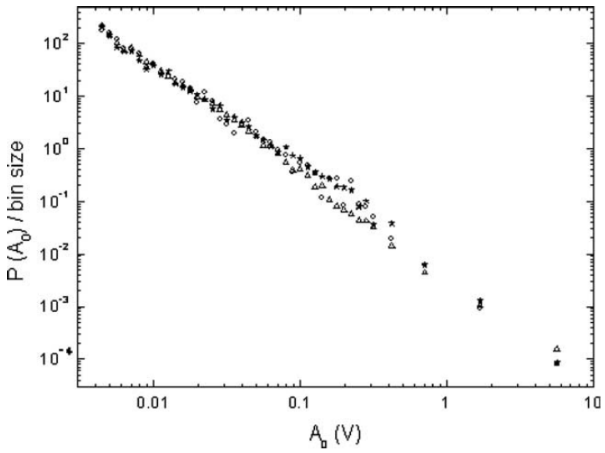
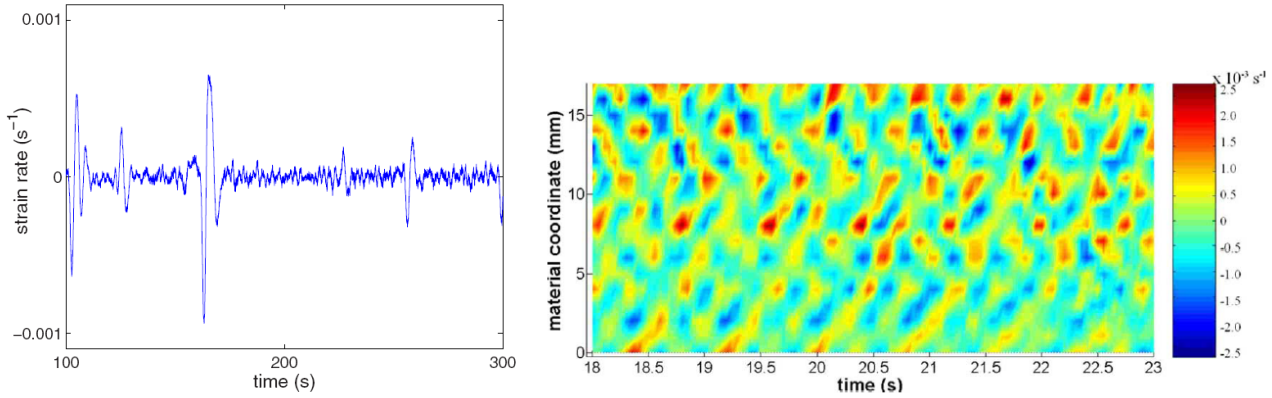


FIGURE 1.19: Distribution de la densité de probabilité de l'amplitude de l'émission acoustique. Les enregistrements sont faits durant la déformation des monocristaux de glace et de Cd[86].

En complément des tests en EA, l'extensométrie locale à haute fréquence permet de mesurer un champ de déplacements locaux à la surface d'une éprouvette et le long de l'axe de traction. A l'aide de cette technique, *Fressengeas et al.* [89] ont observé des "bursts" de la vitesse de déformation dans des monocristaux de cuivre orientés

pour le glissement multiple (Fig 1.20a). Le "mapping" construit à partir de ces données de vitesse fait apparaître très clairement une localisation de l'activité plastique (Fig 1.20b). La densité de probabilité des amplitudes des bursts obéit à une loi puissance avec un exposant égal à 2, en conformité avec les données de l'EA. De plus, l'analyse multifractale a révélé un caractère autosimilaire des séries de bursts, confirmant l'existence de corrélations entre les avalanches de dislocations, conclusion initialement basée sur l'analyse statistique [87].



(a) (b)

FIGURE 1.20: (a) Fluctuations de la vitesse de déformation locale autour de la vitesse imposée, $\dot{\varepsilon}_a = 5 \times 10^{-4} s^{-1}$. La vitesse locale est moyennée sur une longueur de 1 mm suivant l'axe de traction d'un monocristal de Cu [89]. (b) Diagramme temps-coordonnée-vitesse de déformation locale, construit à partir des mesures similaires à celles illustrées sur la Fig. (a) et tracé pour une série de tranches voisines.

Une autre approche expérimentale pour étudier la plasticité à une échelle mésoscopique consiste à réduire la taille de l'échantillon. En utilisant des micropiliers de matériaux purs, *Dimiduk et al* ont montré que dans ce cas, les fluctuations dues au déplacement des ensembles de dislocations ne se compensent pas et qu'en conséquence, les courbes de déformation deviennent discontinues [90]. Les distributions statistiques de ces discontinuités obéissent à une loi puissance en conformité avec les résultats des études décrites plus haut, réalisées sur des éprouvettes macroscopiques.

Le diagramme de la figure (1.20b) montre également un autre phénomène : bien que les événements plastiques soient localisés, leurs positions successives ont une tendance à s'organiser le long de lignes, indiquant une propagation de l'activité plastique. Les auteurs de [89] ont proposé un modèle numérique basé sur une conception nouvelle de la mécanique des champs de dislocations [91], qui reproduit correctement l'aspect spatial du comportement observé et la tendance de la distribution des événements en loi puissance. Ce modèle met en évidence deux points : l'importance du couplage via le glissement dévié des dislocations pour reproduire l'apparition d'ondes de la déformation plastique, et l'importance du couplage élastique pour l'apparition de l'intermittence.

Zuev et al ont également étudié en détail le phénomène de plasticité ondulatoire, en utilisant plusieurs techniques expérimentales sur une large gamme de matériaux (polycristaux, monocristaux, métaux purs et alliages) [92, 93, 94]. Leurs résultats expérimentaux montrent que des structures de localisation de la déformation émergent de façon spontanée. Ces structures ordonnées dans l'espace évoluent dans le temps et sont assimilées à un processus de propagation ondulatoire de la déformation plastique. Malheureusement, la résolution expérimentale atteinte dans ces travaux ne permet pas de distinguer si les ondes possèdent une structuration plus fine, que l'on pourrait comparer directement aux observations que l'on retrouve dans [87, 89]. Précisons que les caractéristiques de ces ondes observées (amplitude, vitesse de propagation, ...) diffèrent de celles des ondes de déformation déjà connues qui résultent d'une impulsion brusque de contrainte [95] ; non seulement les ondes observées et étudiées par *Zuev et al.* ne reflètent pas le caractère de la sollicitation (qui n'est pas oscillatoire) mais leur vitesse est très basse, typiquement entre $10^{-5}m/s$ et $10^{-3}m/s$.

Les résultats de ces études mettent en évidence un lien entre les structures spatiales et le stade de déformation : on observe un front unique qui se propage le long de l'éprouvette pendant le glissement facile des monocristaux, au stade d'écrouissage linéaire correspond une propagation de zones de déformation localisée équidistantes, enfin le stade d'écrouissage parabolique se structure en zones de déformation localisée immobiles et stationnaires, approximativement équidistantes entre elles (Fig. 1.21).

Selon l'estimation suggérée dans [96], l'entropie assimilée aux processus plastiques diminue pendant les deux premiers stades de déformation. Ce dernier résultat est un signe caractéristique de l'auto-organisation dans le système dynamique. Les auteurs de ces travaux ont proposé une interprétation phénoménologique de ces ondes en évoquant l'analogie avec les ondes auto-excitées (" *autowaves* "), bien connues dans la théorie des systèmes dynamiques non linéaires [97].

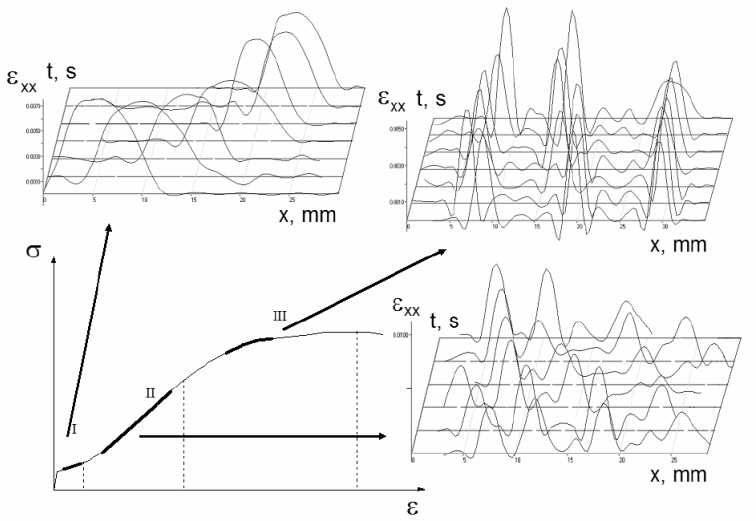


FIGURE 1.21: Exemples de structures de localisation de la déformation durant les stages de déformation I, II et III [93].

Chapitre 2

Méthodes expérimentales

Dans cette étude nous avons utilisé comme matériau sujet à l'effet PLC l'alliage $AL-3\%Mg$ de la série 5000. Cet alliage à base d'aluminium se caractérise par une large gamme de comportements (voir le chapitre 1) en fonction des conditions de chargement ; ce qui en fait un objet modèle pour une étude générale de la complexité de la déformation. La compréhension des mécanismes de déformation de ce type d'alliage a un intérêt scientifique majeur, d'une part pour l'aspect fondamental qui vient d'être évoqué, d'autre part pour les potentielles conséquences industrielles à long terme. En effet, les alliages d'aluminum, en particulier ceux de la série 5000, représentent une part importante de la matière première dans de nombreuses industries, on peut citer : l'industrie automobile ou aéronautique, l'industrie de production des appareils ménagers... Leur attractivité résulte d'une combinaison de propriétés intéressantes telles que résistance à la corrosion, résistance mécanique...

Les éprouvettes de dimension $25 \times 6.8 \times 2.2\, mm^3$ ont été coupées dans le sens de laminage d'une tôle polycristalline laminée à froid. Les éprouvettes ont ensuite subi un recuit thermique à 400 C^0 pendant deux heures, puis ont été trempées à l'eau. Le but du recuit est d'obtenir une solution solide quasiment homogène où les atomes de magnésium sont uniformément répartis et dissous [98]. A l'issue du traitement thermique, les éprouvettes possèdent une structure de grains approximativement isotrope, avec une taille des grains comprise entre $30\,\mu m$ et $100\,\mu m$.

Jusqu'à présent, les études de l'effet PLC en tant que phénomène complexe se sont concentrées quasi-exclusivement sur l'analyse des courbes de déformation [64, 4, 65, 3]. De ce fait, les résultats de ces études sont limités à l'échelle macroscopique assimilée aux chutes de contrainte et à l'aspect temporel de la dynamique des dislocations. Les travaux qui concernent l'aspect spatial concernent exclusivement l'étude des zones de déformation localisée (les bandes PLC) et leurs caractères morphologique et cinétique. De nombreuses techniques expérimentales ont été utilisées pour caractériser les bandes PLC : la thermographie infrarouge [27, 99], l'extensométrie laser [100], la microscopie interférométrique [26] ou la technique dite "laser speckle" [15]. La mise en oeuvre de ces moyens a permis d'aboutir à une connaissance assez complète des paramètres des bandes PLC : forme, largeur, orientation, vitesse de propagation, ainsi que la variation de ces paramètres au cours de la déformation en fonction des conditions expérimentales (mode de chargement, vitesse de déformation imposée, température et composition chimique du matériau). Cependant, la déformation localisée et les bandes PLC qui en résultent ne sont que la partie 'émergée' de la déformation ; on se propose ici de définir les mécanismes et les dynamiques sous-jacentes, indépendantes ou responsables de l'effet PLC. Pour ce faire, à savoir une approche plus complète et détaillée de l'effet PLC, l'utilisation et le développement de méthodes expérimentales s'est avéré nécessaire.

Trois techniques expérimentales complémentaires ont été utilisées dans ce travail de thèse : essais de traction, émission acoustique et extensométrie locale à haute fréquence (Fig. 2.1). L'emploi de ces techniques rend possible l'accès aux échelles internes de l'hétérogénéité de la déformation plastique, peu étudiées jusqu'à présent. La mesure de plusieurs réponses temporelles de l'éprouvette à la sollicitation (allant de l'échelle macrosopique -force- à une échelle mésoscopique -émission acoustique-) est complétée par l'aspect spatial de l'extensométrie locale, qui rend compte d'une mesure 'locale' de la déformation plastique. En définitive, la combinaison de ces méthodes complémentaires permettra donc la réalisation d'une étude multi-échelle du comportement spatiotemporel de plasticité.

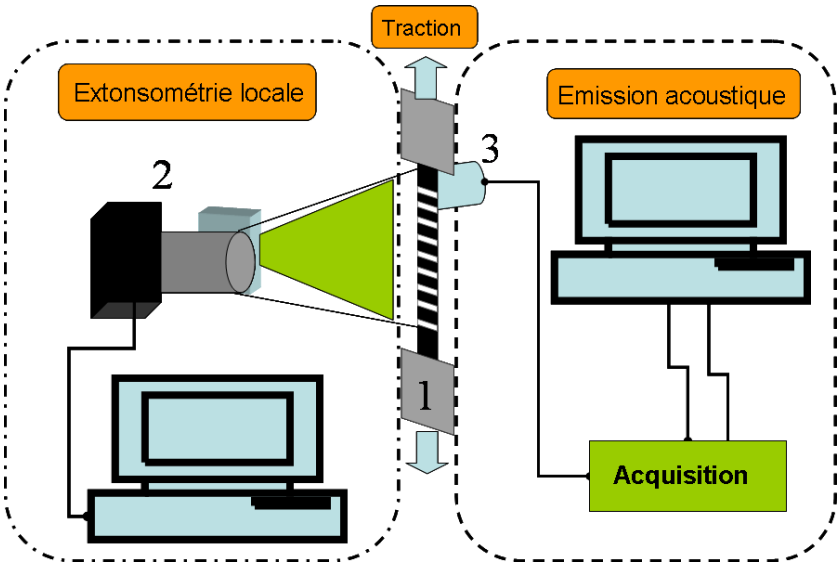


FIGURE 2.1: Schéma du montage expérimental présentant trois techniques expérimentales utilisées dans la présente étude. Les numéros *1*, *2* et *3* correspondent respectivement à l'éprouvette, à la caméra CCD et au capteur de l'émission acoustique.

2.1 Essais de traction

L'essai le plus couramment utilisé pour l'étude des propriétés mécaniques des matériaux est l'essai de traction uni-axiale. Il consiste à imposer une force F (resp. un allongement $\triangle l$) à une éprouvette de traction selon son axe et à mesurer l'allongement (resp. la force) en résultant.

Les tests de traction sont effectués à température ambiante sur une machine de déformation électromécanique de type $ZwickStick/Roell$, de capacité $100kN$. Pour une meilleure résolution des signaux de force, la cellule de charge utilisée est de $10kN$. La traverse mobile est contrôlée par un ordinateur via le logiciel $testXpert$. Ces essais sont réalisés à vitesse de déplacement de traverse constante V_{trav} ; c'est à dire en configuration de machine dure. Le choix d'une machine dure se justifie à plusieurs titres :

– on observe une grande variété de forme des courbes de déformation et un grand nombre de chutes de force (évènements) sur ces courbes, ce qui justifie l'utilisation

de méthodes d'analyse basées sur la statistique. Le nombre important d'évènements est dû au fait que la relaxation associée à la chute de force interrompt l'instabilité plastique qui la cause ; les évènements ne sont pas déterminants à titre individuel et peuvent se répéter plusieurs fois avant la rupture de l'échantillon. Cet aspect, à savoir la concurrence entre la tendance à la 'délocalisation' de la déformation due aux corrélations entre déformations locales et sa localisation grâce à la décharge qui empêche l'homogénéisation de la déformation, est peut-être un des facteurs clés de la complexité observée. A l'inverse, une machine molle maintient la vitesse de la contrainte appliquée, ce qui résulte en un développement de type catastrophique et en une 'délocalisation' de l'instabilité plastique : après la germination, une bande de déformation se propage le long de l'éprouvette entière. Ainsi, l'éprouvette atteint le stade de rupture après quelques sauts relativement réguliers de la vitesse de déformation. Ces sauts sont trop peu nombreux pour mener une analyse pertinente.

- l'utilisation d'une machine dure est également justifiée par le fait que les études précédentes de la complexité de l'effet PLC à l'échelle macroscopique (e.g., [3, 68, 4]) ont majoritairement été menées dans ces mêmes conditions. Ces travaux constituent donc une référence pour l'étude multi-échelle visée dans la thèse.
- On note également une analogie (e.g., [3]) entre l'effet PLC dans une machine dure et la dynamique des modèles "stick-slip" qui sont largement étudiés en tant que paradigme des tremblements de terre.
- Enfin, les procédés de déformation utilisés dans la mise en forme des alliages d'aluminium sont assimilables en majorité à des machines dures.

Les vitesses de déformation imposées $\dot{\varepsilon}_a$ utilisées durant ce travail de thèse varient de $2 \times 10^{-5} s^{-1}$ à $6 \times 10^{-3} s^{-1}$. Ces vitesses permettent de balayer le domaine d'existence de l'effet PLC et d'observer les trois types conventionnels de courbes associés à cet effet (Fig. 2.2). Le temps d'acquisition des données de la machine de traction (force, déplacement, temps) est choisi en fonction de $\dot{\varepsilon}_a$ et varie de $0.5s$ à $2ms$, pour les petites et grandes vitesses de déformation respectivement. Le choix du temps d'acquisition

n'est pas arbitraire mais est un compromis entre une acquisition exhaustive et une taille de fichier limitée ; le critère prioritaire étant la possibilité d'étudier les phénomènes brusques (chutes de force), les temps d'acquisition ont été choisis pour permettre au moins quelques relevés de valeurs lors de ces évènements.

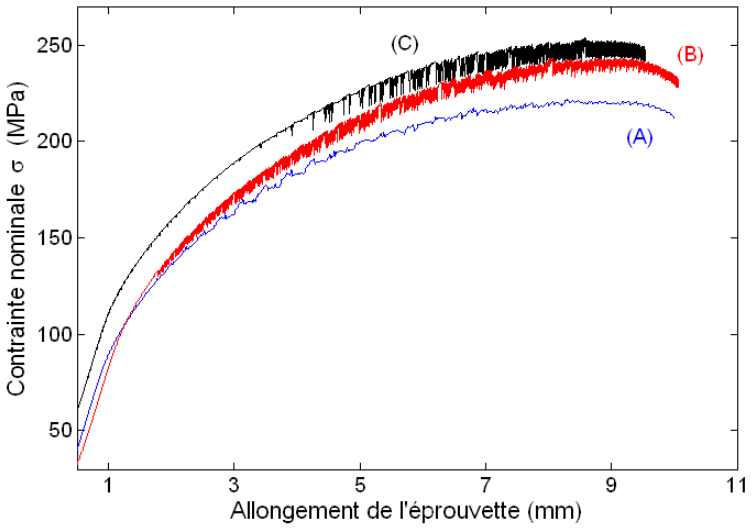


FIGURE 2.2: Portions des courbes de traction de l'alliage étudié illustrant les trois types de l'effet PLC : (A) $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$, (B) $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$,(C) $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Les courbes de déformation sont décalées délibérement pour une meilleure visibilité.

Afin d'étudier la dynamique des dislocations à l'échelle macroscopique, l'analyse non linéaire a été appliquée à la dépendance temporelle de la force $F(t)$ ou de la contrainte nominale $\sigma(t) = F(t)/S_0$ (S_0 est la section initiale de l'échantillon), qui représentent toutes deux de façon équivalente, la réponse globale de l'éprouvette aux processus plastiques se produisant dans son volume.

Pour établir la correspondance entre les résultats de l'analyse des données expérimentales et le stade de déformation ou le niveau de durcissement du matériau, nous avons tracé les courbes "contrainte vraie - déformation vraie "qui tiennent compte de la diminution de la section de l'éprouvette au cours de la déformation. Utilisant l'approximation conventionnelle d'une déformation macroscopique uniforme, ces caractéristiques

se calculent à partir de la déformation nominale $\varepsilon(t)$:

$$\varepsilon(t) = \triangle l(t)/l_0 \tag{2.1}$$

$$\varepsilon_{true} = ln(1+\varepsilon) \ \ , \ \ \sigma_{true} = \sigma(1+\varepsilon) \tag{2.2}$$

La présentation de ces courbes nécessite donc l'enregistrement de l'allongement de la partie utile l_0 de l'éprouvette, ce qui n'a pas été possible au vu de la complexité de l'installation expérimentale (l'installation d'un extensomètre, en plus des dispositifs d'extensométrie et/ou d'émission acoustique, n'a pas été possible). Cela a donc été réalisé uniquement pour quelques essais de vérification, sans utilisation de l'EA ou de l'extensométrie locale. Dans les autres cas, deux approches ont été appliquées pour évaluer approximativement la déformation vraie :

- l'utilisation des données de l'extensométrie locale (section 2.2) qui permet de définir un extensomètre optique. Il faut cependant garder à l'esprit que cette approche n'est pas toujours fiable. Tout d'abord parce que la longueur 'utile' de l'extensomètre définie par cette technique est tributaire des capacités de la caméra et ne correspond pas à la longueur utile normalisée l_0 de l'éprouvette : elle lui est inférieure. Ajouté aux hétérogénéités locales de la déformation plastique observées dans les conditions de l'effet PLC, il devient difficile de justifier l'hypothèse d'uniformité de cette déformation, à la base de la définition de contrainte et déformation vraies.
- des résultats convenables ont été obtenus en partant de la valeur du déplacement de la traverse, et en estimant la déformation plastique nominale de l'éprouvette, $\varepsilon_p = \varepsilon - \varepsilon_{el} \simeq \varepsilon$. Dans ce cas, on mesure la pente K de la partie élastique de la courbe de déformation ($K \simeq 9.3 \times 10^6\, N/m$) et on estime ε_p, soustrayant

l'allongement élastique du système "machine-éprouvette" de l'allongement total

$$\varepsilon_p = \frac{1}{l_0}(V\,t - \frac{F}{K}) \tag{2.3}$$

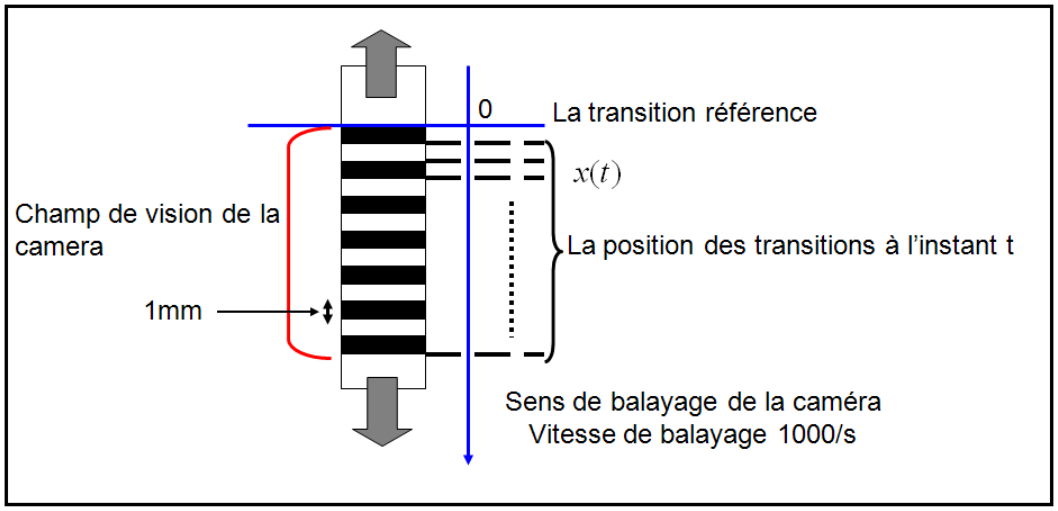
2.2 Extensométrie locale à haut fréquence

Le dispositif d'extensométrie locale permet la mesure du champ unidimensionnel de déplacements locaux sur la surface de l'éprouvette en cours de déformation ; on en déduit le champ de vitesses de déformation locale. Le déplacement mesuré et a fortiori la déformation calculée par cette technique est le résultat indirect d'un ensemble de processus plastiques ayant lieu dans le volume du cristal et émergeants à la surface. Cela ne permet pas de définir un lien explicite entre les mesures effectuées par extensométrie et celles obtenues par les autres méthodes expérimentales, mais il s'agit avant tout d'étudier les manifestations de la dynamique collective des dislocations à la surface de l'éprouvette avec une haute résolution spatio-temporelle.

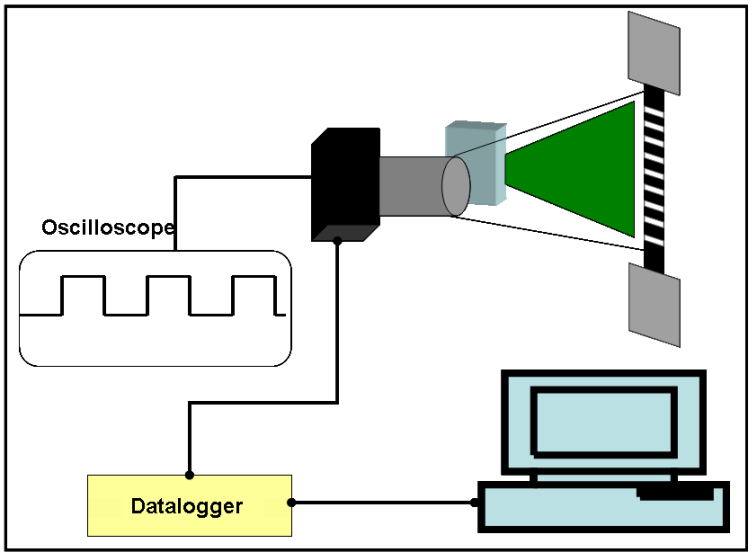
Le principe de l'extensométrie optique haute résolution est de faire l'acquisition par caméra CCD de la position de transitions de couleur (noir au blanc ou blanc au noir) préalablement peintes sur l'éprouvette. On commence par peindre une des surfaces de l'éprouvette avec une peinture acrylique mate de couleur noire. Environ $2\,h$ après, on pose sur le coté peint de l'éprouvette une grille-pochoir de sorte à déposer ensuite une couche de peinture blanche sur les parties non masquées. La grille-pochoir ôtée, on obtient une succession de bandes blanches et noires de largeur $1\,mm$ chacune (voir Fig. 2.3a). Les essais de traction sont réalisés le même jour que la préparation des éprouvettes. Le temps de séchage et l'enchaînement 'préparation éprouvettes - essai' sont des étapes du processus définies empiriquement, afin d'assurer un séchage optimal évitant à la fois les possibilités de coulure lors de la mise en place des éprouvettes et le craquèlement de la peinture lors de l'essai.

L'éprouvette est mise en place sur la machine de traction, la face peinte éclairée uniformément par une lumière "froide" de type laser vert. La lumière réfléchie est acquise

par le réseau CCD (charge-coupled device) de la caméra $ZS16D$. Le signal lumineux est ensuite transformé en signal numérique carré ("signal de seuilllage"), où la réponse *'1'* correspond à une bande peinte en blanc (réflexion maximale), et *'0'* à une bande peinte en noir (absence de réflexion), (Fig 2.3b).



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.3: (a) et (b) : Schéma et montage expérimental de l'extensométrie locale (c) Éprouvette d'Al-3%Mg après déformation ; on note qu'il n'y a pas de rotation des bandes peintes.

Fixée par rapport à la machine de traction, la caméra balaye l'éprouvette de haut

en bas et enregistre les positions des transitions noir-blanc et blanc-noir (Fig. 2.3a), ce qui correspond aux passages de 0 à 1 et de 1 à 0 sur le signal de seuillage. Le champ de vision de la caméra est d'environ $20\,mm$, ce qui permet de suivre l'allongement d'une vingtaine d'extensomètres, de longueur initiale 1 mm chacun, formés par les bandes peintes et couvrant une grande partie de la longueur utile de l'éprouvette ($25\,mm$). La caméra balaye l'éprouvette de haut en bas chaque ms en enregistrant à chaque balayage la position de chaque transition de couleur. Cela correspond à une résolution temporelle de $1\,ms$ sachant que les caractéristiques caméra et objectif permettent une résolution spatiale de $1.3\,\mu m$ (la précision sur les positions enregistrées est approximativement $+/-\ 0.65\,\mu m$).

Lors de la mise au point, on s'assure que l'axe de balayage de la caméra coïncide avec l'axe de l'éprouvette afin d'éviter des erreurs possibles de lecture pendant l'essai dûes à la flexion de l'échantillon et la rotation des bandes peintes. L'utilisation de mors fixes montre cependant que la sollicitation en flexion des échantillons polycristallins est négligeable, même à l'approche de la striction (Fig. 2.3c) .

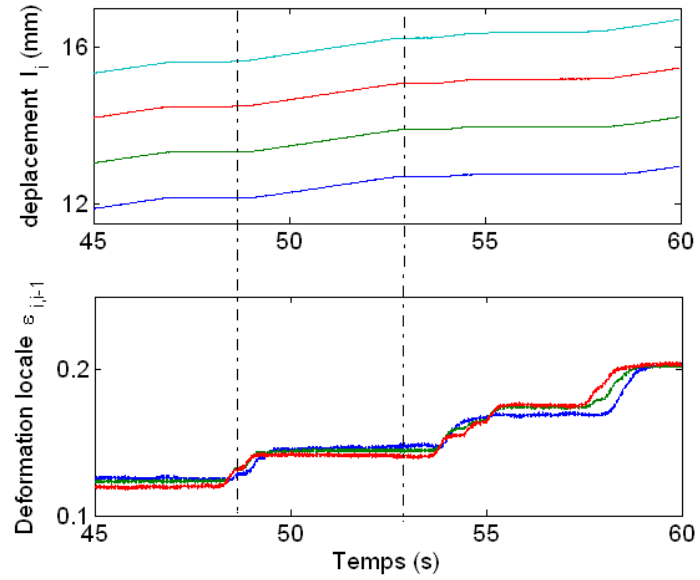
Il a été montré dans [101] qu'il existe une certaine variance de la sensibilité de la caméra CCD aux différentes types de transitions (passage du noir au blanc ou du blanc au noir), ce qui peut engendrer des erreurs d'interprétation dans les résultats. Cet *artefact* est corrigé en redéfinissant des extensomètres unitaires définis entre l_i et l_{i+1}, avec :

$$l_i(t) = \frac{x_{i+1}(t) + x_i(t)}{2} \tag{2.4}$$

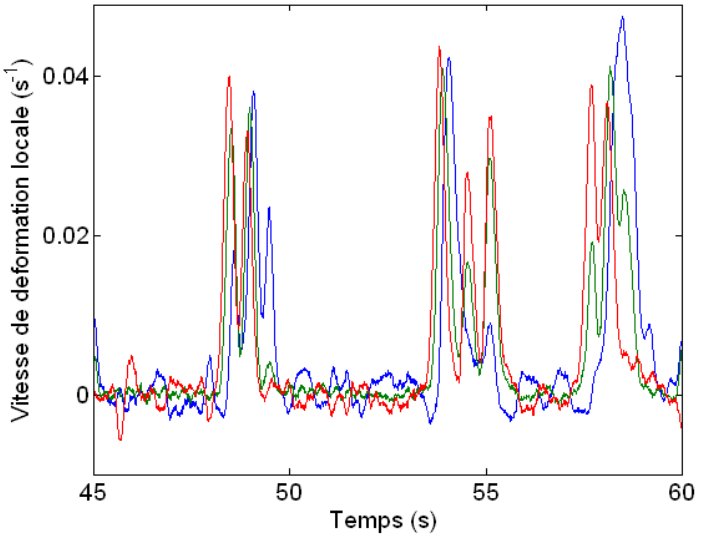
Les déformations locales (c.à.d. d'extensomètres unitaires) sont ensuite calculées à partir des déplacements $l_i(t)$:

$$\varepsilon_{i+1,i}(t) = \varepsilon_i(t) = Ln\frac{l_{i+1}(t) - l_i(t)}{l_{i+1}(0) - l_i(0)} \tag{2.5}$$

La vitesse de déformation locale $\dot{\varepsilon}_i(t)$ est obtenue par dérivation du champ de déformations locales $\varepsilon_i(t)$ (Fig. 2.4).



(a)



(b)

FIGURE 2.4: (a) Exemples de courbes de déplacement $l_i(t)$ et de courbes de déformation locale (calculée à partir de $l_i(t)$). La vitesse de déformation imposée ($\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$) correspond à la propagation des bandes PLC du type A. (b) Exemples des courbes de vitesse de déformation locale.

Pendant l'essai, les données recueillies par la caméra sont transmises à un enregistreur tampon (DataLogger) avant d'être récupérées sur un PC lorsque l'essai est interrompu ; un logiciel gère l'acquisition et le rapatriement de ces données. Quelques

complications sont à noter : la fréquence de balayage de la caméra approche la limite de vitesse de transfert et d'écriture des données entre la caméra et le DataLogger ; un taux (faible) de perte de données est à déplorer. Tout signal possède un bruit de fond qui peut rendre difficile le discernement de petits évènements ; une attention particulière à été portée pour permettre de négliger ce bruit. Selon le besoin, les conditions d'essai et les paramètres étudiés, la moyenne glissante ou la méthode par ondelettes (logiciel Matlab) sont utilisées. Enfin, la capacité de stockage du DataLogger (Fig.2.3b) ne dépasse pas 10 mn. Cette restriction est très contraignante car elle rend impossible l'enregistrement intégral pour tout essai dépassant ce temps. Pour des essais à basse vitesse de déformation, qui peuvent durer plus de 4 h, des fenêtres d'acquisition caméra sont choisies au préalable avec l'obligation d'interrompre un certain temps l'enregistrement par la caméra CCD pendant le transfert des données DataLogger - PC.

Si l'extensométrie optique fournit des informations très pertinentes sur l'hétérogénité spatiale de la déformation (tout au moins sur ces conséquences en surface) et potentiellement sur les corrélations temporelles de certains mécanismes, on souhaite affiner l'étude d'échelles mésoscopiques intermédiaires : la technique de l'émission acoustique a ainsi été envisagée et mise en oeuvre.

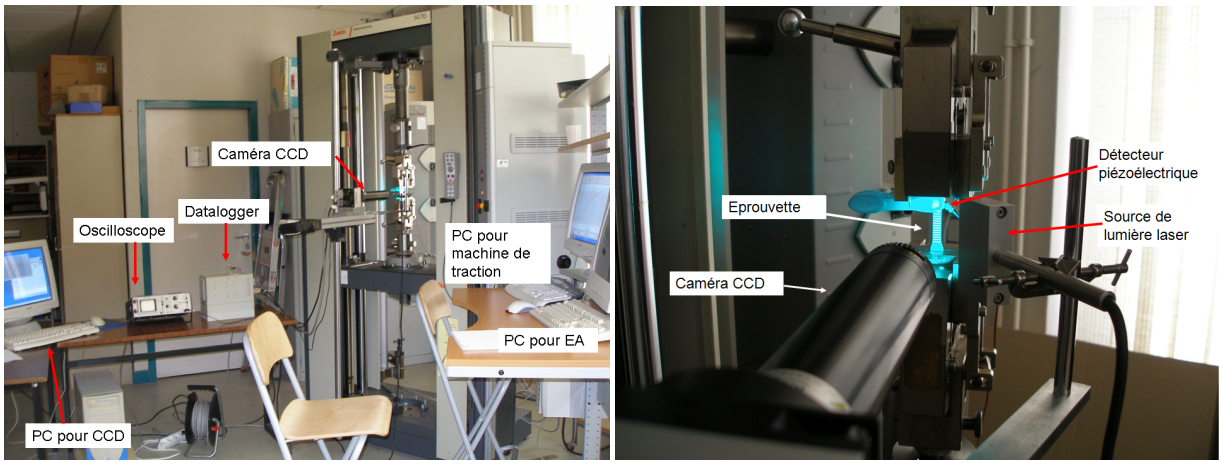
2.3 Émission acoustique

Les changements brusques de structure et microstructure des matériaux qui se produisent dans le volume (fissuration, endommagement, maclage, transformation de phase, mouvements collectifs des dislocations...) sont la source d'émission acoustique. L'enregistrement de ce signal acoustique est un outil pertinent pour l'étude de la déformation plastique et ce, à différentes échelles de temps et d'espace. On montre qu'il est possible d'interpréter 'soniquement' un déplacement 'longue distance' d'une certaine densité de dislocations à des échelles mésoscopiques, ainsi que certains évènements brusques tels l'apparition en surface de zones de déformation localisée. En effet, une estimation simple permet de montrer qu'une chute de contrainte de quelques centièmes

de MPa (qui correspond à la sensibilité de la machine de traction) peut être engendrée par le déplacement coopératif d'au moins 10^5 dislocations à travers la section totale de l'éprouvette, alors que le mouvement d'une avalanche d'une centaine de dislocations au travers d'un grain peut provoquer un signal acoustique détectable [102].

La complexité du dispositif expérimental et en particulier le dispositif d'extensométrie n'a pas permis l'utilisation de plusieurs microphones pour la localisation des sources d'émission acoustique ; de telles expériences sont planifiées pour les travaux futurs. Dans la présente étude nous nous sommes donc concentrés sur l'analyse de l'évolution temporelle des paramètres de l'EA, en nous focalisant sur les corrélations temporelles entre évènements acoustiques correspondant aux avalanches de dislocations.

L'émission acoustique accompagnant la déformation plastique, y compris les instabilités PLC, est détectée par un capteur piézoélectrique ("microphone") avec une bande passante de $100 - 600\,kHz$. Le détecteur piézoélectrique est placé juste au dessus de la partie utile de l'éprouvette et fixé à l'aide d'un ressort (Fig. 2.1). Le contact acoustique entre le détecteur piézoélectrique et la surface de l'éprouvette est assuré par le dépôt d'une couche de graisse.



(a) (b)

FIGURE 2.5: Montage expérimental des différents dispositifs utilisés.

Le détecteur piézoélectrique est lié via un pré-amplificateur au système acoustique de type $LOCAN320$ de fréquence d'acquisition $4\,MHz$. Le gain total d'amplification du signal acoustique est égale à $80\,dB$ ($95\,dB$ dans quelques essais de contrôle). Le système autorise l'acquisition des caractéristiques d'évènements acoustiques (on parlera plus spécifiquement de salves acoustiques) dont l'amplitude est supérieure au seuil choisi par l'utilisateur. Dans nos expériences, ce seuil est de 27 dB ; valeur correspondant au bruit de fond de la salle d'essai lorsque la machine de traction est en marche à vide.

Le système d'acquisition utilise trois jeux de paramètres pour individualiser les salves acoustiques :

- le *HDT* (Hit Definition Time) permet de définir la fin d'un évènement acoustique : on considère la salve terminée si le signal reste au dessous du seuil pendant un temps égale à *HDT* (Fig. 2.6). A partir de cet instant, intervient le *HLT* (Hit Lockout Time).
- le *HLT* (Hit Lockout Time) est un temps d'arrêt d'acquisition, qui prolonge *HDT* et qui permet d'éviter l'enregistrement d'échos secondaires de la salve précédemment enregistrée. En conséquence, une durée minimale correspondant à la somme *HDT+HLT* est imposée entre la fin considérée d'un événement et le début d'enregistrement d'un autre.
- Enfin, le *PDT* (Peak Definition Time) sert à déterminer l'amplitude maximale de la salve acoustique : le système d'acquisition détecte les maxima locaux du signal et garde en mémoire la plus grande valeur, si l'appareil n'enregistre pas un autre pic supérieur à celui-ci pendant un temps égale à PDT. Si un pic est reconnu supérieur au maximum enregistré après un temps égal au PDT alors ce pic est le nouveau maximum. Le PDT est déclenché par toute alternance supérieure au seuil et réenclenché par toute alternance supérieure apparaissant au cours du temps PDT.

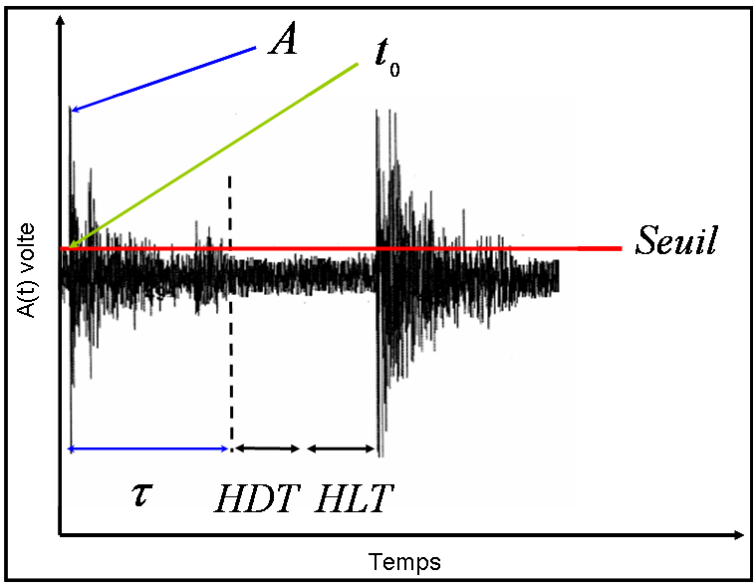


FIGURE 2.6: Présentation d'une onde acoustique et individualisation d'une salve.

En utilisant ces paramètres le système enregistre pour chaque salve acoustique les caractéristiques suivantes : l'amplitude A, la durée de l'évènement acoustique τ, l'énergie E dégagée par la salve ainsi que l'instant t_0 temps considéré comme le début de la salve. Ces paramètres sont représentés et définis à partir du signal comme le montre la figure 2.6. On ajoute à ces données recueillies le "count", valeur entière qui correspond aux nombres de fois où le signal acoustique a dépassé le seuil.

L'utilisation des techniques d'émission acoustique ne se restreint pas aux études purement scientifiques et aux activités de recherche en laboratoire, et on conçoit aisément qu'en milieu industriel, des valeurs importantes pour les paramètres temporels HDT, HLT et PDT soient recommandées [103]. Dans nos travaux, le but est d'enregistrer un nombre d'évènements statistiquement représentatifs tout en évitant les échos secondaires dûs aux ondes acoustiques réfléchies ; maximiser l'information en minimisant le bruit. Pour réaliser ce compromis, nous avons utilisé majoritairement les valeurs suivantes : $PDT = 150\,\mu s$, $HDT = HLT = 300\,\mu s$, communes dans ce type de travaux.

Cependant, pour évaluer l'influence des paramètres HDT, HLT et PDT sur l'individualisation des évènements et les analyses, et juger de la robustesse des résultats,

nous avons réalisé des tests supplémentaires en modifiant ces paramètres :$PDT = 15 - 20\mu s$; $HDT = HLT = 30 - 40\,\mu s$.

Le tableau suivant récapitule les différentes vitesses utilisées dans les tests de traction et les paramètres expérimentaux correspondants.

Vitesses imposées	Chutes de contraintes	Machine de traction : temps d'acquisition	Émission acoustique
$V_t = 9\ \frac{mm}{min}$ $\varepsilon_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$	Type A	$2\ ms$	PDT=150µs, HDT=HL=300µs PDT=15-20µs, HDT=HL=30-40µs
$V_t = 0.9\ \frac{mm}{min}$ $\varepsilon_a = 6 \times 10^{-4} s^{-1}$	Type A+B	$4\ ms$	PDT=150µs, HDT=HL=300µs
$V_t = 0.3\ \frac{mm}{min}$ $\varepsilon_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$	Type B	$20\ ms$	PDT=150µs, HDT=HL=300µs PDT=15-20µs, HDT=HL=30-40µs
$V_t = 0.1\ \frac{mm}{min}$ $\varepsilon_a = 6.7 \times 10^{-5} s^{-1}$	Type B+C	$0.1\ s$	PDT=150µs, HDT=HL=300µs
$V_t = 0.03\ \frac{mm}{min}$ $\varepsilon_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$	Type C	$0.5\ s$	PDT=150µs, HDT=HL=300µs PDT=15-20µs, HDT=HL=30-40µs

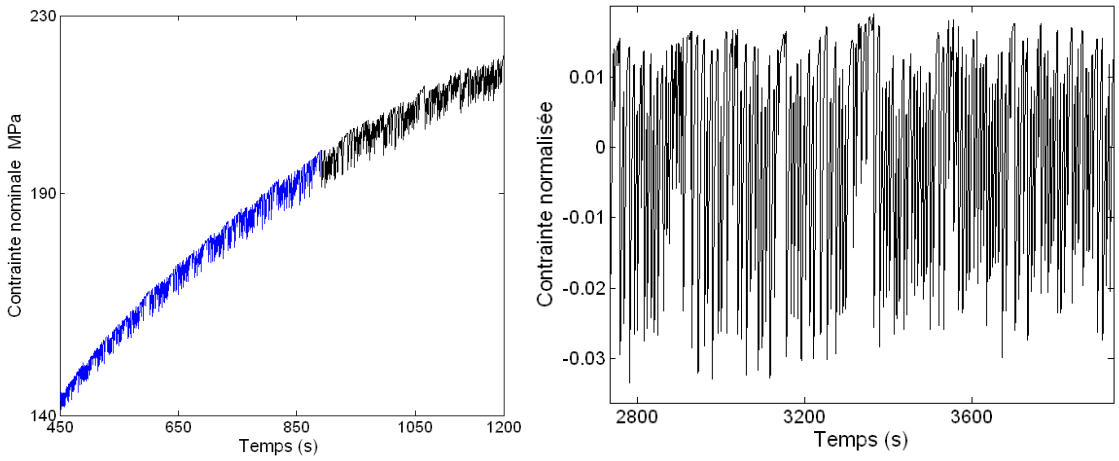
Chapitre 3

Méthodes d'analyse

3.1 Prétraitement des données expérimentales

L'analyse des séries temporelles enregistrées au cours de la déformation nécessite certaines précautions. Généralement, de telles analyses s'appliquent aux signaux stationnaires et ont pour objectif la caractérisation des fluctuations qui apparaissent autour d'une valeur moyenne constante. Or, dans notre cas, les conditions de stationnarité ne sont pas satisfaites si l'on considère par exemple les courbes de déformation représentées sur la figure 3.1a : les chutes ou oscillations de la force se produisent autour d'une valeur de l'effort de traction qui ne cesse d'augmenter. La montée en charge reflète des changements dans la microstructure qui entraînent également une variation de l'intensité des fluctuations de la force au cours du chargement. Ces variations sont à imputer à l'effet d'écrouissage en priorité.

Par exemple, les instabilités du type A ou du type B apparaissent rapidement au cours de l'essai (quand le taux d'écrouissage est grand) et l'amplitude moyenne des chutes augmente au début de la déformation ("moyenne" s'entend ici par moyenne glissante). Lorsque le taux d'écrouissage diminue, l'amplitude moyenne des chutes se stabilise autour d'une valeur constante, comme on peut le voir sur la figure 3.1a. Pour les instabilités du type C, qui apparaissent après une déformation plus importante, l'amplitude moyenne des chutes varie peu au cours de l'essai.



(a) (b)

FIGURE 3.1: (a) Portion d'une courbe de traction $\sigma(t)$ à vitesse de déformation moyenne. (b) Chutes de contrainte après la normalisation.

Pour minimiser les effets de l'écrouissage sur l'interprétation et tenir compte essentiellement du caractère organisationnel des processus de déformation lors de l'analyse des signaux, le traitement des données démarre par deux étapes initiales. En premier lieu, on choisit un intervalle de temps T assez long pour qu'il contienne suffisamment d'évènements, mais suffisamment court pour que leur amplitude moyenne reste approximativement constante. On procède ensuite à une normalisation de la courbe de traction, selon deux approches proposées dans la littérature par [104, 68]. Ainsi, on commence par déterminer une fonction moyenne $g(t)$ de la courbe de traction réelle $F(t)$ (ou $\sigma(t)$) en utilisant une approximation polynomiale ou une moyenne glissante. Si l'amplitude moyenne des chutes, $< \Delta F(t) >$, est constante à l'intérieur de l'intervalle T , on définit une fonction $F(t) - g(t)$ afin d'éliminer la variation lente de la force. Habituellement, cette méthode s'applique correctement à l'état quasi stationnaire (voir le deuxième intervalle sur Fig. 1(a)). Par contre, si $< \Delta F(t) >$ varie, on définit $\frac{F(t)}{g(t)-g_0} - 1$, où g_0 est un paramètre d'ajustement. En règle générale, cela élimine la variation lente de $< \Delta F(t) >$ autour de zéro, majoritairement dûe à l'écrouissage. Cela permet également de choisir des intervalles T assez longs, quel que soit le stade de déformation - comme par exemple la portion en bleu de la courbe de déformation

présenté sur la figure (3.1a) -, à condition qu'il n'y ait pas de changement du type de PLC au cours de la déformation.

En procédant ainsi, on obtient des courbes qui oscillent autour d'une valeur moyenne nulle (Fig. 3.1b), ce qui permet d'utiliser des techniques d'analyse qui seraient sensibles à la présence d'un biais : analyse de Fourier, analyse de corrélations ou analyse multifractale.

Bien évidemment, le choix des intervalles T reste arbitraire et n'est qu'une première approximation. Pour éviter les artefacts, on fait varier la taille de l'intervalle T en répétant les analyses, pour confirmer la persistance des résultats. La question de la fréquence moyenne des chutes a également été posée. La variation de la fréquence des évènements au cours d'un essai est plus faible que celle de l'amplitude ; son effet sur l'analyse multifractale à été étudié explicitement dans [18] et s'est montré négligeable.

D'autres approches à la normalisation ont été proposées dans la littérature pour le calcul de distributions statistiques des différentes caractéristiques des instabilités. Elles seront discutées au paragraphe suivant.

Tout ce qui vient d'être évoqué concerne l'analyse des signaux à valeur moyenne glissante non constante (force, déplacements...). Dans le cas de l'émission acoustique, le problème ne se pose pas en ces termes car la sensibilité et la fréquence d'acquisition en EA assure l'enregistrement d'un grand nombre d'événements plastiques dans un large intervalle d'échelles. Ainsi, il est en général aisé de trouver des intervalles à la fois quasi stationnaires et comprenant beaucoup d'événements ; cela permet d'éviter une normalisation des données dans la plupart des cas (mais les approches présentées ci-dessus peuvent être appliquées le cas échéant). On ajoute même qu'en choisissant des intervalles T suffisamment courts et répartis sur la totalité de l'essai, on est capable d'étudier l'influence des différents stades de la déformation sur la nature des processus dynamiques.

3.2 Analyse statistique des séries temporelles

En utilisant une courbe de déformation normalisée (voir section 3.1), on peut isoler un ensemble de chutes de force (contrainte) dans un intervalle T choisi (voir Fig. 3.2) et définir leurs caractéristiques, comme indiqué sur la figure 3.3. Pour vérifier la robustesse de l'analyse, différentes méthodes de normalisation, n'incluant pas de prétraitement de la courbe de traction, ont été testées. Une de ces méthodes se base sur l'hypothèse que l'amplitude moyenne des chutes croit au fur et à mesure du durcissement du matériau ; on normalise alors les amplitudes des chutes ΔF par la valeur instantanée de la force au moment t_i de la chute : $\frac{\triangle F(t_i)}{F(t_i)}$. Une deuxième méthode consiste à normaliser ΔF par rapport à un fit $f(t)$ de la variation temporelle $\triangle F(t)$ dans l'intervalle T : $\frac{\triangle F(t_i)}{f(t_i)}$. Nos études montrent que ces approches différentes donnent des résultats statistiquement proches pour la distribution des amplitudes des chutes.

On peut noter que la dernière des méthodes décrites ci-dessus est particulièrement utile car elle s'applique à n'importe quelle variable, y compris celles enregistrées par l'EA. Elle permet notamment de prendre en compte les variations possibles des moyennes glissantes de certaines caractéristiques (durées des chutes, intervalles entre chutes consécutives...) qui ne sont pas modifiées par la procédure de prétraitement des courbes de traction. Par exemple, on peut normaliser les valeurs de durées τ des chutes de la force par rapport à un fit $f^*(t)$ de la courbe $\tau(t)$: $\frac{\tau(t)}{f^*(t)}$.

Dans la littérature, l'analyse statistique de l'EA est souvent limitée à l'analyse des amplitudes des événements. Concernant les paramètres temporels, ils ne reflètent pas parfaitement les propriétés des sources d'émission acoustique, car ils sont perturbés par divers éléments : la fonction de transfert du capteur acoustique, les réflexions des ondes acoustiques, les interférences entre les ondes, etc... Pour ces raisons, on présente essentiellement les résultats de l'analyse statistique des amplitudes d'EA dans ce travail de thèse. Une étude exploratoire des caractéristiques temporelles de l'EA a cependant été menée, avec des résultats supposant que certaines caractéristiques de l'EA peuvent

contenir de l'information significative. Cette étude reste cependant à compléter et les résultats à confirmer, ils ne seront pas évoqués ici.

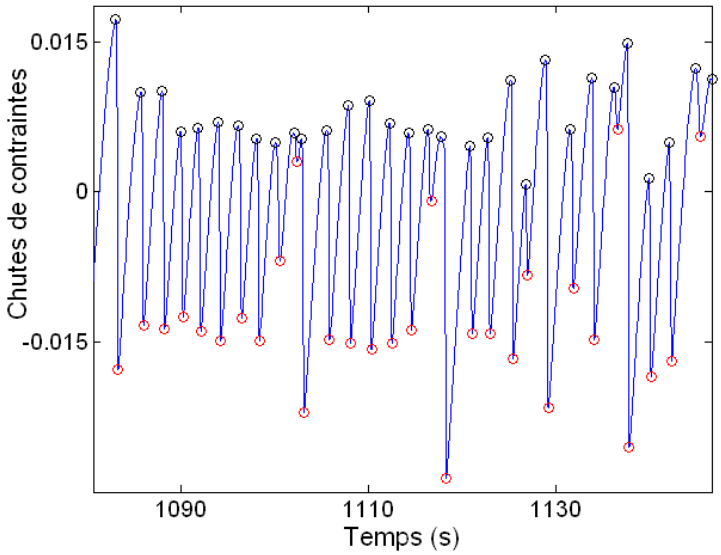


FIGURE 3.2: Une partie d'une courbe de déformation normalisée illustrant la définition des chutes de contrainte.

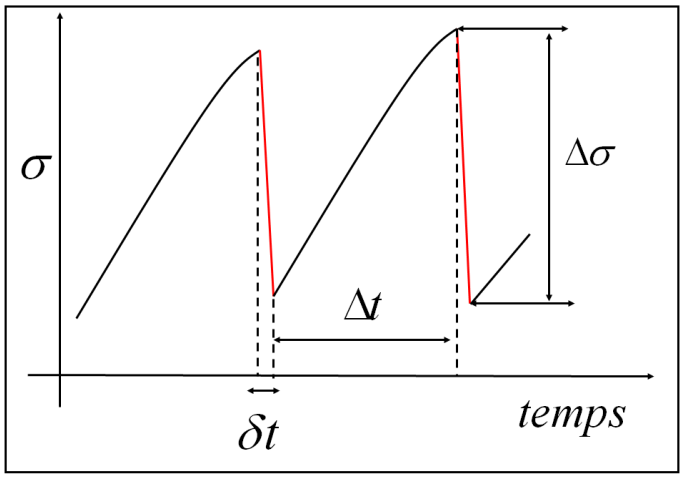


FIGURE 3.3: Définition des caractéristiques des chutes de contrainte.

Deux approches ont été utilisées dans la thèse pour calculer la distribution des amplitudes de l'EA. La première approche s'inspire par analogie de celle utilisée pour

l'analyse des signaux sismiques. Leur statistique obéit à la relation de Gutenberg-Richter qui exprime le nombre N de séismes dont l'amplitude logarithmique (plus précisément, la magnitude) est supérieure à une valeur donnée, M, par une relation de type $logN = a - (b \times M)$ [105]. Dans ce cas, les calculs de distributions de l'EA sont particulièrement simples car c'est l'amplitude logarithmique qui est directement mesuré expérimentalement (Fig 3.4). L'inconvénient de cette approche est que le comportement en loi de puissance est supposé *a priori*.

La deuxième approche se base sur une hypothèse faite dans le cadre d'analyses d'EA pendant la déformation de matériaux purs [85]. Les auteurs de ce travail suggèrent que l'énergie acoustique E fournit une mesure physique de l'activité plastique globale d'une éprouvette qui se déforme. Egalement, ils argumentent que l'énergie dissipée par une onde acoustique peut être évaluée en utilisant le carré de l'amplitude pic (amplitude maximale) de cette onde : $E \sim A^2$.

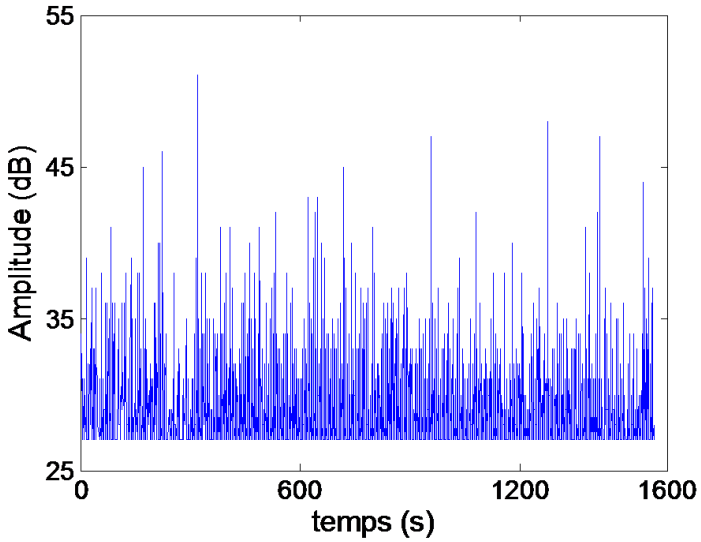


FIGURE 3.4: Exemple d'une série d'amplitudes acoustiques enregistrées durant la déformation.

Nous avons vérifié que ces deux approches donnent des résultats cohérents. Dans ce mémoire, nous allons présenter les résultats obtenus par la deuxième approche, non

basée sur des suggestions *a priori* sur la forme des distributions. De plus, cela nous permettra de comparer ces résultats avec les données de la littérature qui concernent des matériaux purs.

Enfin, pour finaliser le calcul des distributions, la procédure suivante est utilisée, quelle que soit le paramètre étudié. La densité de probabilité $P(s)$ d'une quantité s est donnée par $P(s) = \frac{1}{\delta s}\frac{\delta N(s)}{N}$, où N est le nombre total d'évènements dans l'ensemble analysé et $\delta N(s)$ est le nombre d'évènements dont s est compris dans l'intervalle $[s - \frac{\delta s}{2}, s+\frac{\delta s}{2}]$. Afin de pouvoir traiter des évènements peu nombreux comme les évènements de grande amplitude, nous avons utilisé des intervalles δs à largeur variable : le cas échéant, on augmentait δs jusqu'à ce qu'un nombre minimum d'évènements soit cumulé. Le nombre minimum d'évènements est pris égal à 7.

3.3 Fractals, dimension fractale

L'analyse multifractale est un outil pour le traitement et l'analyse de signaux qui s'est révélé très pertinent dans de nombreux domaines scientifiques où l'on observe des structures complexes relevant du concept de fractals. Une description mathématiquement rigoureuse peut être trouvée dans des nombreux livres ou revues, comme par exemple [106]. Dans cette section, on présente les éléments de ce nouvel outil juste nécessaires à la compréhension à la fois de la démarche utilisée et des résultats obtenus au cours de ce travail de thèse. En premier lieu, nous rappelons le concept d'objet fractal, par opposition à objet 'régulier'.

Dans le cadre de la géométrie traditionnelle, on traite d'objets à dimension entière : point, courbe 1D, surface 2D, volume 3D, etc. Or, dans la nature, les objets sont beaucoup plus complexes et irréguliers que des variétés mathématiques simples. Dans certains cas les objets naturels présentent une structuration spatiale très particulière, comme par exemple l'autosimilarité. L'autosimilarité se dévoile parfois explicitement, comme illustré sur la figure 3.5, mais peut également apparaître de façon moins évidente, lors de l'étude statistique de certaines propriétés par exemple : relief de mon-

tagne, contour d'une région côtière... On peut trouver des exemples de structures autosimilaires dans quasiment tous les domaines de la physique, que ces structures soient de type géométrique, des signaux expérimentaux ou autres. Ces objets, structures ou fonctions se traitent par la géométrie fractale introduite dans les années soixante-dix par le mathématicien Benoit Mandelbrot [107].

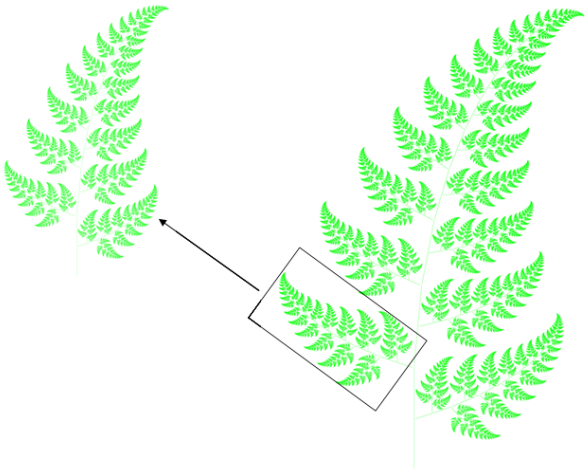


FIGURE 3.5: Exemple d'un objet auto-similaire, imitant la structure d'une feuille de fougère. La partie encadrée ressemble à l'objet dans sa totalité.

Un fractal est une entité (contour géométrique, surface d'un objet, signal expérimental...) très irrégulière mais autosimilaire à toutes échelles (voir Fig 3.5). Un fractal est caractérisé par la dimension fractale non entière, dont la définition rigoureuse nécessite de revenir sur la notion simple de mesure. Pour définir la mesure de longueur, de surface ou de volume d'un objet ordinaire de dimension entière, on le couvre avec des divisions ("boites") élémentaires : segments, carrés ou cubes selon la dimension de l'objet, et on compte le nombre de boites. Par exemple, pour un segment de longueur L, le nombre de boites $N(l)$ de longueur l, nécessaires pour le couvrir est inversement proprotionnelle à l :

$$N(l) \sim l^{-1} \tag{3.1}$$

La longueur du segment s'écrit :

$$L = \lim_{l \to 0} N(l) \times l = cste \tag{3.2}$$

On voit que L est indépendante de l et fournit une caractéristique rélévante du segment. Dans le cas général de la géométrie Euclidienne, la relation (3.1) s'écrit :

$$N(l) \sim l^{-D}, \tag{3.3}$$

où D correspond à la dimension topologique de l'objet : $D = 0$ pour un point , $D = 1$ pour une ligne , $D = 2$ pour un carré et $D = 3$ pour un cube.

La méthode de mesure décrite ci-dessus, lorsqu'elle est appliquée aux objets fractals, résulte en une dimension de valeur non entière dite la dimension fractale. On peut utiliser l'ensemble de Cantor comme objet fractal prototype pour introduire la dimension fractale (Fig. 3.6). A partir d'un segment initial, la règle récurrente qui consiste à ôter à chaque étape, le tiers central de chaque segment aboutit, au bout de n étapes, à l'ensemble de Cantor qui contient en définitive $N = 2^n$ segments de longueur $l = (1/3)^n$ chacun. En poursuivant ce processus indéfiniment, on génère une structure qui contient des vides partout et dont la longueur L tend vers zéro quand $l \to 0$ [106].

Néanmoins, cette structure peut être caractérisée par sa dimension fractale D_f, définie par généralisation de l'équation (3.3) . En choisissant une taille convenable de la boite, $l = (1/3)^n$, la dimension fractale de l'ensemble de Cantor est donnée par : $D_f = -\dfrac{ln\, N(l)}{ln\, l} = \dfrac{ln\, 2}{ln\, 3}$. On voit que $D_f < D$, où $D = 1$, D étant la dimension topologique du segment initial. On trouve aussi pour la longueur de l'ensemble de Cantor : $L \sim l^{1-D_f}$. La mesure de la longueur L de l'ensemble de Cantor dépend de l'échelle d'observation l.

Si on construit un fractal à l'aide d'une autre règle récurrente, on obtiendra un ensemble décrit par une autre valeur D_f. Par conséquence, la dimension fractale permet non seulement de mettre en évidence la propriété d'autosimilarité, mais aussi de la

caractériser quantitativement. Notons que cette caractéristique n'est pas une "bijection" et que l'on peut construire deux fractals différents qui auront même dimension fractale.

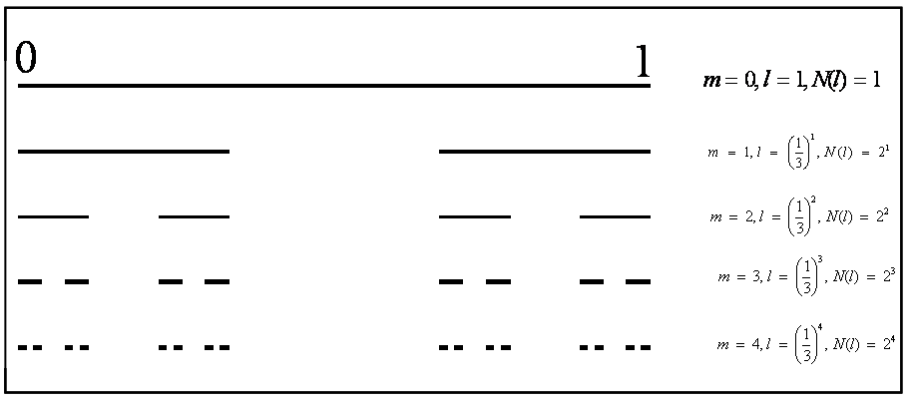


FIGURE 3.6: Exemple d'objet fractal : l'ensemble de Cantor. La figure présente les étapes de construction par récurrence de l'ensemble de Cantor.

3.4 Multifractals

La dimension fractale fournit une caractéristique globale de la géométrie d'un objet fractal, en particulier lié au phénomène d'autosimilarité. Cependant, elle ne permet pas de prendre en compte des fluctuations locales d'une grandeur physique distribuée sur un support géométrique : les concentrations d'impuretés dans un volume, les aimantations locales dans un matériau magnétique, les amplitudes de salves acoustiques au cours du temps, etc... sont des informations quantitatives qui ne peuvent pas être abordées par la seule notion de dimension fractale.

Pour en tenir compte (de manière probabiliste), on peut introduire la notion de masse du support initial de l'ensemble de Cantor, que l'on va considérer constante. Ainsi, en partant d'un segment possédant une masse $\mu = 1$ (une barre) et en répartissant cette masse équitablement entre les segments générés, on aboutit à la *nième* étape à 2^n segments de longueur $l_i = (1/3)^n$ et de masse $\mu_i = (1/2)^n$. On note alors que

longueur et masse sont liées par une loi puissance :

$$\mu_i \sim l_i^{\alpha}, \tag{3.4}$$

avec $\alpha = \dfrac{ln2}{ln3}$ (dans le cas de l'ensemble de Cantor considéré ici $\alpha = D_f$). Puisque la masse totale est conservée, μ_i a le sens d'une mesure probabiliste. Les deux nombres, D_f et α, décrivent le support géométrique et la distribution de la masse sur ce support. L'indice de Lipschitz-Hölder α est aussi appelé l'exposant de singularité. Pour des valeurs de $\alpha < 1$ la densité locale : $\dfrac{\mu_i}{l_i} \sim l_i^{\alpha-1}$ diverge quand $l_i \to 0$.

L'exemple étudié ci-dessus est une structure fractale uniforme, composée d'éléments ayant même longueur et même masse. Les objets autosimilaires issus de processus naturels sont souvent hétérogènes, ce qui rend cette description insuffisante. On divise alors un tel objet en sous-ensembles tels que chacun soit composé de parties dont les valeurs de l'exposant de singularité sont proches de α (comprises entre α et $\alpha+d\alpha$) [108]. Chaque sous-ensemble est caractérisé par sa propre dimension fractale $f(\alpha)$ définie par analogie avec l'équation (3.3) :

$$N_{\alpha}(l) \sim l^{-f(\alpha)}, \tag{3.5}$$

Le "spectre de singularité" $f(\alpha)$ est une fonction continue qui caractérise l'autosimilarité de l'objet "multifractal". Une méthode explicite d'estimation de $f(\alpha)$ a été proposée dans [109] ; on introduit pour cela une mesure normalisée $\tilde{\mu}_i(l,q) = \dfrac{\mu_i^q}{\sum_j \mu_j^q}$, où $q \in Z$ et la somme s'effectue sur toutes les boites. On utilise les relations paramétriques (3.6) on peut calculer α et f pour chaque valeur de q :

$$\begin{cases} \sum \alpha(l,q) = \sum_i \tilde{\mu}_i(l,q) ln \mu_i(l) \sim \alpha(q)\, lnl \\ \sum f(l,q) = \sum_i \tilde{\mu}_i(l,q) ln \tilde{\mu}_i(l,q) \sim f(q)\, lnl \end{cases} \tag{3.6}$$

On peut considérer également une description alternative en terme de dimensions

généralisées $D(q)$ [108]. Dans ce cadre, les fonctions de partition $Z_q(l)$ définit comme :

$$\begin{cases} Z_q(l) = \sum_i \mu_i^q, \ q \neq 1 \\ Z_1(l) = \sum_i \mu_i ln \mu_i \end{cases} \tag{3.7}$$

obéissent, pour des objets multifractals, aux lois d'échelles suivantes :

$$\begin{cases} Z_q(l) \sim l^{(q-1)D(q)} \\ Z_1(l) \sim D(1) lnl \end{cases} \tag{3.8}$$

La fonction de singularité $f(\alpha)$ et la dimension généralisée $D(q)$ sont reliées par la transformation de Legendre : $f(\alpha) = q\alpha - \tau(q)$ et $\alpha = d\tau(q)/dq$, où $\tau(q) = (q-1)D(q)$.

L'équation (3.8) donne une propriété essentielle de l'analyse multifractale : lorsqu'on fait varier q, différentes valeurs de la mesure (correspondant aux différents sous-ensembles du multifractal) deviennent dominantes dans les fonctions de partition. On dit que l'analyse multifractale est un " microscope mathématique " par cette mise en évidence. En particulier, il est facile de voir que $Z_0(l)$ donne le nombre de boîtes où $\mu \neq 0$ et que $D(0)$ correspond alors à la dimension fractale du support géométrique. Notons qu'une mesure multifractale peut être distribué sur un support non fractal, par exemple, sur un segment entier (voir par exemple [110] pages 16 et 17).

3.4.1 Application aux séries expérimentales

L'exemple d'une grandeur distribuée sur un support spatial s'applique de la même façon à un signal distribué sur un intervalle de temps. Il suffit pour cela de définir une mesure de façon appropriée et dans le cadre général de la plasticité des matériaux cristallins, certains travaux ont montré que la dérivée de la courbe de déformation discontinue reflète correctement l'intermittence des processus plastiques qui sont à la base de la déformation [70, 46]. Notre approche se fonde sur les travaux précités, par la

mise en oeuvre de l'analyse multifractale aux séries temporelles ψ_j, qui correspondent selon le type de mesure :

- à une approximation numérique de la fonction $|d\sigma(t)/dt|$ lors de l'étude du signal récupéré via le logiciel de la machine de traction, où $\sigma(t)$ est obtenue par normalisation de la courbe de déformation, comme décrit dans la Section (3.1) ;
- au signal expérimental brut dans le cas de l'EA , plus précisément aux amplitudes des salves acoustiques

En découpant l'intervalle de temps T à analyser en divisions (ou boîtes) égales de largeur δt chacune (Fig 3.7), la mesure probabiliste $\mu_i(\delta t)$ est définie comme la somme des valeurs ψ_j à l'intérieur de la division (boîte) i, normalisée par rapport à la somme totale des ψ_j que compte l'intervalle T :

$$\mu_i(\delta t) = \frac{\sum_{k=1}^{n} \psi_k}{\sum_{j=1}^{N} \psi_j} \tag{3.9}$$

Dans cette expression, N est le nombre total de points de données dans l'intervalle T et n le nombre de points dans la boite i.

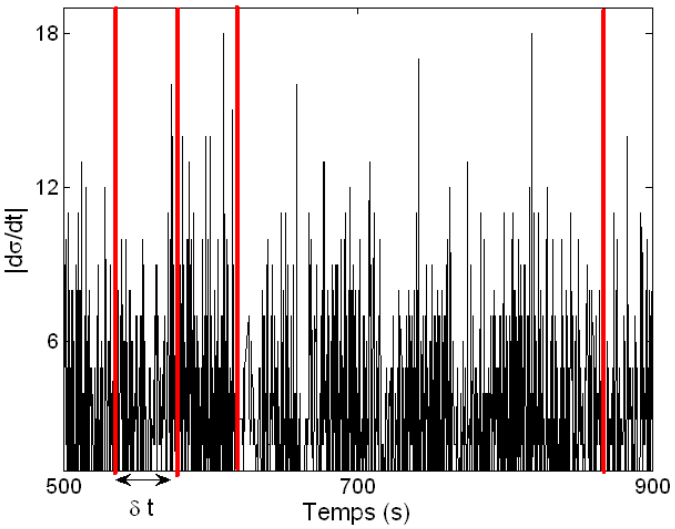


FIGURE 3.7: Exemple d'une série $|d\sigma(t)/dt|$ pour une courbe de traction. L'axe du temps représente dans ce cas le support géométrique, sur lequel est distribué la mesure. Sont aussi montrées quelques divisions δt de la grille, utilisée pour calculer les valeurs locales de la mesure.

Les spectres $D(q)$ et $f(\alpha)$ sont calculés en utilisant les équations (3.6 - 3.8), où l'on remplace l par δt. Du point de vue mathématique, les lois d'échelles (3.6 , 3.8) sont rigoureusement valides dans la limite de $\delta t \to 0$. Dans les cas réels, ces lois d'échelles sont obtenues dans un certain intervalle de δt, limité par T pour la borne supérieure et par la valeur de résolution du temps pour la borne inférieure.

Pour déterminer les exposants des lois d'échelles obtenues, il suffit de faire varier q et de calculer la pente des segments linéaires des courbes $\sum_\alpha$, $\sum_f$ et lnZ, tracées en fonction de $ln\delta t$.

Notons que la relation triviale $\mu \sim \delta t$ caractérise un signal constant. Son spectre $f(\alpha)$ est composé d'un seul point, $\alpha = 1,\ f = 1$, et les valeurs des dimensions généralisées d'un tel signal sont indépendantes de q : $D(q) = 1\ \forall\ q$. Il est aisé de vérifier que cette conclusion s'applique également aux signaux aléatoires ou périodiques, pour un δt suffisamment grand vis-à-vis de la période caractéristique des oscillations du signal. A l'inverse, un spectre de dimensions fractales (le spectre multifractal) étendu reflète la présence de corrélations entre différents sous-ensembles du signal, ces corrélations reflétant une dynamique invariante d'échelles. En particulier, l'analyse multifractale s'est montrée sensible aux transitions entre les différents types du comportement de l'effet PLC [70, 16, 69], bien qu'elle ne permet pas de déterminer les régimes dynamiques sous-jacents.

Chapitre 4

Intermittence de la déformation plastique

4.1 Comparaison des courbes de déformation et de l'émission acoustique

4.1.1 *Fluctuations de la contrainte de déformation*

L'alliage étudié présente un comportement caractéristique et bien connu en terme de fluctuations de contrainte observées sur les courbes de déformation et en terme de cinématique des bandes PLC (section 1.3). La figure (4.1) présente plusieurs courbes de déformation qui correspondent aux types A, B et C du comportement, selon la nomenclature conventionnelle. Les diagrammes "espace-temps", révélant des bandes PLC correspondantes, sont illustrées dans la section 4.5 qui traite les résultats de l'étude par l'extensométrie locale (voir les figures 4.37, 4.38e t 4.39). On observe aussi des comportements mixtes pour des valeurs intermédiaires de la vitesse de déformation.

En plus de ces modes de comportement conventionnels, les courbes de traction peuvent présenter des fluctuations à une échelle plus petite. En particulier à basse vitesse de déformation, on observe deux échelles distinctes de chutes de contrainte (Fig. 4.2) :

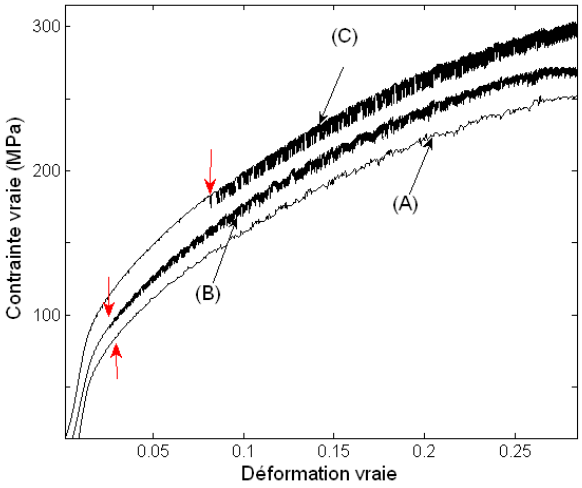


FIGURE 4.1: Exemples de courbes "contrainte vraie - déformation vraie" à température ambiante et à différentes vitesses imposées : (A) $6 \times 10^{-3} s^{-1}$, (B) $2 \times 10^{-4} s^{-1}$, (C) $2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Les caractères en parenthèses correspondent aux types de comportement de l'effet PLC. Les flèches en rouge indiquent la déformation critique.

1. Des grandes chutes caractéristiques de l'instabilité type C, dont les amplitudes couvrent l'intervalle $5\,MPa - 15\,MPa$, apparaissent quand on atteint une déformation critique ε_{cr}.

2. Des petites chutes, dont les amplitudes sont contenues dans un intervalle inférieur et éloigné du précédent, apparaissent pratiquement dès la transition élasto-plastique. L'amplitude de ces chutes augmente dans un premier temps au cours de la déformation puis se stabilise aux alentours de $1\,MPa - 2\,MPa$. Après le déclenchement de l'instabilité PLC (l'apparition de grandes chutes), ces amplitudes prennent des valeurs qui couvrent l'intervalle entier entre la valeur maximum ($\approx 2\,MPa$) et la valeur minimum mesurable ($\approx 0.01\,MPa$).

L'apparition des petites chutes de contrainte avant le début de l'instabilité du type C est un phénomène connu, mais généralement associé aux augmentations sporadiques de la vitesse locale de déformation plastique ; il a suscité peu d'attention jusqu'à présent. En particulier, *Abbadi et al.* [111] ont observé que le polissage mécanique (papier abrasif de taille de grain d'environ $15\,\mu m$) peut le faire disparaître. En conséquence,

ils ont considéré les petites chutes de contraintes avant la déformation critique comme des fluctuations aléatoires dues aux concentrations de contrainte locales et contrôlées par l'état de surface. Néanmoins, des essais effectués dans le présent travail ont montré que les petites chutes peuvent persister au polissage. Plus important encore, des petites chutes similaires sont observées pendant l'instabilité PLC, notamment lors du rechargement après les grandes chutes (voir aussi [69]). La question du mécanisme associé à ces petites chutes se pose ; on montre plus loin que les propriétés statistiques éclaireront la situation et que l'hypothèse traditionnelle de stochasticité n'est pas correcte.

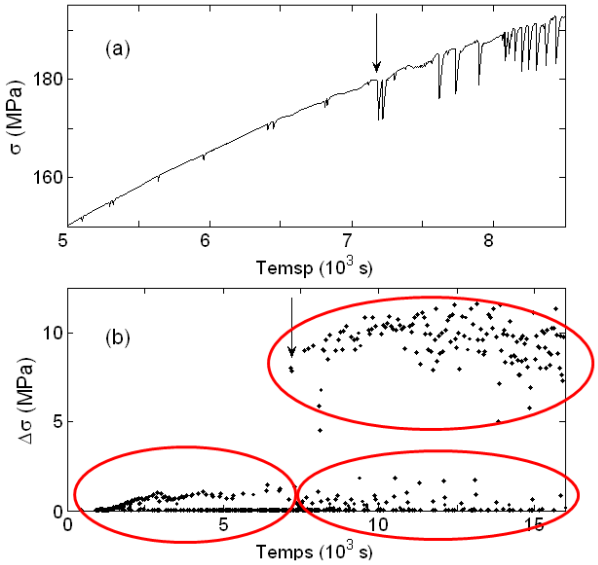


FIGURE 4.2: (a) Détails d'une courbe de déformation du type C ($\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$). La figure illustre des petites chutes de contrainte qui sont présentes sur la courbe avant le déclenchement des grandes chutes classiques de type C (ε_{cr} est indiquée par la flèche). Elles sont également visibles entre les grandes chutes. (b) Evolution des amplitudes de l'ensemble des chutes de contrainte en fonction du temps. Les ovales rouges indiquent approximativement les trois populations des sauts. La position de la flèche correspond à celle de la figure (a).

La littérature ne mentionne pas d'observations de petites fluctuations de contrainte à des vitesses de déformation plus élevées. Néanmoins, elles ne sont pas exclusives des très basses vitesses car on observe aussi dans ce travail des événements à petite amplitude avant ε_{cr} pour le comportement de type B, bien qu'ils se présentent sous

forme d'ondulations lisses plutôt que de chutes brusques. Contrairement au cas du type C (Fig. 4.2(b)), ces ondulations ne sont plus perceptibles dans l'intervalle $\varepsilon > \varepsilon_{cr}$, où les amplitudes des chutes manifestent une forte dispersion, ce qui empêche à première vue la différenciation des échelles. Aux plus grandes vitesses de déformation (domaine associé au comportement de type A), il est difficile de distinguer des petits événements avant ε_{cr} ; on observe toute taille de "chutes" de contrainte après ε_{cr} sans pouvoir différencier des échelles caractéristiques (voir section 1.3.1).

4.1.2 *Emission acoustique*

De même que les courbes de traction à l'échelle macroscopique, l'émission acoustique présente dans son ensemble des caractéristiques conformes aux observations antérieures (par exemple, [112, 113, 114]) pour les alliages à vieillissement dynamique. Dans ces travaux, l'activité acoustique pendant l'effet PLC était décrite à l'aide de caractéristiques moyennes, telles que la fréquence moyenne des oscillations du signal acoustique. Cette fréquence ("count rate") est illustrée sur les graphiques (b) des figures 4.3 et 4.4, synchronisée aux courbes de traction placées au-dessus. On s'intéresse tout d'abord à l'évolution moyenne de la fréquence ; on voit que l'émission acoustique est détectée pratiquement dès le début de la déformation et que son activité augmente d'abord rapidement, puis diminue vers la transition élasto-plastique. Ce comportement est aussi typique pour des matériaux purs. La forte activité acoustique initiale est généralement attribuée au processus de multiplication des dislocations et aux fortes valeurs du libre parcours moyen des dislocations mobiles dans le matériau non durci. Par la suite, l'augmentation de la densité de dislocations crée des obstacles à leurs mouvements, expliquant la diminution de l'activité acoustique. Aprés cette période transitoire, l'activité acoustique se stabilise. A l'apparition et au développement de l'instabilité, l'émission acoustique moyenne augmente parfois à nouveau, pour finalement diminuer à l'approche de la striction.

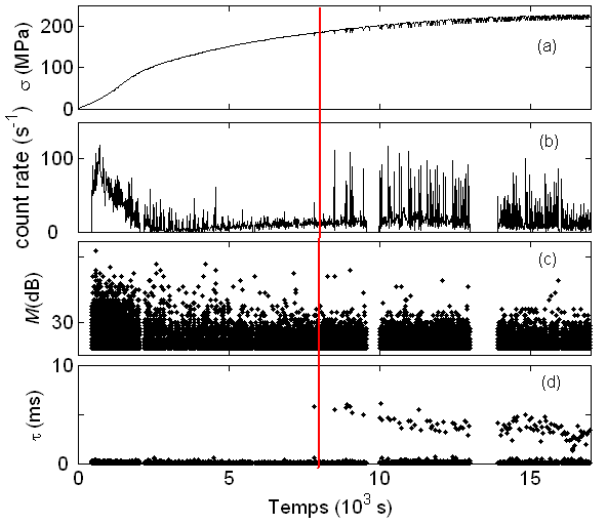


FIGURE 4.3: Comparaison de l'évolution de la contrainte nominale $\sigma(t)$ et des caractéristiques de l'émission acoustique : la fréquence moyenne ("count rate"), l'amplitude logarithmique des salves acoustiques M et leurs durées τ. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. $(HDT, HLT) = (300\,\mu s, 300\,\mu s)$. La ligne pointillée indique la déformation critique pour l'apparition de l'effet PLC.

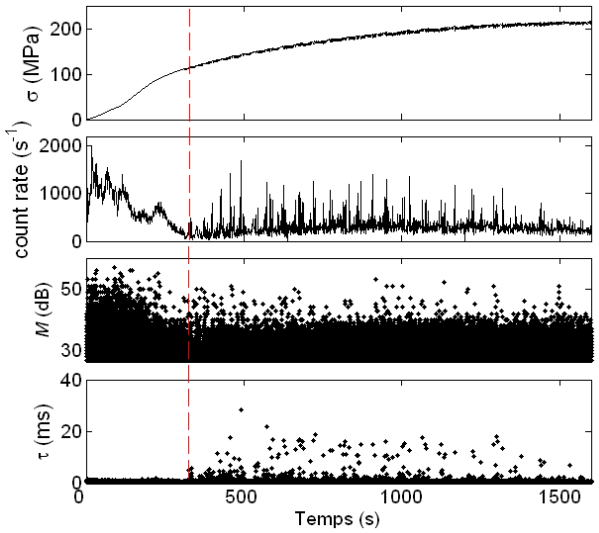


FIGURE 4.4: Mêmes éléments que Fig. 4.3, pour une vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.

Au-delà de la fréquence moyenne, une propriété particulière de l'émission acoustique dans les conditions de l'effet PLC est la présence d'éclats (" bursts ") d'activité

qui se superposent à la tendance lente décrite ci-dessus. Si l'on suppose qu'une chute importante de contrainte nécessite un mouvement collectif de centaines de milliers de dislocations, cela conduit souvent à une vision simpliste que les bandes PLC sont responsables de la forte intensité acoustique des bursts (EA discontinue), tandis que les processus plastiques ayant lieu pendant le rechargement sont accompagnés d'une émission quasi continue d'amplitude réduite.

Néanmoins, comme on peut observer sur les graphiques (c) des figures 4.3 et 4.4, l'apparition de l'instabilité PLC n'influence pas l'intensité de l'émission acoustique, révélée par l'amplitude M des salves acoustiques. On note que l'amplitude diminue avec l'écrouissage au début de l'essai, jusqu'à atteindre un niveau stationnaire peu après la transition élasto-plastique, qui ne change pas lors de l'apparition des grandes chutes de contrainte. Par contre, on observe très nettement des sauts dans la durée des salves τ aux moments des chutes, qui sont d'autant plus importants que la vitesse de déformation est élevée (graphiques (d) des figures 4.3 et 4.4). Ces sauts atteignent $5-10\,ms$ pour $\dot{\varepsilon}_a = 2\times10^{-5}s^{-1}$ et $10-20\,ms$ pour $\dot{\varepsilon}_a = 2\times10^{-4}s^{-1}$, tandis que la durée des évènements acoustiques qui se présente comme un bruit de fond varie typiquement entre $1\,\mu s$ et $1\,ms$. La plage d'amplitude observée, identique avant et après ε_{cr}, [1] permet de supposer que les sauts dans la durée des évènements τ aux moments des chutes sont dus au cumul de plusieurs salves non superposées mais successives, dont l'amplitude maximale n'augmente pas quand commence l'instabilité PLC. Cela implique un modèle d'instabilité comme étant l'image de plusieurs avalanches de dislocations qui se déclenchent les unes à la suite des autres.

Cette suggestion est confirmée par les essais dans lesquels les paramètres *HDT* et *HLT*, utilisés pour individualiser les salves acoustiques, sont modifiés au cours de l'essai (par exemple, les figures 4.5 et 4.6). La variation de *HLT* n'influence logiquement que le nombre de salves enregistrées et laisse invariables les intervalles de valeurs de leurs amplitudes et durées. Au contraire, la réduction de *HDT* résulte en une diminution

1. Pour une seule éprouvette seulement, nous avons observé quelques "bursts" d'amplitude pendant les chutes du type C.

des durées τ, mettant ainsi en évidence une meilleure individualisation des événements successifs. Ainsi, lorsque HDT est modifié d'un ordre de grandeur, on relève des valeurs de τ différentes d'un facteur de 2 à 3 pour $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$ (Fig. 4.5) et supérieur à 10 pour $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-4} s^{-1}$ (Fig. 4.6).

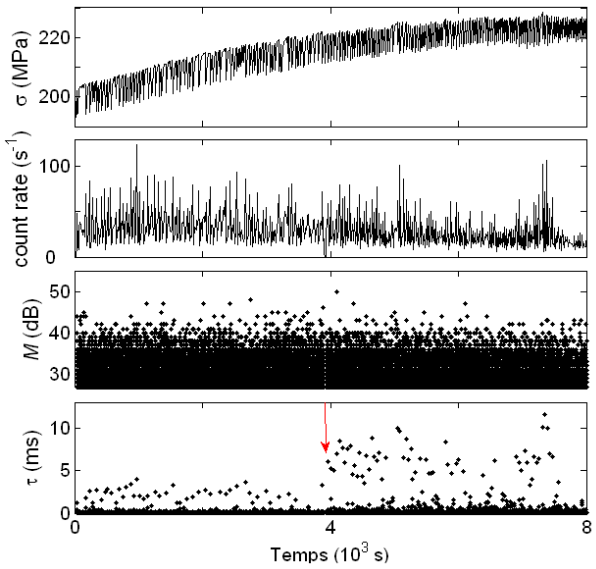


FIGURE 4.5: Les conditions de l'essai et les désignations sont les mêmes que sur la figure 4.3. La flèche montre le moment du changement des paramètres (HDT, HLT) : (40 μs, 40 μs) $\rightarrow$ (300 μs, 300 μs).

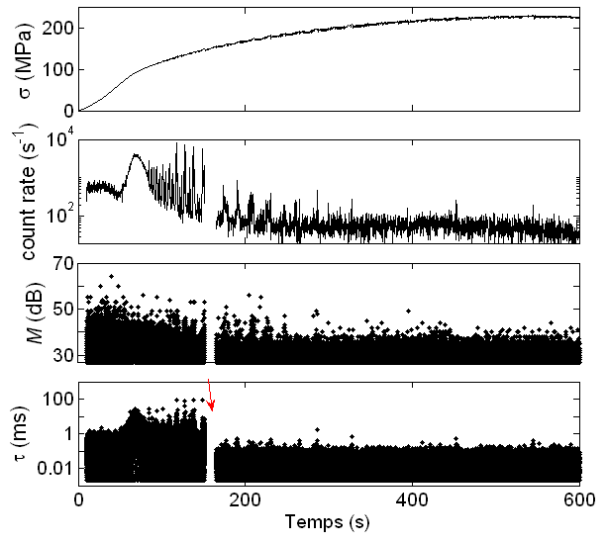


FIGURE 4.6: Essai de changement des paramètres d'individualisation de salves pour $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-4} s^{-1}$. La flèche correspond au changement des paramètres (HDT, HLT) : (300 μs, 300 μs) $\rightarrow$ (30 μs, 300 μs).

Notons la présence de "bursts" pour la plus petite valeur de HDT, qui indique que le chevauchement des salves a lieu dans toutes les conditions expérimentales. Comme présupposé, les amplitudes ne sont pas influencées par ces modifications.

Le rôle du chevauchement des salves acoustiques devient clair quand on examine plus en détail les courbes expérimentales aux différents stades de la déformation. La figure 4.7 présente les résultats de mesures acoustiques dans un intervalle du temps qui précède ε_{cr}, associés à la partie de la courbe de déformation correspondante, pour un essai effectué à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. On note une accumulation de points sur les courbes (b) et (c) aux moments des petites chutes de contrainte, ces dernières entraînent donc un nombre élevé de salves acoustiques. Cet aspect quantitatif s'accompagne en plus d'une augmentation de la durée maximale et de l'amplitude maximale des salves. On observe également de longues salves de grande amplitude mais qui, étant solitaires, ne sont pas associées à des chutes de contrainte sur la courbe de déformation.

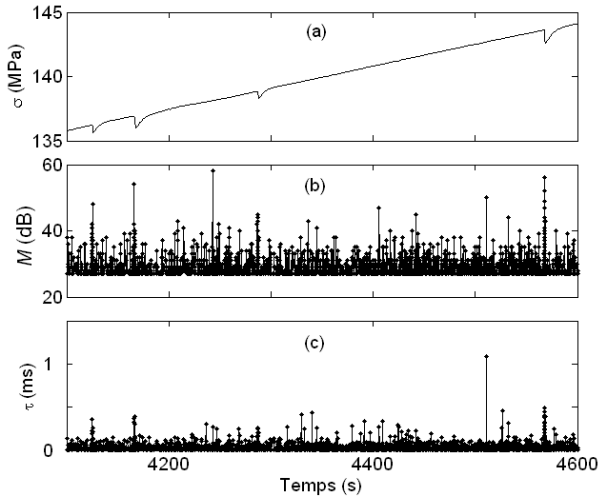


FIGURE 4.7: (a) Détail de l'évolution de la contrainte nominale $\sigma(t)$ avant la déformation critique pour un essai à vitesse de déformation imposée égale à $2 \times 10^{-5} s^{-1}$. (b) Amplitude logarithmique des salves acoustiques. (c) Durées des salves.

La figure 4.8 montre des graphes similaires à la figure 4.7 pour un intervalle du temps après ε_{cr}. Il n'y a plus d'augmentation observable d'amplitude des salves aux moments

des (grandes) chutes de contrainte, mais chaque fois, on relève une salve de très longue durée. En regardant les détails de manière plus fine encore, on détecte une certaine augmentation des durées de quelques autres salves pendant la chute de contrainte.

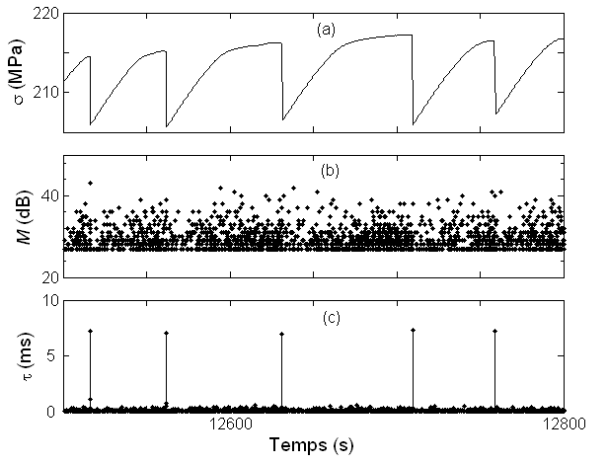


FIGURE 4.8: Mêmes éléments que la figure 4.7, pour un intervalle de temps après ε_{cr}.

Ces observations indiquent que les chutes de contrainte sont vraisemblablement liées à une synchronisation des avalanches de dislocations, extrêmement forte pour les grandes chutes de type C. En effet, cette tendance est évidente sur la figure 4.9 qui réunit les sous-ensembles de données expérimentales rassemblées avant ε_{cr} (croix rouges) et après ε_{cr} (points noirs). Deux nuages de points noirs distincts apparaissent, impliquant deux types de salves : l'un qui coïncide avec les salves observées avant le début de l'instabilité et l'autre qui correspond aux salves de longues durées (salves cumulées, valeurs élevées de τ).

Les amplitudes des salves qui se produisent au cours d'un essai, qu'elles soient liées à des instabilités macroscopiques ou à de la déformation macroscopiquement lisse, s'intègrent dans un intervalle borné. Il faut noter aussi que la fréquence des salves s'accroît sensiblement juste avant une chute importante de contrainte (type C) tandis qu'elle est faible après cette chute, au début du rechargement de l'éprouvette (Fig 4.8). En découle que la chute de contrainte se produit quand le niveau global des

contraintes internes augmente suffisamment, tout en étant conforme au mécanisme qui a été suggéré, à savoir l'enchaînement d'avalanches successives pendant la chute de contrainte.

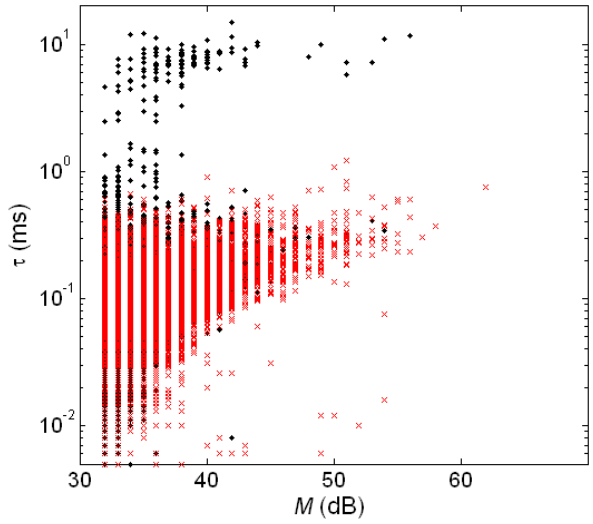


FIGURE 4.9: Corrélation entre les durées τ et les amplitudes (logarithmiques) M des salves acoustiques. Croix rouges : avant ε_{cr}, points noirs : après ε_{cr}. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$.

La corrélation entre les instabilités PLC et la durée des salves, ou plus généralement l'activité acoustique, se réduit avec l'augmentation de la vitesse de déformation imposée. Pour un essai de type B à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$, il est difficile d'établir une corrélation entre l'émission acoustique et les ondulations de contrainte observées avant l'apparition de la déformation critique. Après l'apparition des instabilités macroscopiques, quelques observations sont possibles, comme le montre la figure 4.10. Comme déjà mentionné, les valeurs maximales de τ sont plus importantes qu'à basse vitesse de déformation, allant parfois jusqu'à *40 ms*. Cependant, ces pics de durée τ ne sont clairement visibles que pour une partie des chutes de contrainte. Il faut zoomer (voir figure 4.10), ou utiliser des coordonnées logarithmiques (Fig. 4.11), pour se rendre compte de l'augmentation de τ pour les autres chutes. Cette augmentation reste faible, jusqu'à *1 ms* environ. Le graphe de corrélation M-τ montre que la séparation des sous-ensembles de données, correspondant aux intervalles $\varepsilon < \varepsilon_{cr}$ et $\varepsilon > \varepsilon_{cr}$ devient moins prononcée.

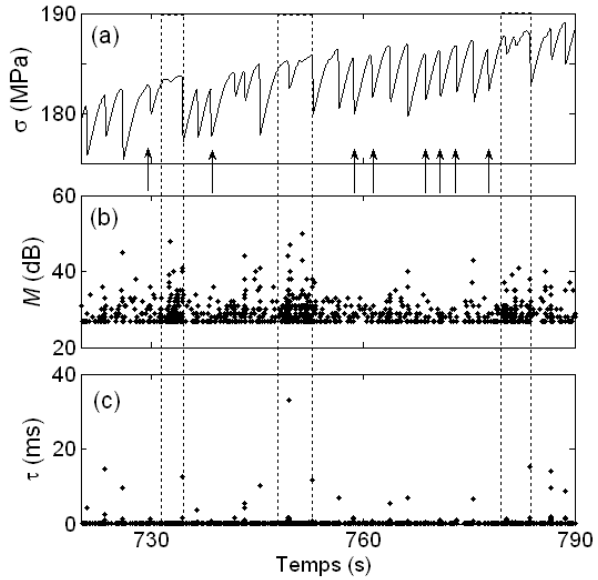


FIGURE 4.10: Mêmes éléments que figure 4.7, pour la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ (type B). Les flèches indiquent des chutes de contrainte non accompagnées de grands "bursts" de τ. Les pointillés délimitent des intervalles de croissance de l'activité acoustique, associés à la germination d'une nouvelle série propagative de bandes du type B.

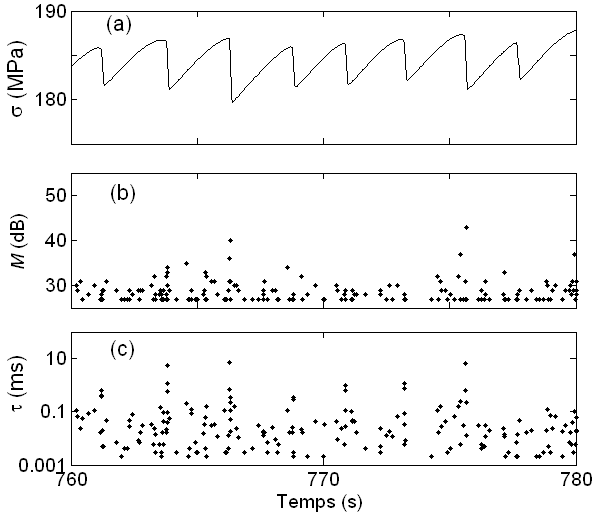


FIGURE 4.11: Détails de la figure 4.10.

En outre, la figure 4.10 présente un "pattern" différent lors de certaines périodes qui séparent des séries relativement régulières de chutes du type B (ces périodes sont

encadrées en pointillés). Si les durées des salves ne sont pas différentes, on observe pendant ces périodes une forte croissance du nombre de salves et la présence de salves avec une amplitude élevée. Il s'agit ici, à une autre échelle, du même phénomène que celui décrit dans le cadre du type C, à savoir une "temporisation" accompagnée d'une augmentation des contraintes internes. Ces périodes s'intercalent entre deux propagation relais de bandes PLC le long de l'éprouvette telles qu'elles ont été décrites dans la section (1.3.1). Une propagation relais correspond à une série régulière de bandes PLC qui se propage dans le matériau durci par le passage de la série précédente.

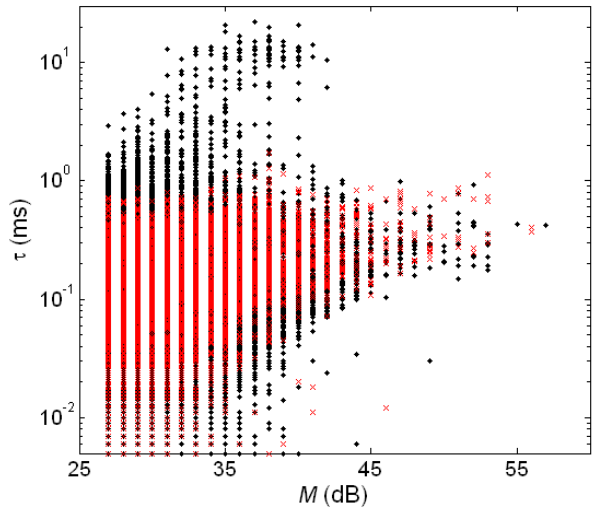


FIGURE 4.12: Mêmes éléments que la figure 4.9, pour $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.

Les données des figures 4.10 et 4.11 sont conformes à la fois à la vision conventionnelle de l'activité acoustique pendant la déformation plastique et à l'hypothèse de chevauchement des avalanches de dislocations aux moments des chutes brusques de contrainte. En effet, la concentration locale de contraintes internes pendant le chargement de l'éprouvette peut déclencher de nombreuses avalanches individuelles, dont des avalanches de grande amplitude. L'homogénéisation du champ de contraintes qui résulte de ces mouvements des dislocations aboutit, d'un côté à un processus relativement régulier de propagation relais des bandes PLC et, d'un autre côté favorise l'enchaîne-

ment des avalanches de dislocations qui participent au développement de chaque bande (et de la chute de contrainte qu'elle cause).

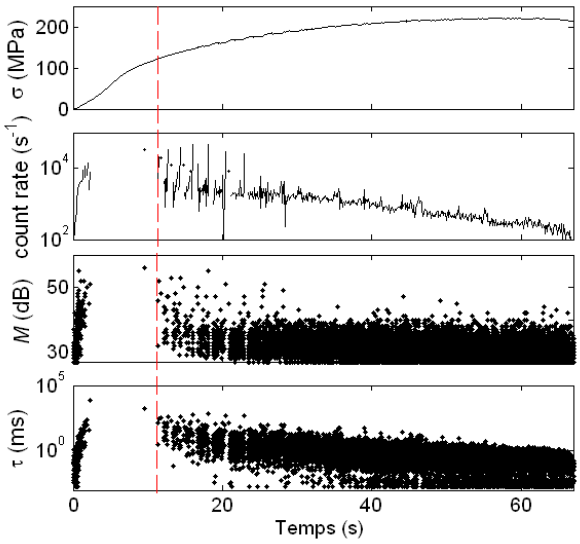


FIGURE 4.13: Mêmes éléments que les figures. 4.3 et 4.4, pour la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon} = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$.

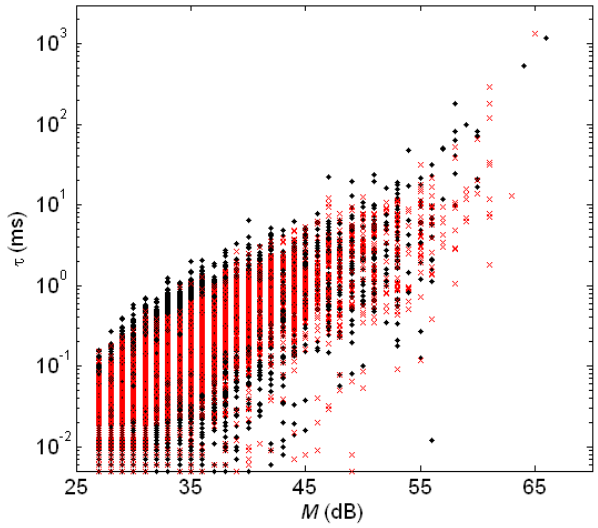


FIGURE 4.14: Mêmes éléments que Fig. 4.9, pour $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$.

Enfin, pour les plus grandes vitesses de déformation, les tendances observées restent valables. La figure 4.13 présente les résultats expérimentaux pour une éprouvette

déformée à $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$ (instabilité de type A). On peut voir que pendant la transition élasto-plastique, l'activité acoustique est tellement forte qu'elle fusionne en deux avalanches seulement, qui durent quelques secondes chacune. Ensuite, elle diminue et il devient possible d'individualiser les salves acoustiques. Toutefois, la durée des événements n'atteint pas une plage stationnaire : la valeur maximale de τ, supérieure à *100 ms* juste après ε_{cr}, diminue progressivement jusqu'à des valeurs de quelques millisecondes à la fin de l'essai. La plage des amplitudes se stabilise quant à elle vers $t \approx 20\,s$, ce qui permet d'appliquer néanmoins les analyses statistiques présentées dans les sections suivantes. Enfin, il est difficile d'établir une corrélation quelconque entre les résultats de l'émission acoustique et les instabilités du type A observées sur la courbe de déformation. Le graphe de corrélation M-τ montre en effet une bonne coïncidence de l'ensemble des données pour les intervalles $\varepsilon < \varepsilon_{cr}$ et $\varepsilon > \varepsilon_{cr}$.

En conclusion de cette partie, il faut souligner les points suivant :

1. On observe des pics de la durée τ des salves acoustiques aux moments de l'apparition de bandes PLC du type C qui ne sont pas accompagnés de sauts en amplitude. Cela nous a permis de supposer qu'une bande se forme par propagation à caractère avalancheux de l'activité plastique. Le développement d'une bande dure une dizaine de millisecondes. En absence d'instabilité macroscopique (avant ε_{cr} ou pendant le rechargement après une chute du type C), les durées des salves sont inférieures à *1 ms*. Pour des vitesses de déformation imposée plus importantes (type B), les valeurs maximales de τ augmentent, indiquant une activité acoustique plus forte. Parallèlement, la corrélation entre ces "bursts" et les chutes de contrainte diminue, jusqu'à pratiquement disparaître aux très grandes vitesses de déformation (type A).
2. L'apparition de l'instabilité PLC n'influe pas sur la valeur des amplitudes des salves acoustiques. Ces amplitudes de l'émission acoustique ne sont pas représentatives d'instabilités particulières, macroscopiques ou autres.
3. On note que l'intensité (l'amplitude) de l'émission acoustique est stationnaire

dans de larges intervalles temporels au cours des essais, y compris en présence d'instabilités de type PLC. Cela permet d'appliquer à ces signaux les analyses statistique et multifractale ; il faut cependant veiller à raccourcir les intervalles d'analyse dans la partie initiale de l'essai.

4.2 Analyse statistique

4.2.1 *Statistique des fluctuations de contrainte*

L'analyse statistique des courbes de déformation est conforme à d'autres travaux antérieurs, confirmant l'aspect classique du comportement macroscopique de l'alliage étudié (pour un matériau sujet à l'effet PLC). Par exemple, les histogrammes de distribution des amplitudes des chutes de contrainte pour les comportements de types B et C sont similaires à ceux obtenus dans [3, 68]. Egalement, on retrouve des distributions en loi puissance pour la densité de probabilité des chutes de type A. Ces lois puissance $P(\Delta\sigma) \sim \Delta\sigma^{-\alpha}$ s'étendent sur plus d'un ordre de grandeur et demi (Fig 4.15(a)). La valeur de l'exposant varie selon l'échantillon dans un intervalle de $\alpha \approx 1 \div 1.5$. Rappelons que cette invariance d'échelle est associée à une dynamique critique auto-organisée [3]. Une distribution en loi puissance a également été observée pour les durées des chutes de contraintes mais l'étendue de cette loi puissance est insuffisante pour obtenir des estimations fiables sur les exposants [cf. [69]]. Cette difficulté est d'ailleurs courante, commune à de nombreux systèmes régis par une dynamique critique auto-organisée.

Les amplitudes et les durées des chutes de contrainte de type B présentent une statistique en forme de cloche plus ou moins proche d'une distribution gaussienne (Fig4.15(b)). Une statistique gaussienne reflète l'existence pour les évènements d'une échelle caractéristique, définie entre autres par une valeur moyenne autour de laquelle ces caractéristiques (comme l'amplitude) vont fluctuer. La forme exacte des histogrammes change d'un échantillon à l'autre et si elle reste globalement gaussienne on observe cependant de façon récurrente une probabilité élevée des évènements de faible

amplitude. Ces derniers, abordés dans l'étude des petits évènements dans la section précédente, sont supposés présenter une échelle caractéristique différente de celle des chutes du type B. En effet, même si visuellement elles sont noyées sur la courbe de déformation macroscopique parmi les chutes de grande amplitude caractéristiques du type B, la forme "bimodale" des histogrammes confirme la présence d'une séparation d'échelle.

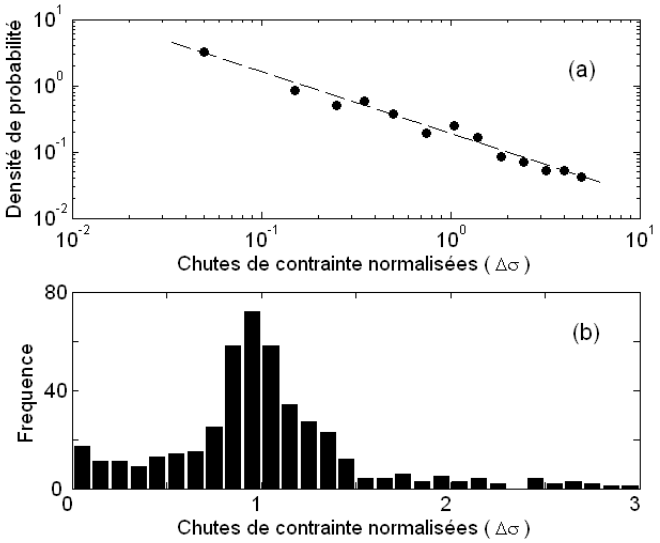


FIGURE 4.15: (a) Densité de probabilité des amplitudes $\Delta\sigma$ des chutes de contrainte pour un comportement de type A ($\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$). (b) Histogramme de la distribution des amplitudes des chutes de contrainte pour un comportement de type B ($\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$). Les valeurs de $\Delta\sigma$ sont normalisées comme décrit dans le chapitre 3.

Ce caractère bimodal des histogrammes est particulièrement prononcé à basse vitesse de déformation [69]. Effectivement, deux échelles distinctes pour les amplitudes des chutes de contrainte sont présentes sur les courbes de traction (Fig. 4.2), ce qui nous a suggéré d'effectuer des analyses statistiques séparées pour les deux groupes d'événements.

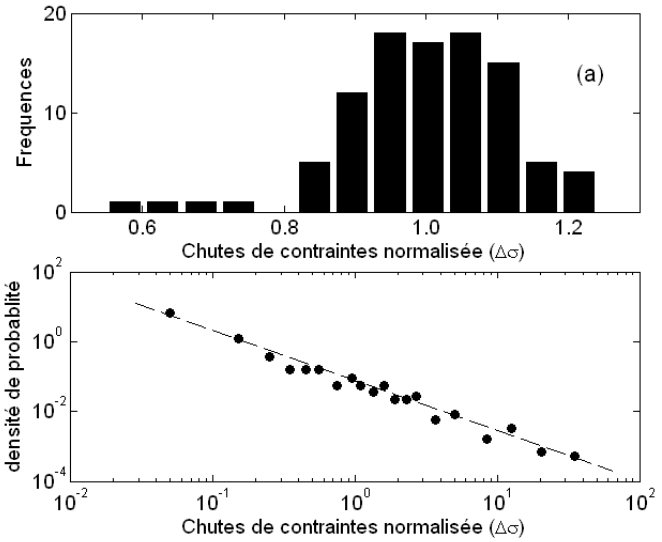


FIGURE 4.16: (a) Distribution des amplitudes normalisées des chutes de contrainte de type C. (b) Densité de probabilité des chutes de contrainte inférieures à $5\,MPa$. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$.

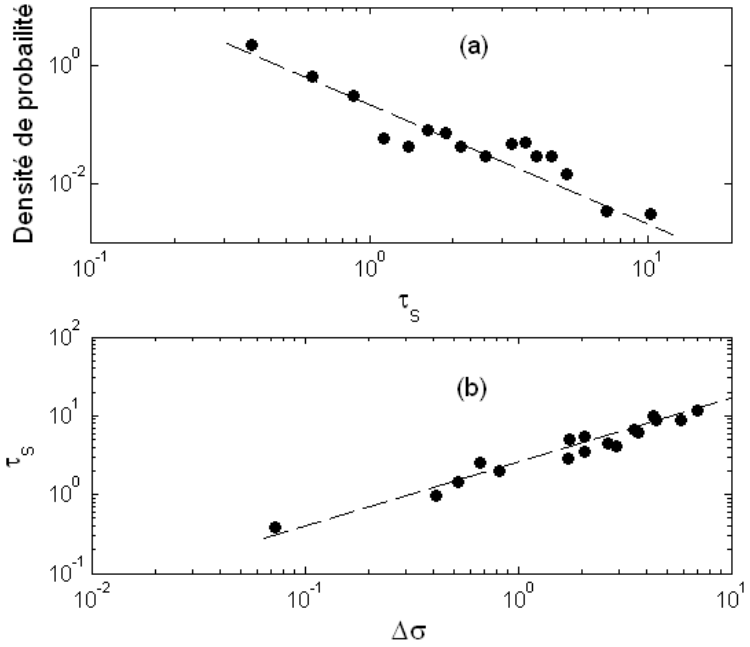


FIGURE 4.17: Densité de probabilité des durées τ_s (a) et la relation entre la durée τ_s et l'amplitude $\Delta\sigma$ (unités relatives) (b) pour les petites chutes de contrainte observées pendant l'instabilité PLC du type C. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$.

De manière attendue, des histogrammes en forme de cloche décrivent les distributions des grandes chutes de type C (Fig. 4.16 (a)). Le résultat obtenu pour la distribution des petites chutes relevées dans le même intervalle ($\varepsilon \geq \varepsilon_{cr}$) est beaucoup plus inattendu : en effet, leur distribution obéit à une loi puissance $P(\Delta\sigma) \sim \Delta\sigma^{-\alpha}$ qui s'étend sur deux à trois ordres de grandeur (Fig. 4.16(b)). La valeur de l'exposant varie selon l'échantillon dans un intervalle similaire à celui trouvé dans le cas des chutes de type A ($\alpha \approx 1 \div 1.5$). De plus, une loi puissance $P(\tau_s) = \tau_s^{-\beta}$ est également obtenue pour la densité de probabilité des durées de ces petites chutes (Fig. 4.17(a)). Durées et amplitudes satisfont également la loi puissance suivante $\tau_s = \triangle\sigma^{\gamma}$ (Fig. 4.17(b)). Les exposants α, β, γ sont reliés par la formule :

$$\gamma\,(\beta - 1) = \alpha - 1 \tag{4.1}$$

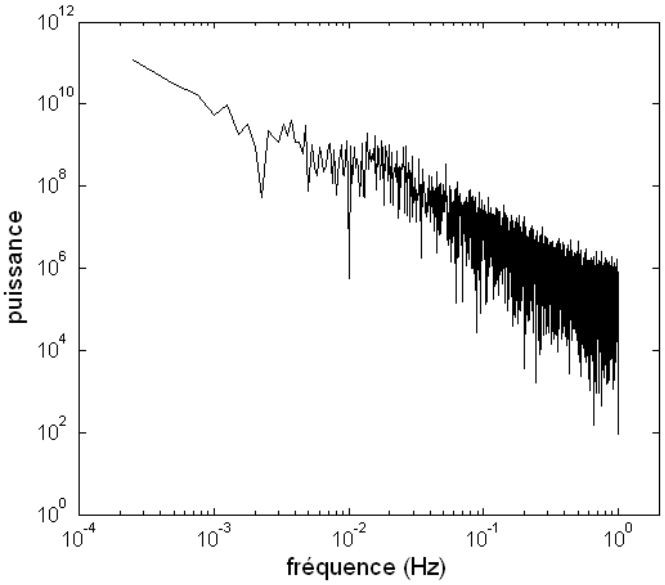


FIGURE 4.18: Spectre de Fourier pour une courbe de déformation de type C ($\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$). On observe un pic large dans un intervalle de fréquence compris entre ≈0.01 Hz et ≈0.03 Hz, qui correspond à la fréquence moyenne des grandes chutes de contrainte.

L'équation (4.1) est approximativement satisfaite pour les résultats expérimentaux présentés sur les figures (4.16) et (4.17) ($\alpha \approx 1.46 \pm 0.06$; $\beta \approx 1.8 \pm 0.2$; $\gamma = 0.73 \pm 0.08$),

ce qui est un élément supplémentaire de vérification du comportement en loi puissance.

L'absence d'échelle caractéristique pour l'amplitude et la durée des événements est une signature de la dynamique critique auto-organisée. En toute rigueur, il est recommandé de déterminer l'exposant qui décrit le spectre de Fourier de la série temporelle analysée [115] ; une telle analyse est cependant rendue délicate par le fait que les petites chutes sont intercalées avec les chutes de contrainte d'amplitude plus importante de type C. La figure 4.18 montre le résultat du calcul du spectre de Fourier ; on peut y observer la superposition d'un pic large et d'une dépendance en loi puissance. Néanmoins, la totalité des résultats permet de supposer que la criticalité auto-organisée, habituellement associée à un large intervalle d'échelle à haute vitesse de déformation, peut également se manifester aux vitesses moins élevées, dans un intervalle d'échelle plus limité. Cette hypothèse motive la poursuite des analyses sur les résultats obtenus par EA qui sont représentatifs d'un comportement à une échelle différente de l'échelle macroscopique.

4.2.2 *Statistique de l'EA*

Comme décrit dans la section (3.2), l'étude statistique des signaux acoustiques a été réalisée sur la base des amplitudes acoustiques dans ce travail de thèse. Les difficultés inhérentes à la méthode acoustique et l'absence de certitude que la durée d'une salve acoustique reflète bien la vraie durée du processus qui la génère justifie ce choix. Dans la section précédente (4.1), nous avons montré qu'il existe aussi des difficultés à un niveau plus fondamental, ces difficultés sont dues au chevauchement des avalanches de dislocations. En effet, le chevauchement est inévitable à une vitesse de déformation finie et devient de plus en plus important avec l'augmentation de la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a$. Bien évidemment, le fusionnement des salves ne résulte pas seulement en une augmentation des valeurs des durées et des énergies enregistrées, mais aussi en une perte de données sur l'amplitude des salves : pour une salve composée de plusieurs salves, c'est l'amplitude de la plus grande salve qui sera enregistrée. Néanmoins, on

peut supposer que s'il s'agit d'une statistique invariante d'échelles, cette dégradation de résolution ne devrait pas influencer les résultats. Dans tous les cas, l'observation d'un caractère stationnaire pour les amplitudes et leur insensibilité à la fois aux paramètres d'individualisation des salves et à l'apparition de l'effet PLC justifie l'analyse statistique. Comme cela a été expliqué dans la section (3.2) l'analyse statistique est effectuée sur le carré des amplitudes (A^2).

Le résultat majeur de cette étude statistique sur les signaux acoustiques est présenté sur les figures (4.19) et (4.23). L'amplitude au carré des signaux acoustiques obéit à des lois puissance pour toutes les vitesses de déformation imposées, et ceci quelque soit le stade de déformation considéré.

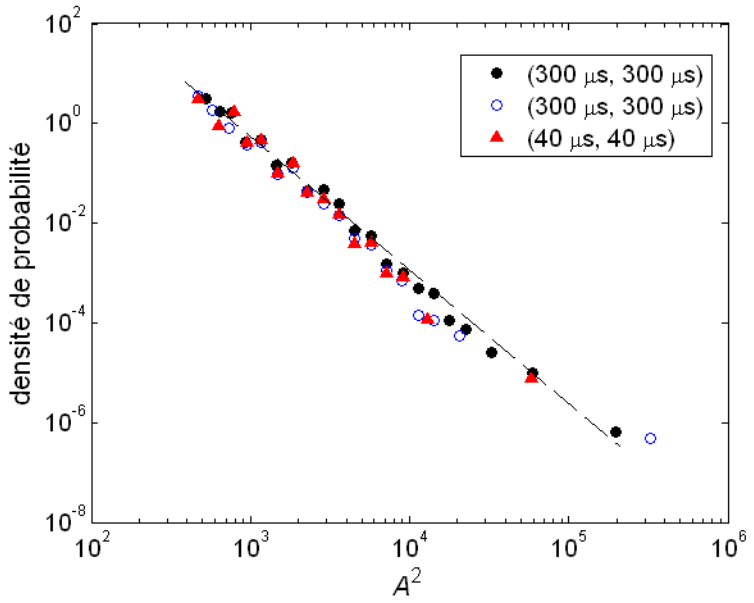


FIGURE 4.19: Densité de probabilité de A^2 pour trois éprouvettes déformées à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Les paramètres (HDT, HLT) sont indiqués sur la figure. La valeur du PDT est égale à $HDT/2$ dans tous les cas. Afin de comparer les distributions obtenues pour différents ensembles de données, la valeur de A^2 sur cette figure (et sur toutes les autres figures) est normalisée par rapport à la moyenne sur chaque ensemble.

Afin de vérifier la robustesse des résultats obtenus vis-à-vis des paramètres d'enregistrement (HDT, HLT, PDT) , des analyses complémentaires ont été effectuées pour

différentes valeurs de ces paramètres. La figure 4.19 montre un exemple de résultats obtenus pour trois éprouvettes déformées à basse vitesse de déformation (type C). L'aquisition des amplitudes acoustiques a été effectuée pendant le même stade de déformation, en utilisant deux jeux de paramètres différents : $HDT = HLT = 300\mu s\,, PDT = 150\mu s$ et $HDT = HLT = 40\mu s\,, PDT = 20\mu s$. On peut constater que les trois lois puissance coïncident approximativement. La figure 4.20 présente le résultat de l'analyse statistique pour deux valeurs de HDT lors d'un essai à grande vitesse de déformation ($\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-4} s^{-1}$). On voit que dans ce cas également, le changement du HDT ne produit pas d'effet conséquent sur la loi d'échelle. Cela est conforme aux résultats d'une étude récente s'intéressant aux effets des paramètres d'individualisation des évènements acoustiques sur leur statistique invariante d'échelle [116].

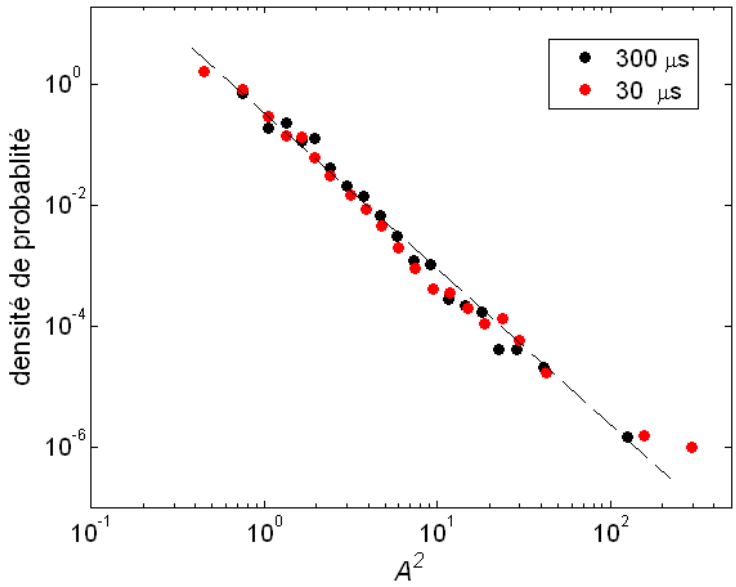


FIGURE 4.20: Densité de probabilité de A^2 pour le cas d'une modification en cours d'essai du HDT lors de l'essai de traction à $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-4} s^{-1}$. Les données sont prélevées dans des intervalles de temps adjacents (juste avant et après le changement de la valeur du HDT) . Les valeurs du HDT sont indiquées sur la figure. $PDT = HDT/2,\ HLT = 300\,\mu s$.

Enfin, les figures 4.21 et 4.22 illustrent encore une fois la robustesse des résultats obtenus. La figure 4.21(b) compare les distributions pour trois types d'évènements

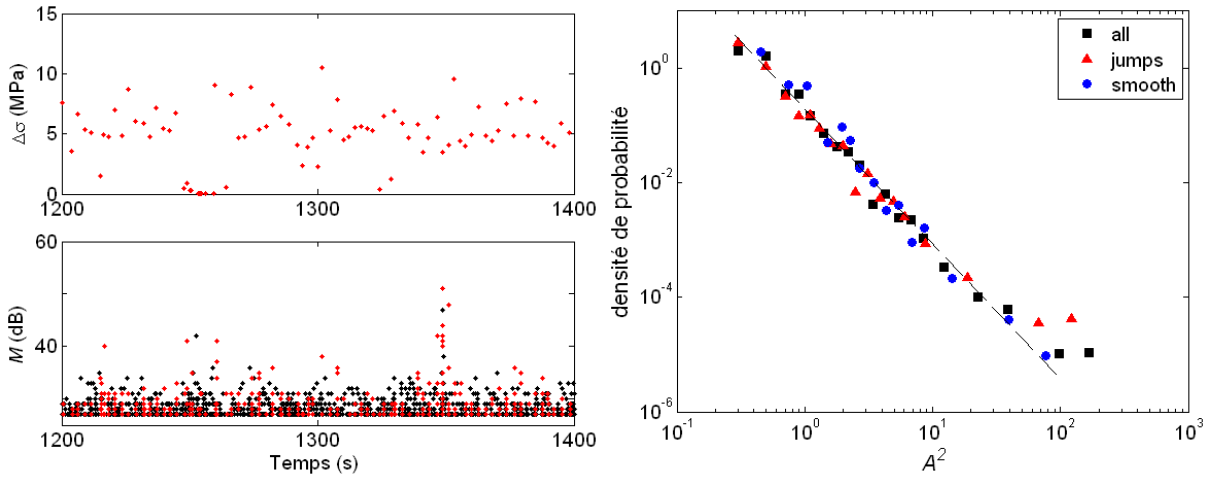
enregistrés pour un essai à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ (type B) : évènements correspondants aux instants des chutes de contrainte, évènements pendant les périodes de rechargement entre les chutes et ensemble de tous les évènements.

La figure 4.22 présente les mêmes éléments pour un essai de type C ($\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$). Dans ce cas, les évènements acoustiques enregistrés pendant les petites chutes et pendant les grandes chutes de type C sont considérés. On note une légère déviation à la loi puissance moyenne pour les évènements acoustiques qui sont liés aux grandes chutes de type C (Fig 4.22) ; on trouve notamment une augmentation de la probabilité des événements acoustiques de grande amplitude. Cette tendance légère est aussi perceptible sur les figures 4.19 et 4.20, ce qui peut indiquer un effet de superposition des salves.

En résumé, les lois puissance obtenues s'étendent sur deux à trois ordres de grandeur. L'intervalle le plus court d'environ un ordre de grandeur et demi correspond à la plus grande vitesse de déformation imposée ($\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$). Cela peut être attribué à un fort chevauchement des avalanches de dislocations. En effet, le nombre d'évènements enregistrés à cette vitesse de déformation est faible par rapport à celui enregistré aux vitesses inférieures.

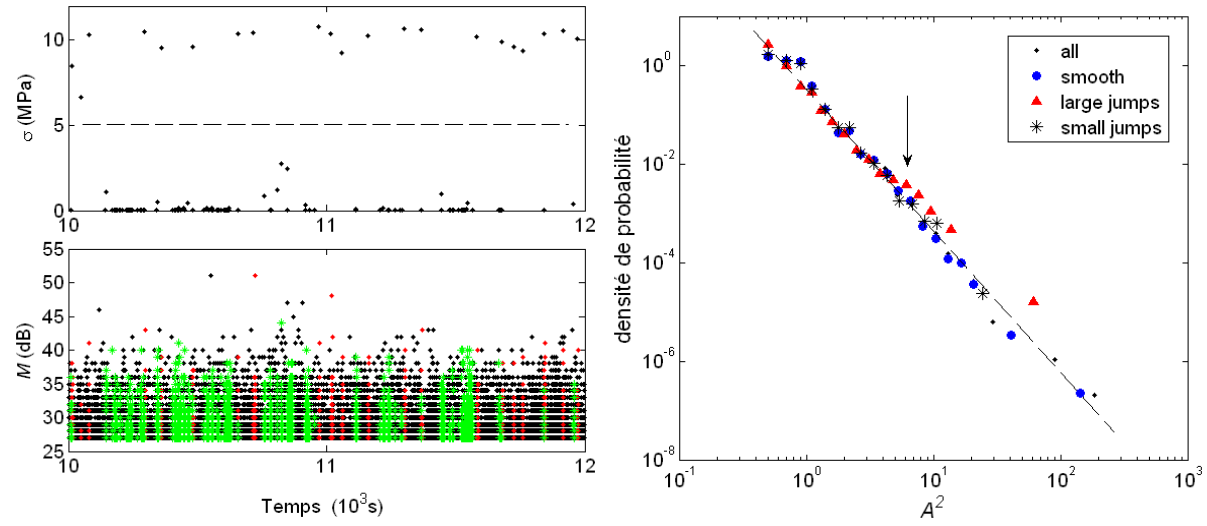
Des déviations aux lois puissance moyennes ont été notées dans certains cas, ces déviations peuvent être dues :

- à l'effet de chevauchement des avalanches des dislocations et/ou à l'effet de taille qui empêchent le développement d'avalanches de grande taille pour ce qui concerne les déviations associées aux évènements de grandes amplitudes ;
- à la limitation dûe à la résolution expérimentale pour les évènements de faibles amplitudes.



(a) (b)

FIGURE 4.21: (a) Série de chutes de contrainte $\Delta\sigma$ et amplitudes logarithmiques M des salves acoustiques associées. Les points rouges correspondent aux salves enregistrées aux moments des chutes, les points noirs présentent le sous-ensemble complémentaire des salves qui accompagnent les périodes de rechargement. (b) Fonctions de densité de probabilité pour trois sous-ensembles de données : points noirs - ensemble entier ; triangles bleus - pendant les chutes ; cercles bleus - périodes de rechargement. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.



(a) (b)

FIGURE 4.22: Mêmes éléments que Fig. 4.21, pour $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Les symboles verts (points (a) ou croix (b)) correspondent à l'émission acoustique enregistrée pendant les petites chutes. La flèche sur la figure (b) indique la déviation du sous-ensemble correspondant aux grandes chutes de type C.

Qualitativement, les lois puissance sont insensibles aux modifications des paramètres expérimentaux, ce qui nous autorise à examiner les effets de la vitesse de déformation et du taux de déformation sur la valeur des exposants α_{AE}. Dans ce but, l'analyse statistique a été effectuée sur des intervalles de temps pendant lesquels :

- les aspects du signal acoustique et des fluctuations de contrainte normalisées ne change pas ;
- la moyenne glissante des amplitudes de chacun de ces " signaux " fluctue autour d'une valeur constante.

La crédibilité de ce choix a ensuite été vérifiée en modifiant les bornes des intervalles et en vérifiant que la modification résultante de l'exposant α_{AE} n'excède pas la déviation standard estimée par la méthode des moindres carrés. Le cas échéant, l'intervalle de temps a été divisé en intervalles plus petits où α_{EA} restait approximativement constant.

Les résultats de cette analyse sont illustrés sur la figure 4.23. Les intervalles dans lesquels α_{EA} est statistiquement stationnaire sont représentés par des rectangles, dont la hauteur représente l'estimation de l'erreur au sens des moindres carrés. On note que la valeur de α_{EA} varie au cours de l'écrouissage.

On constate de plus sur cette figure :

Avant la déformation critique :

- la valeur des exposants varie entre $\alpha_{EA} = 1.5$ et plus de $\alpha_{EA} = 2.5$ et dépend de la vitesse de déformation imposée ;
- les valeurs de α_{EA} à grande vitesse de déformation sont clairement inférieures à celles déterminées à moyenne et basse vitesse de déformation. A grande vitesse de déformation, la valeur s'approche de 1.5 qui est celle obtenue dans la littérature pour les matériaux purs (e.g., [85]).

Après la déformation critique :

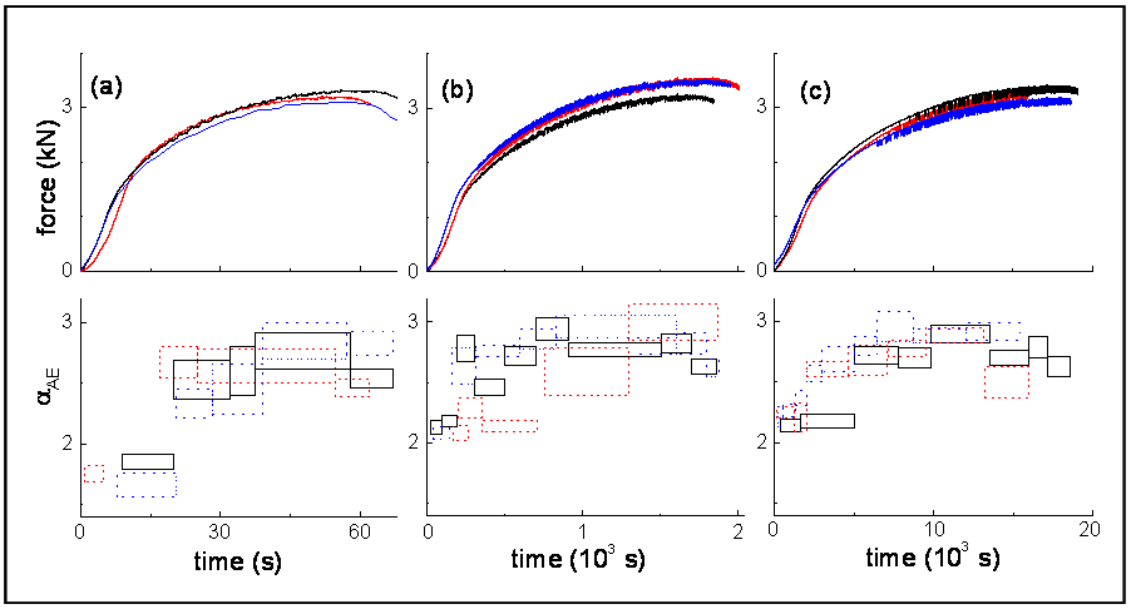


FIGURE 4.23: Courbes "force-temps" et variation de l'exposant α_{EA} en fonction du stade de déformation à différentes vitesses. A chaque vitesse de déformation sont montré des résultats pour trois éprouvettes. (a) $\dot{\varepsilon}_a = 6{\times}10^{-3}s^{-1}$; (b) $\dot{\varepsilon}_a = 2{\times}10^{-4}s^{-1}$; (c) $\dot{\varepsilon}_a = 2{\times}10^{-5}s^{-1}$.

- les valeurs de α_{EA} après la déformation critique sont plus élevées qu'avant ε_{cr} et varient entre 2.5 et 3. De plus, les essais à basse vitesse de déformation, caractérisés par des grandes valeurs de ε_{cr}, permettent d'observer une croissance de α_{EA} avant l'apparition de l'effet PLC. Il est difficile de conclure si cette augumentation de α_{EA} est dûe à l'approche de l'instabilité PLC ou tout simplement à l'effet de l'écrouissage.
- on observe une diminution de α_{EA} à l'approche de la striction jusqu'à la rupture.

Enfin, on note une forte variabilité de α_{EA} d'un échantillon à l'autre à vitesse de déformation moyenne, typique des conditions de l'effet PLC type B (Fig. 4.23(b)). Cette tendance est conforme aux résultats de [70], dans lequel l'analyse multifractale des chutes de contrainte a amené les auteurs à conclure sur une forte sensibilité à la microstructure de la dynamique des dislocations dans les conditions du type B.

Pour conclure l'analyse statistique développée dans cette section, on rappelle que, dans un intervalle de temps donné, une loi puissance identique pour des populations d'évènements acoustiques enregistrées à la fois pendant les chutes de contrainte et pen-

dant les périodes de rechargement a été défnie. Cette observation confirme l'hypothèse qu'un mécanisme similaire est à l'origine des processus de déformation gérant les instabilités PLC et la déformation "stable" séparant deux instabilités (voir la section précédente). Les distributions en loi puissance des signaux acoustiques et des petites fluctuations de contrainte prouvent que le mécanisme qui en est à l'origine est intrinsèquement intermittent et invariant d'échelle. Il faut souligner enfin que l'invariance d'échelle des signaux de l'émission acoustique a été trouvée dans toutes les conditions expérimentales ; même dans les cas des comportements de type B et C, pour lesquels les amplitudes des chutes de contrainte se distribuent sous la forme d'histogrammes en cloche. En d'autres termes, l'activité plastique est définie par une statistique qui dépend de l'échelle d'observation. En reprenant les résultats de la section précédente, on peut supposer que les bandes PLC sont des agrégats d'avalanches des dislocations. Bien que ces avalanches sont décrites par des distributions invariantes d'échelle, des échelles caractéristiques peuvent émerger à des niveaux plus macroscopiques, tel que celui décrit par les chutes de contrainte sur la courbe de déformation.

4.3 Analyse multifractale

L'analyse statistique précédente fournit une description globale de la probabilité des événements mais ignore certains aspects temporels comme leur distribution sur l'axe des temps ou leur corrélation. L'analyse multifractale permet quant à elle, en étudiant les caractéristiques de sous-ensembles de données au cours du temps (voir section 3.4), de détecter la présence de corrélations dans un signal et de les caractériser. En particulier, le caractère multifractal des signaux analysés, quand il existe, peut être associé à différentes causes : une distribution particulière des amplitudes du signal et/ou une répartition particulière des évènements sur l'axe des temps. Ces résultats sont à même de décrire la structuration multi-échelle des données expérimentales. Ceci fait l'objet de cette section.

4.3.1 Analyse des courbes de déformation

Pour mener une analyse multifractale sur les séries temporelles, on applique les mêmes précautions de prétraitement des signaux que dans le cas de l'analyse statistique, en particulier la normalisation des données. On calcule ensuite les fonctions de partition $Z_q(\delta t)$ comme cela a été expliqué dans la section (3.4). Rappelons que dans le cas d'un signal auto-similaire, ces fonctions satisfont la relation suivante :

$$Z_q(\delta t) \sim \delta t^{(q-1)D(q)} \; ; \quad Z_1(\delta t) \sim D(1)\, ln\delta t \tag{4.2}$$

Les résultats de l'analyse multifractale sont conformes aux travaux antérieurs [70, 16, 18, 46]. Par rapport à ces articles, nous avons réalisé une étude plus détaillée grâce aux différentes méthodes de normalisation. En particulier, à basse et moyenne vitesses de déformation, il a été possible de traiter séparément le stade initial de l'instabilité PLC et le stade avancé, ce dernier était le seul objet des études précédentes. A haute vitesse de déformation (type A), l'analyse multifractale a été effectuée uniquement durant le stade stabilisé : le traitement du stade initial n'a pas été possible en raison des changements rapides de la forme des chutes de contraintes. Ces changements ne peuvent pas être corrigés par la normalisation.

Les relations (4.2) sont satisfaites pour toutes les vitesses de déformation imposée sur des intervalles qui s'étendent sur *1-1.5* ordres de grandeur de δt. Les figures 4.24 et 4.25 montrent des exemples de loi puissance observée à grande et faible vitesse de déformation. Ces résultats mettent en évidence l'existence de corrélations à longue portée entre les fluctuations de contrainte et ceci, dans toutes les conditions expérimentales.

La figure 4.24 illustre les fonctions de partition pour une éprouvette déformée à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$ sur un long intervalle de chutes de contraintes T quasi stationnaire et qui couvre environ $5000\, s$. On voit que les dépendances $log(Z_q)$ vs $log(\delta t)$ peuvent être approximées par un comportement linéaire dans un intervalle $\delta t \in [60\, s\, ;\, 2000\, s]$. Elles s'écartent de cette tendance vers les petites échelles, lorsque δt s'approche de la valeur minimum du temps qui sépare deux grandes chutes de contrainte successives

($t_{min} \simeq 31\,s$ pour cet échantillon). A l'autre extrême, vers les grandes échelles, la déviation apparaît quand δt s'approche de l'intervalle complet T. Bien évidemment, on obtient la valeur triviale $D_q \equiv 1$ quand δt contient le signal entier ($\delta t \geq T$). Il est instructif de comparer l'intervalle de δt pour lequel les lois puissance sont observées à la distance temporelle moyenne entre deux événements. Sachant que cet écart (déterminée pour l'ensemble entier des chutes de contrainte) vaut $t_m \simeq 13\,s$, on constate que la loi d'échelle est vérifiée à partir d'un δt qui contient au moins quelques événements jusqu'à un δt qui en couvre une centaine, cette dernière limite étant imposée par la longueur totale T du signal. Des résultats similaires sont aussi trouvés pour les courbes du type B.

La figure 4.25 présente les fonctions de partition pour une courbe de déformation du type A (T est alors d'environ $18\,s$) ; on trouve une loi d'échelle sur un intervalle $\delta t \in [0.1\,s\,;\,5\,s]$ qu'il n'est pas possible de comparer à un temps moyen entre deux chutes successives. En effet, dans les conditions d'observation du type A, la présence d'évènements de toute taille, de toute durée et leur répartition particulière ne permettent pas de définir ce temps moyen. Remarquons toutefois une validité de la loi d'échelle sur un ordre de grandeur et demi, avec des déviations moindres aux échelles extrêmes, apportant un élément supplémentaire de confirmation du caractère intrinsèquement invariant d'échelle du comportement de type A.

Les spectres multifractals obtenus à partir des fonctions de partition varient d'une éprouvette à l'autre, même dans le cas de conditions expérimentales identiques. Cela s'explique par les microstructures différentes qui entraînent des courbes de déformation qui diffèrent fortement pour le même type d'effet PLC (bien que d'apparence et qualitativement similaires). Néanmoins, des tendances générales peuvent être établies, comme le montre la figure 4.26.

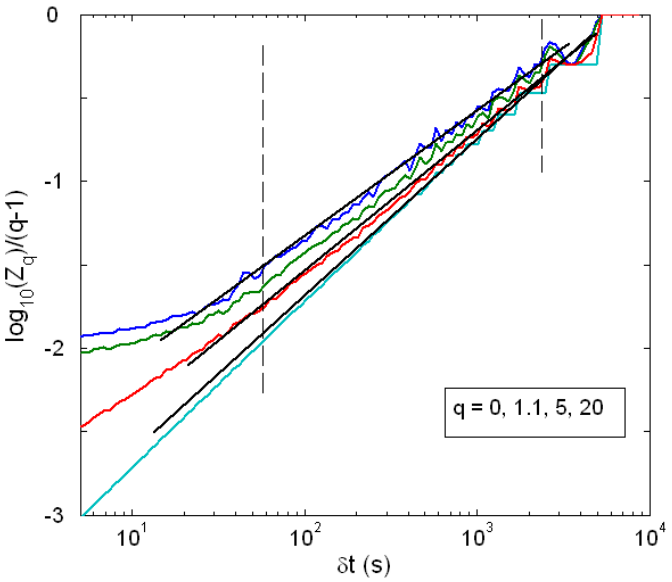


FIGURE 4.24: Exemples des fonctions de partition $Z_q(\delta t)$ pour quatre valeurs de q pour une courbe de déformation de type C. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Les lignes pointillées verticales désignent l'intervalle où les dépendances peuvent être approximées par la relation 4.2 (lignes inclinées).

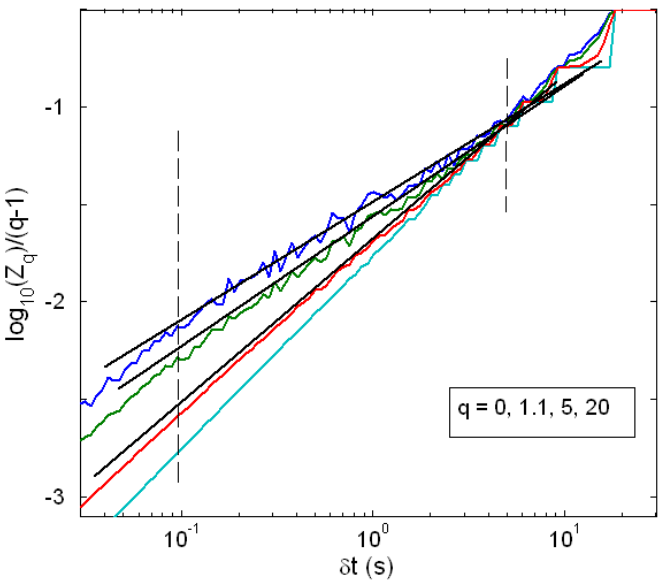


FIGURE 4.25: Mêmes éléments que la figure 4.24, pour $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$.

Tout d'abord, les spectres de dimensions généralisées $D(q)$ obtenu à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ sont étroits (à l'égard de l'intervalle dans lequel est contenu D) par rapport à ceux

déterminés pour d'autres valeurs de $\dot{\varepsilon}_a$; ceci traduit l'homogénéité relative des séries de chutes de contrainte de type B. Ensuite, les spectres multifractals pour les types A et C reflètent quant à eux une hétérogénéité plus forte de la structuration des chutes de contrainte. Le caractère multifractal du comportement de type C peut changer au cours de l'écrouissage : le spectre $D(q)$ est large en début d'instabilité PLC quand les chutes de contrainte sont fortement irrégulières (cercles fermés) et devient plus étroit à un stade avancé de l'essai (cercles ouverts) lorsque les chutes de contraintes dûes aux instabilités PLC deviennent plus régulières, à l'image alors de ce qui est obtenu pour le type B. Cette tendance de régularité au stade avancé de la déformation est confirmée par l'observation du comportement non fractal de la fonction $Z_q(dt)$ pour les intervalles T proche de la striction, et ceci quelque soit la vitesse de déformation utilisée. On peut rajouter que l'analyse Fourier témoigne clairement d'une périodicité des oscillations de la contrainte dans cette région (Fig. 4.27).

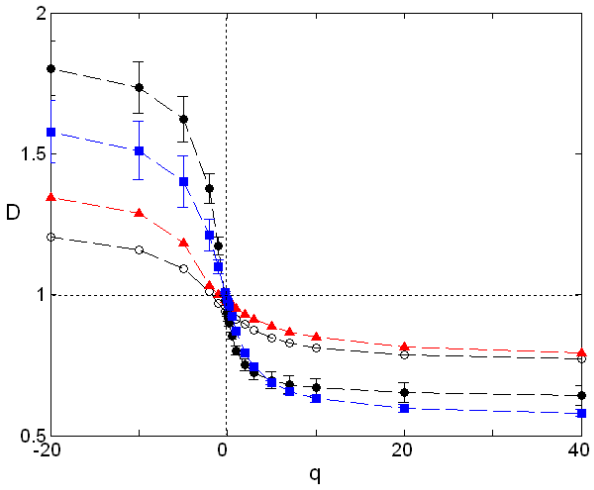


FIGURE 4.26: Exemples de spectres de dimensions généralisées $D(q)$ à différentes vitesses de déformations imposées. $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3} s^{-1}$ (carrés bleus) ; $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ (triangles rouges) ; deux intervalles sont analysés à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$: $[7800\,s; 10000\,s]$ (cercles fermés) et $[11000\,s; 13000\,s]$ (cercles ouverts). Pour deux courbes sont montrées les barres d'erreurs déterminées par la méthode de moindres carrés.

La striction étant une localisation de la déformation plastique dans une section de l'éprouvette, cela équivaut à la transition d'un comportement global vers un comporte-

ment local (voir section 1.5). L'évolution vers une périodicité pendant la striction met en évidence le rôle de l'hétérogénéité spatiale dans la multifractalité du comportement temporel de la contrainte.

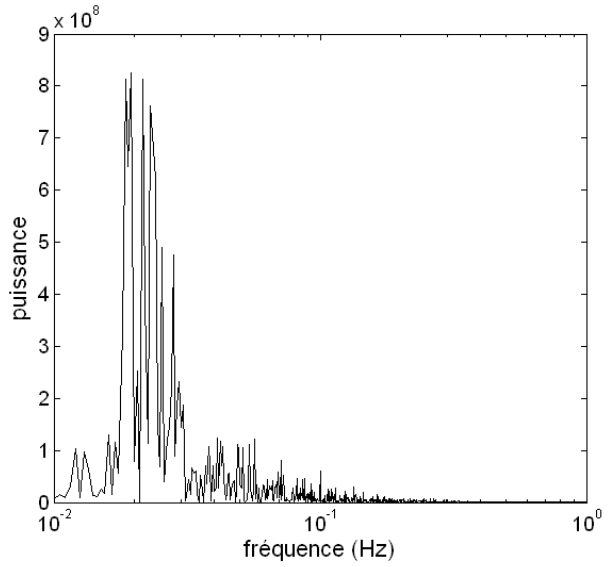


FIGURE 4.27: Spectre Fourier pour une courbe de déformation de type C proche de la striction ($\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$). On observe quelques harmoniques dominantes.

L'uniformité qui apparaît progressivement au cours de la déformation à basse vitesse (type C) est également confirmée dans des analyses complémentaires qui consistent à étudier le comportement de D_0, la dimension fractale du support géométrique du signal préalablement seuillé [46]. Puisque la série ψ_j construite à partir de la dérivée $|d\sigma(t)/dt|$ couvre presque entièrement l'intervalle T **,** la valeur de D_0 déterminée pour le signal entier doit être proche de 1. En effet, $D_0 \simeq 0.95$ pour les deux intervalles de temps présentés sur la figure 4.26. Mais la troncation des valeurs de ψ inférieures aux petites chutes de contrainte qui se produisent entre les chutes du type C , si elle ne modifie pas la valeur de D_0 au stade avancé de la déformation (stade $[11000\,s; 13000\,s]$ sur la figure 4.26), entraîne par contre une diminution jusqu'à $D_0 \simeq 0.87$ pendant le stade initial (stade $[7800\,s; 10000\,s]$ sur la figure 4.26). Cette dernière observation indique une agglomération ("clustering") des grandes chutes au début de l'instabilité.

En outre, une telle influence de l'élimination des petits évènements sur la multifractalité indique que les deux sous-ensembles d'évènements ne composent pas un ensemble uni, en concordance avec les résultats de l'analyse statistique : la multifractalité apparente est dominée par l'ensemble des grandes chutes. On a pu voir en effet que dans quelques cas, la multifractalité a été uniquement observée dans le sous-ensemble des chutes de grande amplitude, alors même que l'ensemble entier ne montrait pas un comportement multifractal.

Les auteurs de Ref [46] ont suggéré que l'effet de l'élimination des petits événements sur les résultats de l'analyse résultait de deux raisons : (i) l'effet masquant du bruit aléatoire et (ii) la totale indépendance temporelle des petits événements plastiques pour ceux supérieurs au bruit expérimental. En effet, la statistique en loi puissance que l'on trouve pour les petites chutes de contrainte à basse vitesse de déformation ne signifie pas inévitablement une corrélation des intervalles entre avalanches. De plus, la multifractalité n'implique pas une statistique invariante d'échelle mais peut résulter uniquement de l'organisation des évènements dans le temps. Pour vérifier l'hypothèse de [46], nous avons appliqué l'analyse multifractale aux ensembles des petites chutes de contrainte qui a montré que les relations (4.2) ne convergent pas vers une courbe unique, révèlant la possibilité d'existence de certaines corrélations. Toutefois, une loi d'échelle multifractale n'a pas été établie. Cette question reste donc ouverte.

4.3.2 Analyse de l'émission acoustique

Les signaux acoustiques portent une information plus riche sur les processus de déformation que les courbes de déformation. En effet, l'EA n'accompagne pas seulement les grands événements plastiques (chutes de contrainte et formation des bandes PLC), mais aussi les évènements plus faibles qui ne produisent pas de fluctuations visibles sur la courbe de déformation. Il est donc essentiel de s'assurer que l'analyse multifractale de l'EA puisse confirmer les conclusions faites par l'analyse des chutes de contraintes. Qui plus est, la comparaison des résultats devrait permettre d'appréhender l'intermittence

de la déformation plastique sur une échelle temporelle plus importante.

Spectres de dimensions généralisées

Les séries temporelles étudiées sont les amplitudes A des salves acoustiques et leur instant d'enregistrement (voir section 2.3). Dans le cas de basses et de moyennes vitesses de déformation, on trouve des comportements multifractals pour toutes les séries acquises, quel que soit le stade de déformation pendant lequel l'enregistrement a eu lieu : avant la déformation critique ε_{cr} , au début de l'instabilité PLC, pendant le stade de l'instabilité où l'amplitude des chutes est stationnaire et même dans le domaine proche de la striction. Soulignons l'observation des spectres multifractals avant ε_{cr} (Fig. 4.28). Ce dernier résultat témoigne de l'existence de corrélations entre les avalanches de dislocations pendant le stade de déformation macroscopiquement homogène.

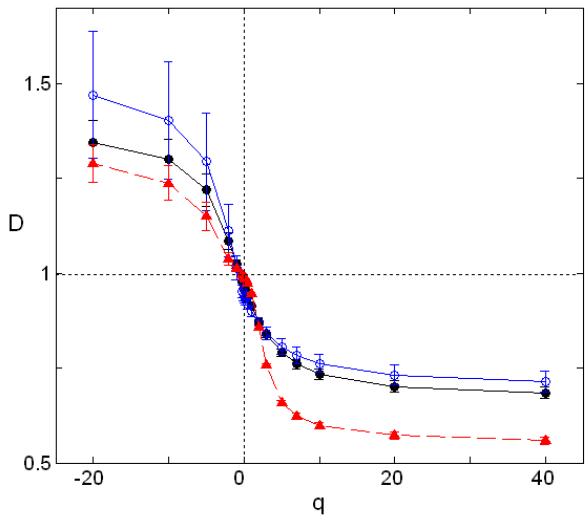


FIGURE 4.28: Exemple de spectre de dimensions généralisées $D(q)$ pour une série de chutes de contrainte de type C dans un intervalle $T \in [10000\,s, 13000\,s]$ (cercles bleus) et pour la série respective de l'EA (cercles noirs). $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. La courbe en rouge représente pour le même essai le spectre multifractal de l'émission acoustique dans un intervalle $[4000\,s\,,\,5870\,s]$ correspondant à la condition $\varepsilon < \varepsilon_{cr}$.

Comme pour les spectres multifractals déterminés pour les courbes de déformation, les spectres des séries acoustiques varient d'une éprouvette à une autre dans les mêmes

conditions expérimentales. Autre point commun, on remarque une tendance à l'uniformisation du comportement au cours de la déformation : les spectres sont souvent plus larges au début de l'essai et deviennent plus étroits ensuite. Une exception à ce comportement est observée dans le cas du type C, caractérisé par de grandes valeurs de ε_{cr}. Dans ce cas, il est possible de comparer les propriétés de deux séries acoustiques adjacentes, sélectionnées juste avant et juste après ε_{cr}. Les résultats indiquent que le déclenchement de l'effet PLC peut aboutir à une augmentation de la largeur du spectre $D(q)$. Cela peut s'expliquer si l'on tient compte que la formation répétitive des bandes PLC préserve l'hétérogénéité de la déformation plastique.

On peut noter également une similarité avec les résultats de l'analyse des courbes de déformation : la suppression des petits évènements acoustiques ($< 35\,dB$) est parfois nécessaire afin de révéler la loi d'échelle (4.2) associée à l'émission acoustique qui accompagne l'instabilité de type C : on constate que les propriétés multifractales des signaux sont dominés par les grands évènements acoustiques. Cette similarité n'autorise pas cependant d'explication directe car il n'y a pas de correspondance univoque entre l'amplitude des chutes de contrainte et l'amplitude des salves acoustiques, comme cela a été mis en évidence dans la section 4.1. Elle confirme néanmoins, dans le cas du type C, l'importante contribution d'un élément non corrélé, qui peut être du bruit et/ou des processus plastiques indépendants. Au contraire, dans les conditions du type B, les spectres multifractals obtenus ne sont visiblement pas affectés par la sélection de sous-ensembles d'évènements de grandes ou petites amplitudes acoustiques. La robustesse de la multifractalité dans ce cas est illustrée dans la figure 4.29 qui compare les fonctions de partition pour le signal acoustique entier et pour le sous-ensemble composé de salves supérieures à $35\,dB$. On voit que la présence de petits événements ne nuit pas à la détection de la multifractalité. L'élimination des petites salves diminue l'étendue des lois d'échelle (4.2) vers les échelles inférieures, mais ne modifie pas les pentes des lignes droites. Cela indique que tous les évènements acoustiques appartiennent à un ensemble multifractal uni. Il faut noter tout de même que les sous-ensembles de petits événements ne manifestent pas de spectres multifractals évidents ; cela concerne surtout le stade

de déformation avancé. Puisque l'augmentation de la densité de dislocations crée des obstacles à leurs mouvements, on peut supposer que ce résultat est dû à la contribution des processus plastiques aléatoires.

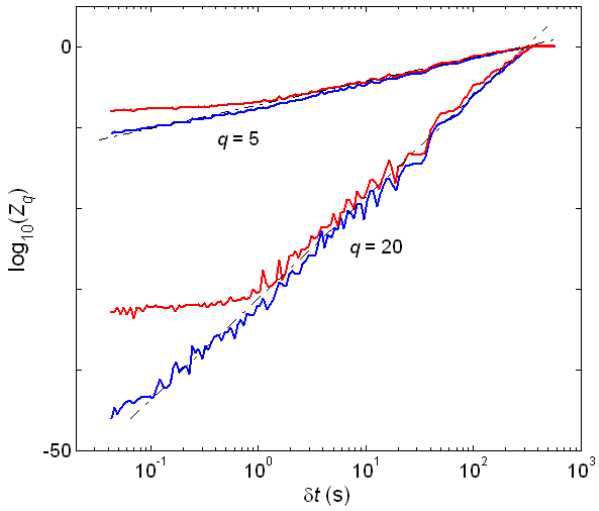


FIGURE 4.29: Comparaison des fonctions de partition $Z_q(\delta t)$ pour tous les événements acoustiques dans un intervalle d'instabilité PLC du type B (en bleu) et pour les événements avec les amplitudes logarithmiques $M \geq 35\,dB$ dans le même intervalle du temps (en rouge). $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.

A grande vitesse de déformation, l'analyse n'a pas révélé de spectres multifractals continus, malgré le comportement invariant d'échelle révélé par la statistique de l'EA et des fluctuations de contrainte. Néanmoins, une tendance à la formation d'un "éventail" des courbes $Z_q(\delta t)$ est observée dans ce cas aussi. On ne peut donc pas exclure la présence de multifractalité dans le signal acoustique accompagnant le comportement de type A. Vu que le chevauchement des salves acoustiques est très marqué à grande vitesse de déformation et qu'il persiste pour tous les choix des paramètres d'individualisation des salves (voir Section 4.2), il pourrait à lui seul expliquer la rupture de la multifractalité à grande vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_a$. Pour éclairer cette question, une technique expérimentale plus adaptée que celle disponible dans la présente étude sera nécessaire, par exemple une méthode d'enregistrement continu de l'EA, sans individualiser les évènements *a priori*.

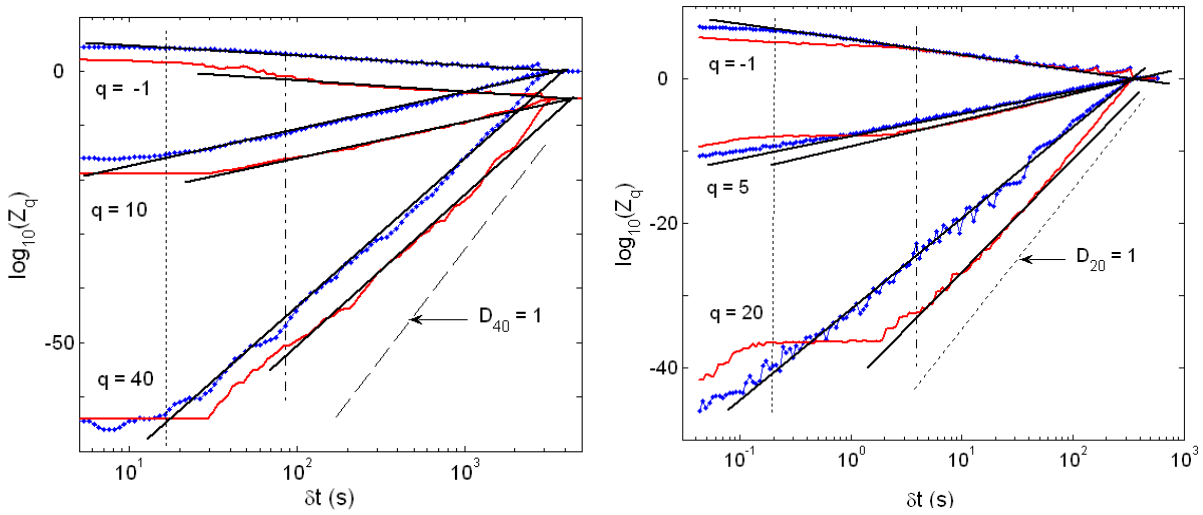
Comparaison des marges de l'invariance d'échelle

La confrontation entre les fonctions de partition (4.2) obtenues pour les séries de chutes de contrainte avec celles obtenues pour les séries correspondantes de l'EA amène à un résultat important. Les figures 4.30(a) et 4.30(b) montrent des exemples d'une telle comparaison pour le comportement du type C (a) et pour le comportement du type B (b). On note que la marge des lois d'échelle (4.2) est visiblement étendue dans le cas du signal acoustique. Ainsi, la limite inférieure du δt est proche de la valeur du temps moyen entre deux chutes de contrainte à basse vitesse de déformation ($t_m \simeq 15\,s$ pour l'échantillon sur Fig. 4.30(a)). Elle descend considérablement en dessous de t_m dans le cas du type B ; par exemple, l'invariance d'échelle s'étend jusqu'à $\delta t \simeq 0.1\,s$ sur Fig. 4.30(b), alors que $t_m \simeq 2.4\,s$ pour cet échantillon. Au total, la marge de l'invariance d'échelle peut atteindre deux à trois ordres de grandeur de δt pour l'émission acoustique. En outre, les courbes $log(Z_q)$ vs $log(\delta t)$ s'ajustent sur les mêmes valeurs de pente et fournissent en conséquence les mêmes valeurs de dimensions généralisées $D(q)$ dans tout l'intervalle, sans manifester une quelconque singularité quand δt devient plus petit que la durée moyenne entre les chutes de contrainte. Ce résultat témoigne du mécanisme similaire du processus de déformation, intrinsèquement intermittent et invariant d'échelle, qui agit pendant les chutes de contrainte comme pendant la déformation stable.

Précisons que les spectres multifractals obtenus pour les séries respectives des chutes de contrainte et de l'émission acoustique ne coïncident pas nécessairement. La figure 4.30(a) montre un exemple où les deux familles de courbes de la fonction de partition ont presque les mêmes pentes et donnent des spectres multifractals proches. La figure 4.30(b) présente la situation la plus courante, quand les spectres multifractals de l'EA sont plus larges que ceux des chutes de contraintes. Cette divergence pourrait contredire l'hypothèse faite ci-dessus car la différence de résolution des deux méthodes expérimentales ne devrait pas influencer les spectres multifractals dans le cas idéal où toutes les échelles sont invariantes. Cependant, elle peut s'expliquer dans le cadre de

l'hypothèse proposée dans les sections précédentes (sections 4.1 et 4.2), à savoir qu'une bande PLC n'apparait pas instantanément, mais qu'elle est issue d'un processus de synchronisation des avalanches de dislocations dont la puissance correspond à la même marge d'échelle. Réalisé par l'intermédiaire des ondes élastiques, le processus de synchronisation dure quelques millisecondes, c'est-à-dire une durée beaucoup plus courte que l'intervalle entre les bandes consécutives. L'évènement acoustique généré représente donc un point ordinaire parmi les données de la série acoustique, qui possède de surcroît une amplitude indistincte de celle des autres événements. Ainsi, la différence entre les lois d'échelle peut être attribuée à deux facteurs : d'un côté l'insuffisance des données résolues par la cellule de force peut aboutir à un spectre multifractal apparent, d'un autre côté la synchronisation nécessite une valeur minimale de la contrainte, contrairement à une avalanche individuelle qui peut se produire par contrainte interne localisée de valeur moindre. Cette condition supplémentaire peut influencer l'arrangement mutuel des grandes instabilités.

Grâce à un grand nombre d'évènements et à la grande marge d'invariance d'échelle dans le cas de l'EA, il a été possible d'effectuer des essais d'analyse de séries subrogées, que l'on obtient quand on perturbe délibérément les corrélations inhérentes à la série originale. Ces essais permettent de comprendre si le comportement multifractal est dû aux variations des amplitudes des événements ou à leur organisation dans le temps.



(a) (b)

FIGURE 4.30: Comparaison des fonctions de partions $Z_q(\delta t)$ de l'EA (lignes bleues) et des courbes de déformation (lignes rouges). (a) $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$ (type C) ; (b) $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ (type B). Les droites verticales en pointillé et traits mixtes montrent la limite inférieure des lois puissance, respectivement pour l'EA et pour les séries de chutes de contrainte.

Deux types de perturbations ont été appliqués :

- en gardant immuables les intervalles entre les salves acoustiques, on mélange leurs amplitudes (dans un autre variante, les amplitudes sont remplacées soit avec des valeurs aléatoires soit par une constante) ;
- en gardant invariables les amplitudes des salves, on remplace alors les intervalles avec des valeurs aléatoires (ou une constante).

La figure 4.31 montre que la modification des intervalles supprime entièrement l'invariance d'échelle de la série originale. Au contraire, la modification des amplitudes a un faible effet sur les résultats. On conclut que les corrélations temporelles entres les salves acoustiques sont prépondérantes pour l'émergence de la structuration multifractale, alors que les puissances des avalanches de dislocations qui engendrent l'émission acoustique sont faiblement corrélées.

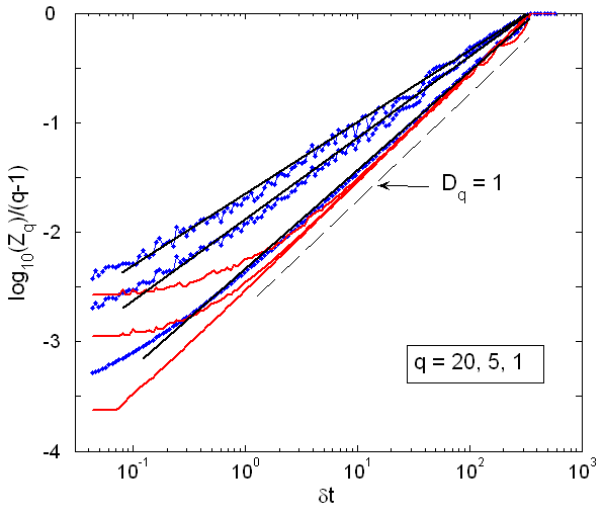


FIGURE 4.31: Comparaison des lois puissance du signal acoustique original (bleu) et du signal dérivé en utilisant un arrangement aléatoire des évènements (rouge). $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.

En conclusion de cette partie, rappelons que le comportement multifractal est trouvé à la fois pour les séries de chutes de contrainte et pour les séries d'évènements acoustiques (amplitudes). L'émission acoustique accompagne les processus plastiques qui ne sont pas résolus dans les essais mécaniques (en d'autres termes, visibles sur les courbes macroscopiques) et qui se produisent autant pendant les chutes de contrainte que pendant la déformation stable. Le point le plus important découle de la comparaison de l'étendue des lois d'échelle pour ces deux types de signaux (émission acoustique et contrainte) : une loi unique est trouvée dans le cas de l'EA dans un intervalle qui comprend celui des courbes de déformation et qui s'étend vers plus petites échelles. Ce résultat confirme l'hypothèse de la dynamique invariante d'échelle des processus plastiques, qu'il s'agisse d'avalanches de dislocations associées aux instabilités macroscopiques ou à la déformation macroscopiquement uniforme.

Les essais sur les séries subrogées d'EA indiquent que les contraintes internes, tenues pour responsable des corrélations temporelles à longue portée entre les avalanches des dislocations (par exemple, [70]), déterminent l'émergence de la multifractalité. Toutefois, la destruction des corrélations entre les amplitudes des salves défait partiellement

cette multifractalité. On peut en déduire que les corrélations à courte portée devraient être prises en compte dans la modélisation de la plasticité. Cette conclusion concorde notamment avec les simulations par la méthode de "Discrete Dislocation Dynamics" [117]. Ces simulations ont en effet montré que la puissance des événements plastiques est influencée par les interactions accidentelles avec la microstructure locale ; ces interactions ont pour effet de modifier sensiblement le nombre de dislocations dans une avalanche.

4.4 Discussion générale

L'analyse statistique et multifractale des données expérimentales provenant de deux échelles différentes de la déformation plastique a révélé un caractère complexe et multi-échelle de la plasticité dans les conditions du vieillissement dynamique. Non seulement le comportement observé varie en fonction des conditions d'essais, mais en plus il dépend de l'échelle d'observation. Afin de pouvoir proposer une explication pertinente de cette complexité, résumons brièvement les observations expérimentales.

4.4.1 Courbes de déformation. Transitions entre les différents types de comportement

Echelle macroscopique

Le comportement de l'effet PLC à l'échelle macroscopique a été largement étudié dans la littérature (e.g.,[4, 3]). L'analyse statistique, spectrale et multifractale des courbes de déformation de l'alliage étudié montre un comportement conforme aux résultats des études antérieures. En particulier, les distributions des amplitudes des chutes de contrainte de type C sont proches d'une distribution gaussienne. Le maximum de l'histogramme révèle une échelle caractéristique ; cette échelle est aisément attribuée au comportement cyclique, lié aux oscillations de relaxation, décrit par les modèles du vieillissement dynamique (voir section 1.4). L'indépendance des amplitudes des chutes

traduite par la distribution gaussienne est conforme aux faibles corrélations des bandes PLC entre elles. Les histogrammes montrent également des échelles caractéristiques pour les chutes de contrainte à moyenne vitesse de déformation (type B), mais les formes des histogrammes deviennent plus complexes. Cela est expliqué par des corrélations plus fortes entre les chutes, en accord avec le changement de la dynamique des bandes PLC qui forment des séquences de propagation par sauts (*hopping band*s). Finalement, des distributions en loi puissance sont trouvées pour le comportement de type A. Dans ce cas, les corrélations spatiales sont si fortes que les bandes PLC se propagent de façon quasi-continue.

L'analyse multifractale (MF) permet de préciser cette vision globale car elle ne considère pas seulement les distributions des caractéristiques des chutes mais aussi leur arrangement sur l'axe de temps. Malgré les distributions en cloche pour les chutes de contraintes de type B et C, l'analyse MF montre que les séries de chutes sont caractérisées par des lois d'échelle pour toutes les vitesses de déformations. Cela indique la présence de corrélations temporelles entre les chutes de contrainte. Ces corrélations sont quantifiées par les exposants des lois puissance et représentées sous la forme de spectres de dimensions généralisées (spectres multifractals). En particulier, l'analyse MF a permis d'établir d'une façon quantitative l'uniformisation des chutes de contraintes au cours de l'écrouissage. En effet, on observe un rétrécissement du spectre MF au cours de la déformation plastique. Ce rétrécissement s'achève par l'effondrement de la multifractalité vers la striction. L'analyse de Fourier montre que cette évolution est reliée à l'accroissement d'une composante périodique des fluctuations de contrainte au cours de l'essai.

Echelle intermédiaire

La complexité de l'effet PLC, que l'on observe lors d'essais mécaniques traditionnels, ne se limite pas aux trois types conventionnels de chutes de contrainte A, B et C. Effectivement, des fluctuations de contrainte de faible amplitude se manifestent avant la déformation critique à basse et moyenne vitesse de déformation imposée. Après la

déformation critique, le déclenchement de l'effet PLC masque ces fluctuations. Néanmoins, l'analyse statistique des chutes de contrainte à basse vitesse de déformation montre des histogrammes bimodaux reflétant l'existence de deux échelles différentes pour les chutes de contraintes. L'analyse statistique des grandes chutes typiques du type C donne une distribution en forme de cloche. La statistique des petites fluctuations de contrainte est analysée pour la première fois dans la présente étude. De manière imprévisible, la distribution de ces petites chutes obéit à une loi puissance. Les valeurs des exposants déterminées dans ce cas sont proches de valeurs trouvées pour les fluctuations de type A. Ce résultat suggère la coexistence de deux dynamiques différentes à basse vitesse de déformation : une dynamique caractérisée par une distribution des événements gaussienne (ou proche) à l'échelle macroscopique et une dynamique critique à des échelles inférieures. Cela soulève les questions suivantes : quelle est la relation entre les différentes échelles et comment se fait le passage d'une dynamique à une autre ? L'utilisation de la technique de l'émission acoustique, sensible aux mouvements des dislocations à l'échelle mésocopique, nous a permis d'apporter une contribution à la compréhension de ce problème.

4.4.2 Emission acoustique

Comportement critique

Un des résultats essentiels de ce travail provient de l'analyse statistique des amplitudes des événements acoustiques. Une distribution en loi puissance est trouvée pour l'EA pour toutes les vitesses de déformation imposées. Plus encore, ce comportement en loi puissance persiste quelque soit le stade de déformation, y compris le stade de déformation avant ε_{cr}.

Ce résultat suggère que :

- à cette échelle d'observation, la dynamique des dislocations est une dynamique invariante d'échelle quelque soit la vitesse de déformation ou le stade de déformation considéré ;

– le même mécanisme est à l'origine des processus de déformation pendant l'instabilité plastique et pendant l'écoulement stable.

Les résultats de l'analyse multifractale de l'EA renforcent les résultats de l'analyse statistique. En tout premier lieu, l'analyse MF confirme l'existence des corrélations temporelles entre les avalanches de dislocations. Les lois d'échelle de l'analyse MF s'étendent sur des intervalles de temps δt plus larges que ceux déterminés pour les chutes de contrainte. Effectivement, dans le cas de l'EA, δt varie entre une valeur minimale inférieure au temps de rechargement moyen entre les chutes et une valeur maximale qui correspond à un temps incluant plusieurs chutes de contrainte. Ce dernier résultat suggère que tous les événements acoustiques (c'est-à-dire toutes les avalanches de dislocations) appartiennent au même ensemble MF.

Cependant, les exposants des lois multifractales des chutes de contrainte et de l'EA ne coïncident pas toujours. Ajoutée à cela l'obtention d'histogrammes en cloche pour les chutes de contrainte de types B et C, nous sommes amenés à définir une rupture de l'invariance d'échelle entre le niveau mésoscopique de l'EA et le niveau macroscopique des chutes de contraintes.

Les résultats de l'analyse statistique et MF nous permettent de supposer que la formation d'une bande PLC est un processus de synchronisation de plusieurs avalanches de dislocations. Ces avalanches se succèdent rapidement, de telle manière que le système d'acquisition de l'EA n'enregistre que quelques salves pendant la chute de contrainte. Des observations expérimentales récentes utilisant des méthodes optiques pour suivre le développement des bandes PLC [15, 118] appuyent notre hypothèse. Les avalanches qui forment la bande PLC, si elles sont prises séparément, ne laissent pas de trace sur la courbe de traction. Néanmoins, le nombre total de dislocations participant à l'avalanche peut être suffisamment grand pour aboutir à une chute de contrainte. Dans ce cas, l'amplitude de la salve résultante est l'amplitude de la plus grande salve qui la compose et sa durée peut atteindre la somme des durées de salves qui composent la salve résultante, à la condition que l'on puisse négliger la contribution de leur superposition. Cela explique pourquoi les amplitudes de l'EA ne manifestent pas de "bursts" aux mo-

ments des chutes de contrainte, alors que des grandes valeurs de durées accompagnent dans certains cas les chutes de contrainte.

EA cumulée

L'hypothèse d'une synchronisation des avalanches de dislocations a permis d'éclaircir sous un angle nouveau une des questions générales qui se posent dans les études de l'EA accompagnant la déformation plastique macroscopiquement homogène. Etant donné que la statistique en loi puissance implique une probabilité non nulle des très grands événements, l'absence de discontinuités sur les courbes de déformation qui auraient pu être produites par ces événements est peut être due à la violation de cette distribution en loi puissance à grande échelle. Plusieurs explications ont été avancées dans la littérature pour expliquer cette violation de la loi puissance : par exemple l'effet de taille dû aux dimensions de l'éprouvette, l'arrêt de la formation de l'avalanche à cause de la décharge élastique ou bien l'effet d'écrouissage du matériau dû à l'accumulation des dislocations de forêt [87]. A l'inverse, les alliages à vieillissement dynamique présentent des chutes de contraintes alors qu'ils ne sont pas épargnés par les limitations évoquées ci-dessus. Ce fait peut s'expliquer par une forte synchronisation des avalanches de dislocations dans le cas de ces alliages sujet à l'effet PLC, ce qui semble ne pas être le cas des matériaux purs. Sachant que les alliages sujet à l'effet PLC se distingue par cet aspect de vieillissement dynamique, on peut supposer que le vieillissement dynamique des dislocations favorise la synchronisation des dislocations.

Il est éclairant d'illustrer l'effet de la coupure des lois puissance pour les grands évènements en comparant l'évolution du durcissement du matériau avec l'évolution de l'EA cumulée, comme il est montré sur les figures 4.32 et 4.34. La figure 4.32(b) illustre la disparition de la discontinuité (discontinuité de l'émission acoustique) lors du passage de l'échelle mésoscopique à une échelle supérieure. Notons une certaine similitude entre la partie initiale de la courbe de traction et les courbes de l'EA cumulée sur la figure 4.32. Cela montre que le signal acoustique capté par le détecteur piézoélectrique qui est placé près d'une des têtes de l'échantillon reflète la multiplication et le déplacement

des dislocations mobiles dans l'éprouvette entière.

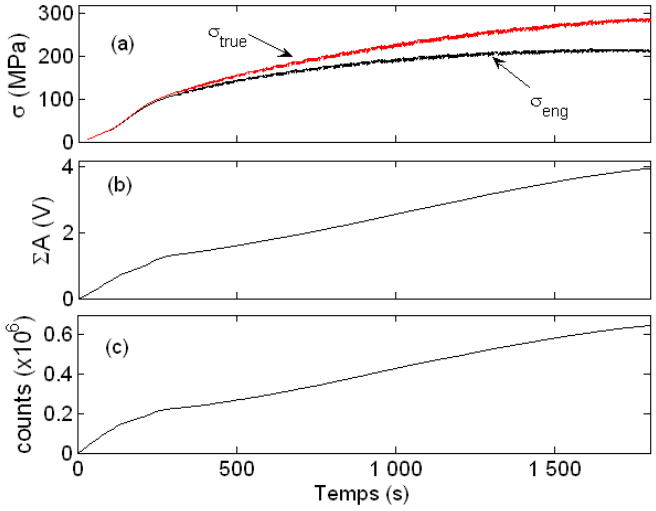


FIGURE 4.32: Synchronisation de l'évolution de la contrainte $\sigma(t)$ et de l'activité acoustique cumulée : la somme des amplitudes des salves acoustiques, ΣA, et le nombre d'oscillations enregistrées. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$.

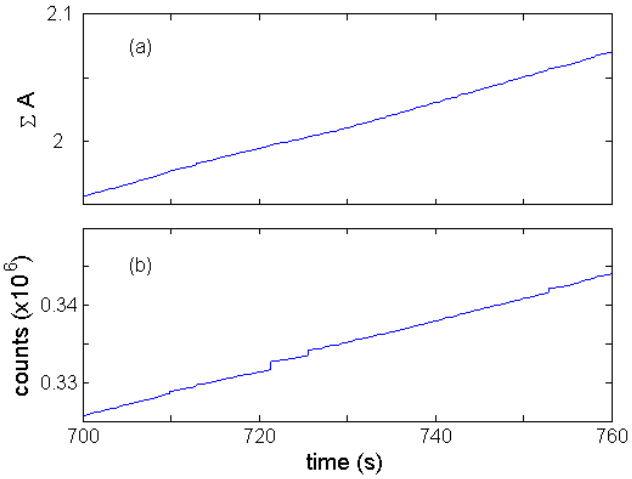


FIGURE 4.33: Un détail de la figure 4.32.

On remarque que la nature discrète de l'EA ne se voit pas à l'échelle des courbes cumulées. Comme on peut s'y attendre, on peut observer l'apparition des marches

correspondant aux salves acoustiques en zoomant les figures. Notons que lorsque ces marches deviennent visibles sur la courbe représentant le "count" sur la Figure 4.33(b), sa contrepartie (amplitude cumulée) reste encore lisse (Fig. 4.33(a)).

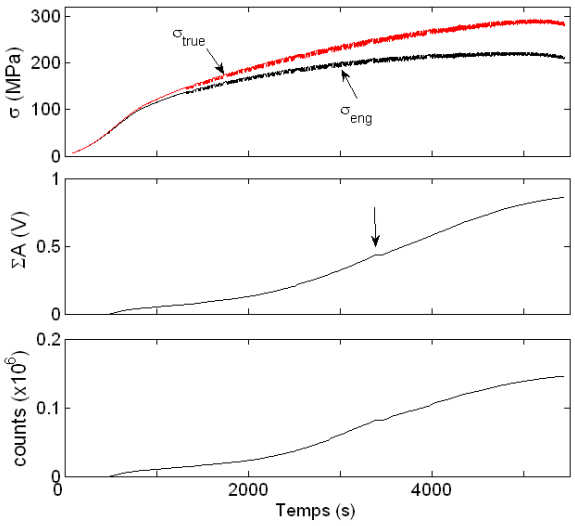


FIGURE 4.34: Mêmes éléments que la figure 4.32, pour la vitesse de déformation imposée $\dot{\varepsilon}_a = 6.7 \times 10^{-4} s^{-1}$. L'enregistrement de l'EA a démarré à l'instant $t = 500\,s$. La flèche indique un court intervalle pendant lequel l'enregistrement s'est arrêté.

Comparaison avec le comportement en absence du vieillissement dynamique

Le caractère ubiquitaire de la statistique invariante d'échelle de l'EA suggère une comparaison avec les résultats obtenus dans le cas de matériaux purs [84, 85, 87, 88, 86]. Ces derniers ne montrent l'intermittence qu'à l'échelle mésoscopique, tandis que leurs courbes de déformation sont bien lisses. Les auteurs des travaux cités ci-dessus ont trouvé une valeur universelle, $\alpha_{EA} \simeq 1.5 - 1.6$, pour la statistique du carré des amplitudes des salves acoustiques pendant la déformation de monocristaux de différents matériaux à structure cubique ou hexagonale. Un exposant $\tilde{\alpha} \simeq 1.35$ a été trouvé pour les distributions des amplitudes pour les polycristaux de glace [86]. Puisque les deux exposants sont reliés par une relation simple, $\alpha_{EA} \simeq (\tilde{\alpha}+1)/2 \simeq 1.2$, ce résultat indique que la valeur de α_{EA} est plus élevée dans le cas de monocristaux que dans le cas de

polycristaux. Il est clair que α_{EA} est d'autant plus petit que le nombre d'avalanches de grandes tailles est important. Les faibles valeurs de α_{EA} ont été attribuées aux joints de grains, dont l'effet est double. Ils sont tout d'abord des obstacles à la propagation des avalanches des dislocations. Ensuite, l'empilement des dislocations qui s'ancrent aux joints des grains crée de fortes contraintes internes ; cette concentration de contrainte peut activer les sources de dislocations dans les grains voisins. L'enchaînement de ce processus aboutira finalement à une vaste avalanche contenant un très grand nombre de dislocations. Si le temps caractéristique du "transfert" de l'activité plastique entre les grains est petit par rapport à la durée des avalanches dans un grain, ce schéma peut avoir pour résultat la superposition de ces avalanches " élémentaires " et expliquer la probabilité élevée des grands événements acoustiques dans le cas de polycristaux.

Apparemment, la situation est qualitativement différente dans l'alliage polycristallin $Al3\%Mg$, où la superposition des avalanches ne joue qu'un rôle secondaire, même pendant l'instabilité macroscopique. En effet, les valeurs de l'exposant α_{EA} déterminées dans la présente étude sont supérieures à 1.5. Vu que α_{EA} augmente systématiquement au début de l'essai (figure 4.23, section 4.2.2), une explication de ce comportement peut être fondée sur le rôle des obstacles créés par l'augmentation de la densité des dislocations au cours de l'écrouissage. En effet, la réduction qui en résulte, à la fois du libre parcours moyen des dislocations et de la concentration des contraintes internes (à cause de la limitation de la taille des empilements des dislocations) pourrait limiter la taille des avalanches de dislocations.

4.4.3 Synchronisation des avalanches de dislocaticomme les murs de dislocations et les joints de sous-grains.ons

De nombreux modèles qui visent à expliquer les différents régimes émergeant dans les systèmes dynamiques non linéaires ont été proposés dans la littérature. L'analyse effectuée dans la présente étude unifie le comportement observé dans le cas de l'alliage $AlMg$ avec deux types connus de la dynamique non linéaire. En tout premier lieu, la

statistique en loi puissance évoque les exemples qui viennent de différents domaines d'études, tels que les tremblements de terre [105], le bruit Barkhausen correspondant aux avalanches des parois de Bloch dans les matériaux magnétiques [119], les avalanches de vortex dans les supraconducteurs [120], les transformations martensitiques [121], le broutage ("stick-slip") [122], etc. Parmi les modèles génériques de ces phénomènes distincts, le concept de criticalité auto-organisée est le plus exploré. Quelques modèles alternatifs ont aussi été examinés, par exemple celui d'apparition de fluctuations près d'un point critique [123] ou celui de balayage du paramètre de contrôle de l'instabilité [124].

D'un autre côté, l'émergence des distributions en cloche pour les chutes de contrainte à basse vitesse de déformation amène à supposer une synchronisation des processus plastiques, même s'ils obéissent à une loi puissance à l'échelle mésoscopique. Les phénomènes de synchronisation sont aussi bien connus et occupent une place importante dans la littérature[125]. On peut évoquer l'exemple classique de la scintillation de communautés de lucioles [126]. Le concept général est fondé sur le comportement d'un ensemble d'oscillateurs couplés. De tels ensembles peuvent se synchroniser d'une façon répétitive, ce qui a pour résultat une activité périodique du système entier ou d'une partie du système. Sachant que la localisation de la déformation plastique dans un endroit de l'éprouvette provoque des ondes élastiques dans le réseau cristallin, on peut supposer qu'elles peuvent stimuler le déclenchement d'autres avalanches et par conséquence, assurer la synchronisation.

Les deux modèles décrits ci-dessus (SOC et synchronisation) traitent chacun un mode dynamique, qui correspond soit à l'invariance d'échelle soit au comportement périodique. Une explication de la combinaison des comportements observés dans le présent mémoire nécessite des modèles capables de prévoir la coexistence de deux modes, comme cela a été montré par Pérez *et al.* dans [127]. Ce dernier modèle manifeste une transition entre le mode caractérisé par des avalanches de toutes tailles et le mode ou des avalanches de *même* taille balaient le système entier, donnant lieu à un comportement de type "oscillations de relaxation". Plus particulièrement, cette transition se

produit lorsqu'on fait varier l'intensité du couplage spatial et le degré de non linéarité de la force motrice. Le mode SOC correspond au couplage fort et une non linéarité faible, alors que la synchronisation apparaît dans le cas contraire.

Il y a une analogie directe entre ces critères et les prévisions des modèles de l'effet PLC vis-à-vis des transitions entre les comportement de type C, B et A . En effet, la non linéarité de la force motrice est reflétée par la non linéarité de la fonction $F(\dot{\varepsilon})$ (voir section 1.5.1). Or, il a été montré d'une part que l'écart entre le maximum et le minimum de cette fonction, c'est-à-dire le degré de non linéarité, diminue quand on augmente la vitesse de déformation imposée [128]. D'autre part, plus la vitesse de déformation est grande, moins il y a de temps disponible pour la relaxation des contraintes internes qui sont dues aux hétérogénéités introduites par les déformations localisées. Par conséquence, le couplage spatial entre les déformations locales augmente avec $\dot{\varepsilon}_a$. On voit que ces deux facteurs promeuvent la dynamique SOC à grande vitesse de déformation et la synchronisation à basse vitesse, en conformité avec les observations expérimentales. Cette considération qualitative permet de suggérer que la statistique de l'effet PLC, que l'on a montré dépendant de l'échelle d'observation à basse et moyenne vitesse de déformation, résulte de la concurrence entre deux modes dynamiques : l'un correspondant à la criticalité auto-organisée et l'autre au phénomène de synchronisation.

4.4.4 Quelques remarques sur le mécanisme PLC

En définitive, l'observation d'un comportement en loi puissance pendant la déformation plastique macroscopiquement homogène (matériaux purs) et pendant l'instabilité plastique (alliage $AlMg$) suggère le caractère général de l'auto-organisation des dislocations dans les matériaux dont la déformation est assurée par glissement des dislocations. Cependant, les alliages présentent un cas particulier en raison du vieillissement dynamique. Les résultats obtenus indiquent que le vieillissement agit pendant tout l'essai et à toutes les échelles. Cette dernière proposition s'appuie sur deux observations

expérimentales :

- l'observation des petites chutes de contrainte à basse vitesse de déformation (ondulations à moyenne vitesse de déformation). Ces petites chutes ne se manifestent pas dans le cas des matéraux purs ce qui implique le vieillissement dynamique.
- l'amplitude de l'EA ainsi que les lois puissance ne manifestent pas de changement considérable ou brusque lors du passage du stade de déformation avant ε_{cr} et aprés ε_{cr}.

Ce résultat renouvelle les interrogations sur le mécanisme dynamique de l'effet PLC : conditions de l'apparition de l'instabilité macroscopique, nature des petites chutes de contrainte à basse vitesse de déformation, relations entre les différentes échelles participant à la plasticité des alliages...

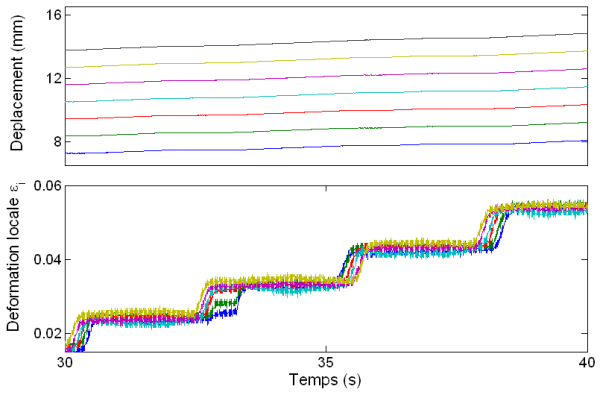
Enfin, le rôle de la synchronisation des avalanches de dislocations dans la formation des grandes chutes de contrainte indique que la condition de sensibilité négative de la contrainte, le fondement des modèles de la déformation critique, peut ne pas être suffisante pour l'apparition de l'effet PLC. Les conditions de synchronisation des avalanches de dislocations sont un élément essentiel pour une meilleure compréhension des phénomènes d'instabilités plastiques.

4.5 Comportement spatiotemporel

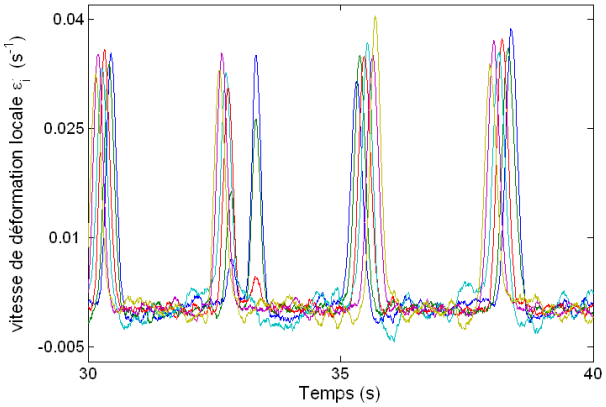
Dans les sections précédentes, la discussion ne touchait qu'à des aspects temporels de l'effet PLC. Ci-dessous, nous allons présenter une approche d'étude du comportement *spatiotemporel* des instabilités plastiques aux différentes échelles. Les premiers résultats de cette étude en cours ne servent pas seulement à confirmer les conclusions antérieures mais fournissent de nouvelles informations et permettent de formuler des problématiques pour une étude future.

4.5.1 Comportement macroscopique et cinématique des bandes PLC

La cinématique des bandes PLC a déjà été bien étudié au cours des dix dernières années grâce au développement de nombreuses méthodes expérimentales (extensométrie laser, corrélation d'images, extensométrie infrarouge, etc.). Nous avons logiquement procédé tout d'abord à une comparaison du comportement de l'alliage étudié avec les données de la littérature, afin de positionner les résultats obtenus dans la vaste gamme des observations expérimentales et pour avoir une fondation solide pour une étude à une échelle plus fine. En outre, une telle comparaison permet de tester les capacités de la méthode utilisée.



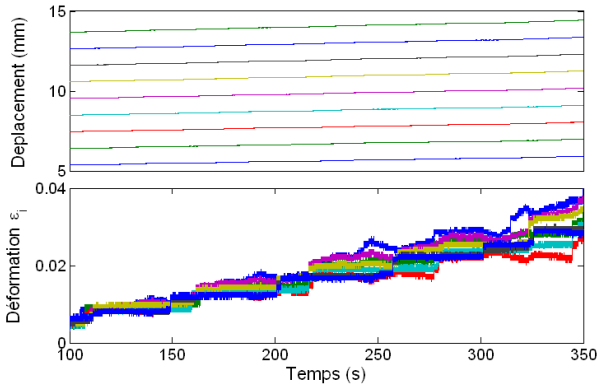
(a)



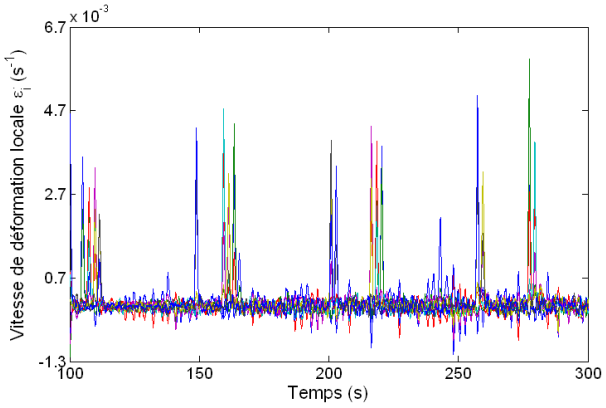
(b)

FIGURE 4.35: (a) Exemples de courbes de déplacement et de courbes de déformation locale correspondante, $\varepsilon_i(t)$. (b) Vitesses de déformation locale $\dot{\varepsilon}_i(t)$ calculées à partir des courbes $\varepsilon_i(t)$. $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3}\, s^{-1}$.

Les figures 4.35 et 4.36 montrent des exemples de courbes de déplacement local mesurées ainsi que les résultats de calcul des courbes de déformation locale $\varepsilon_i(t)$ et de vitesse de déformation locale $\dot{\varepsilon}_i(t)$, comme expliqué dans la section (2.2).



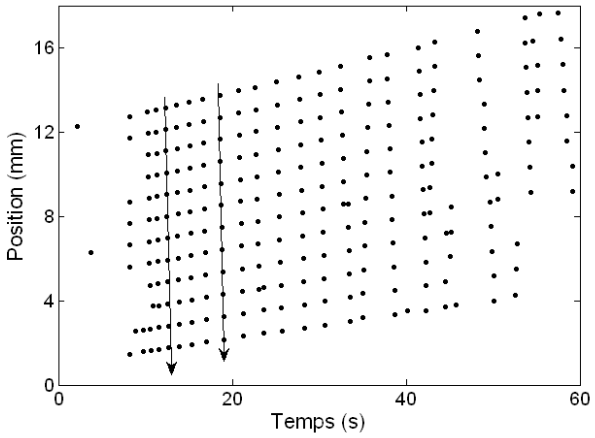
(a)



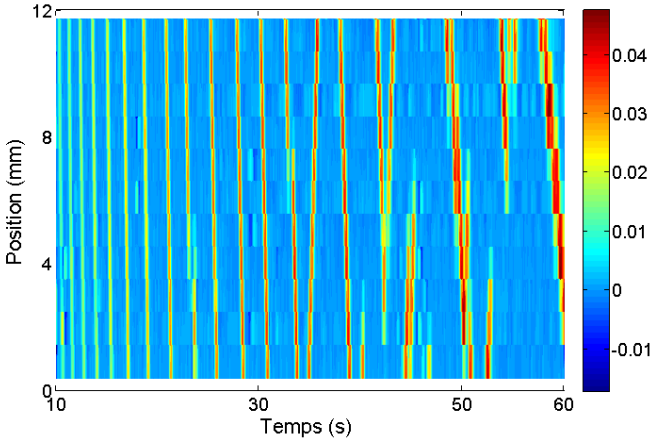
(b)

FIGURE 4.36: Mêmes éléments que la figure 4.35, pour $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4}\, s^{-1}$.

On voit qu'à grande vitesse de déformation (Fig. 4.35) les courbes $\varepsilon_i(t)$ et $\dot{\varepsilon}_i(t)$ forment des séquences ordonnées, où la courbe de déformation de chaque extensomètre local est retardée par rapport à l'extensomètre voisin. Le décalage successif des courbes illustre la propagation des zones de localisation de la déformation plastique. L'exemple du comportement à moyenne vitesse de déformation (Fig. 4.36) montre une corrélation plus faible entre les courbes. On observe des périodes irrégulières de propagation, suivies de changements brusques de la position de la zone d'activité plastique.



(a)



(b)

FIGURE 4.37: Visualisation de la propagation de bandes PLC à $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3}\, s^{-1}$ (a) les points désignent les extensomètres locaux où la déformation est localisée à l'instant donné ; (b) les couleurs quantifient la vitesse de déformation locale.

Une meilleure visualisation de la cinématique des bandes PLC est obtenue quand on projette ces courbes sur le plan temps-position (voir les figures 4.37 - 4.39). Deux types de constructions sont illustrés sur la figure 4.37. Les points sur la figure 4.37(a) marquent, en fonction du temps, les positions de tous les extensomètres locaux qui détectent un saut de $\dot{\varepsilon}_i(t)$. Une telle carte visualise la localisation et la propagation de la déformation suivant l'axe de l'éprouvette, mais elle ne fournit pas d'information sur la valeur de $\dot{\varepsilon}_i(t)$. La figure 4.37(b) permet de visualiser à tout instant la valeur de $\dot{\varepsilon}_i(t)$ calculée pour chaque extensomètre local. Les deux figures permettent de détecter

le comportement de type A (propagation quasi-continue des bandes PLC) au début de l'essai et un changement de la cinématique des bandes PLC vers la fin de l'essai. Une telle transition qui se produit au cours de l'écrouissage avait déjà été observée dans la littérature[130].

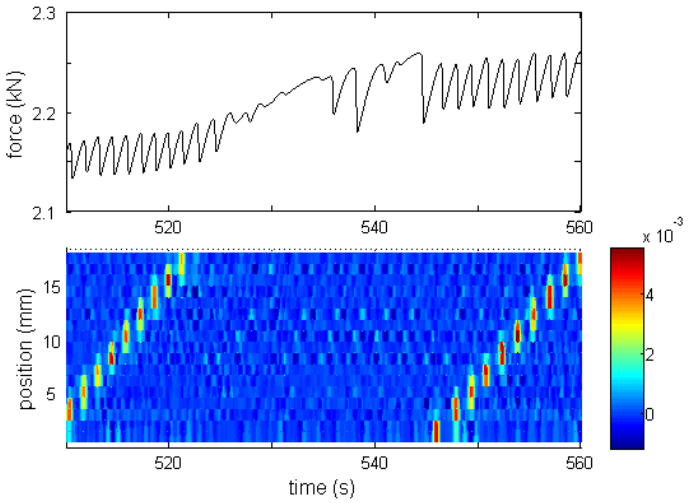


FIGURE 4.38: Synchronisation d'une partie d'une courbe de déformation à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ et de la carte temps-position-vitesse de déformation locale. Les valeurs de la vitesse de déformation sont représentées par une barre de couleurs.

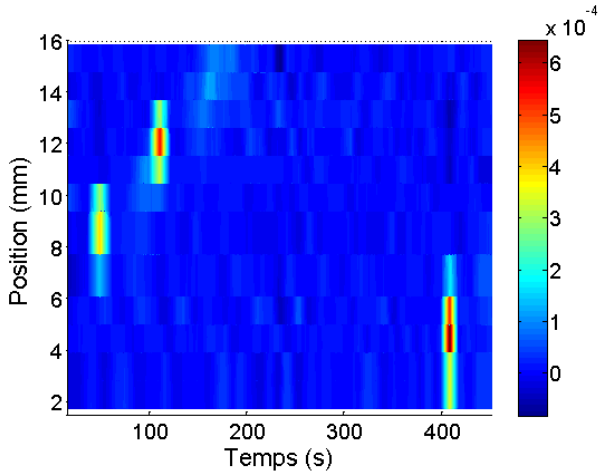
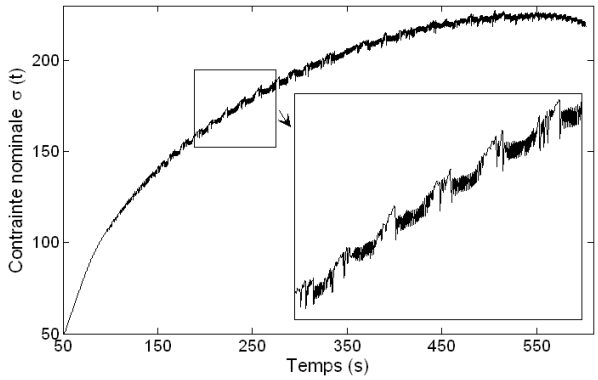
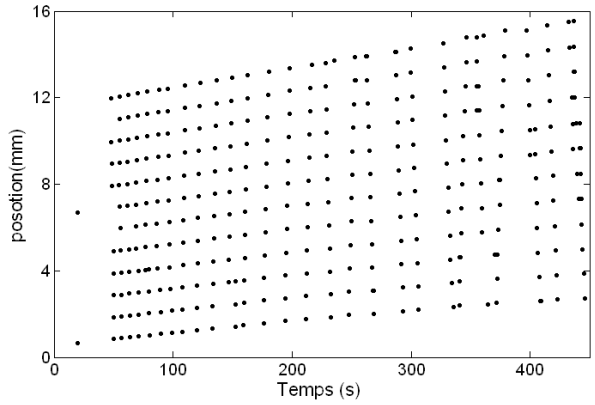


FIGURE 4.39: Carte position-temps-vitesse de déformation locale obtenue à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} s^{-1}$. La limitation du temps d'enregistrement continu de la caméra CCD (voir section 2.2) empêche une étude détaillée à basse vitesse de déformation : dans le présent exemple seulement trois bandes PLC sont saisies pendant dix minutes d'enregistrement.

La figure 4.38 compare la carte des vitesses de déformation locale avec la courbe de traction à $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-4}\, s^{-1}$. On peut y reconnaitre la signature du comportement de type B : la courbe de traction est composée de séries de chutes de contrainte, dont chacune correspond à l'apparition d'une bande PLC, de façon à former une séquence de propagation relais. Enfin, la figure 4.39 éclaire quant à l'absence de corrélation visible entre les bandes PLC de type C.



(a)



(b)

FIGURE 4.40: Courbe de traction (a) et carte position-temps-vitesse de déformation locale (b) obtenues à la vitesse de déformation imposée $6 \times 10^{-4} s^{-1}$.

La figure 4.40 illustre un comportement mixte, $A+B$, à $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-4}\, s^{-1}$. Par ailleurs, cette figure révèle le caractère approximatif de la classification phénoménologique des bandes PLC. En effet, la figure inserée 4.40(a) montre des chutes de contrainte

de type B (Fig 4.40(a)) dans un intervalle de temps autour de $t = 200\,s$, alors que la carte position-temps montre une propagation quasi-continue des bandes PLC (Fig. 4.40(b)). De plus, la forme des chutes ne change pas dans l'intervalle choisi, alors que la manière de propagation subit un changement qualitatif : au début de l'essai ($t \lesssim 220\,s$) les bandes consécutives naissent près d'une tête de l'éprouvette et se propagent vers l'autre tête, tandis qu'une alternance du sens de propagation ("réflexion" des bandes qui atteignent un bout de l'éprouvette) est observée plus tard. Un tel changement de la cinématique est souvent considérée comme une signature de la transition $A \rightarrow B$ [130].

4.5.2 Intermittence et ondes plastiques pendant la déformation macroscopiquement homogène

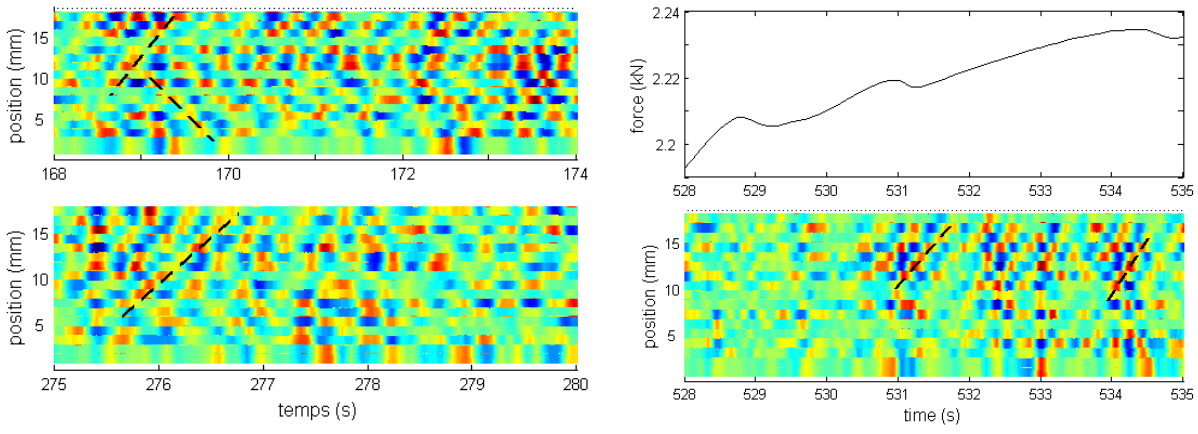
Visualisation des champs de déformation locale

En plus de la caractérisation du comportement macroscopique des bandes PLC, l'enregistrement par la caméra CCD est suffisamment précis pour suivre les champs de déformation locale en l'absence d'instabilité macroscopique, c'est-à-dire avant la déformation critique ou pendant les intervalles séparant les grandes chutes de contrainte. Les premiers résultats obtenus ne confirment pas seulement la nature hétérogène et intermittente de la déformation plastique, mais révèlent en plus un phénomène inaccessible à la technique de l'EA à savoir l'existence *d'une modulation ondulatoire* du champ de déformation.

La figure 4.41(a) présente deux exemples de structures spatiotemporelles observées avant la déformation critique à $\dot{\varepsilon}_a = 2{\times}10^{-4}\,s^{-1}$. Chaque exemple illustre deux propriétés caractéristiques de l'écoulement plastique macroscopiquement homogène. Tout d'abord, la déformation se manifeste sous forme localisée et intermittente dans le temps et dans l'espace, on observe une alternance de zones d'activité (plastique) et de zones de repos. Dans le même temps, ces zones s'organisent sous formes *d'ondes se déplaçant* le long de l'éprouvette : les zones correspondant aux maximums d'activité plastique

(grande vitesse de déformation locale) se succèdent de manière intermittente le long de droites inclinées dans l'espace $x-t$. Quelques exemples de propagation sont marqués par des lignes pointillées. Dans d'autres intervalles de temps, on observe également une localisation intermittente de la déformation, mais en l'absence de propagation ou d'ordre apparent (voir les intervalles t = 173-174 s ou t = 278-280 s). La comparaison des deux exemples de la figure 4.41(a) montre que l'aspect propagatif de la déformation plastique est plus prononcée aux petites valeurs de la déformation, quand la densité de dislocations est faible.

L'apparition ultérieure de sauts de vitesse dus à l'effet PLC rend ces observations plus délicates. Néanmoins, des structures semblables sont également observées à ces stades de la déformation, en l'absence de grandes chutes de contrainte (Fig. 4.41(b)). L'observation de ces figures aux différents instants indique que la localisation apparemment désordonnée de la déformation supplante progressivement le caractère propagatif. Un comportement similaire est aussi observé dans le cas du type C, avec une tendance à la localisation qui semble être plus forte. On note enfin que l'aspect propagatif persiste aux grandes vitesses de déformation (type A), contrairement au type B.



(a) (b)

FIGURE 4.41: (a) Exemples des champs de déformation locale avant la déformation critique pour le type B de l'instabilité. (b) Synchronisation d'une partie de la courbe de déformation entre les grandes chutes de type B et du champ de déformation locale. $\dot{\varepsilon}_a = 2\times10^{-4}\,s^{-1}$. La valeur maximum de la vitesse de déformation (couleur rouge) est environ trois fois plus basse que sur la figure 4.38.

Analyse statistique

Dans la présente section (4.5.2), le terme " intermittence " a été utilisé d'une façon qualitative afin de désigner une succession de périodes d'activité et de repos. Du point de vue quantitatif, l'intermittence laisse apparaître la présence de fluctuations non stochastiques. Effectivement, l'analyse effectuée dans la section (EA) a montré des distributions en loi puissance pour la déformation plastique à l'échelle de l'EA. Les signaux enregistrés par la caméra CCD ne portent pas la même information que l'EA. Tout d'abord, la résolution de la caméra est de l'ordre d'un micromètre, tandis que la résolution théorique de la technique de l'EA correspond aux déplacements de la surface de l'ordre de $10^{-15}m - 10^{-14}m$ [129]. La résolution de la caméra occupe alors une position intermédiaire entre les mesures de l'EA et les mesures de la contrainte des courbes de déformation. De plus, les déplacements mesurés en surface ne sont pas directement reliés aux processus volumiques de déformation. Par conséquence, l'approche statistique des champs de déformation locale pourrait apporter une information nouvelle. L'analyse a été appliquée aux séries temporelles composées des pics de la vitesse de déformation locale. Le traitement de ces signaux s'est montré délicat en raison du calcul numérique de la dérivée des courbes de déformation locale, qui est très sensible au bruit. Quelques résultats provisoires ont été obtenus grâce au lissage des courbes à l'aide de la méthode d'analyse en ondelettes (logiciel standard Matlab).

Les figures 4.42(a), (b) et (c) présentent des exemples de distributions statistiques pour trois valeurs de référence de $\dot{\varepsilon}_a$. Les données ont été collectées dans l'intervalle $\varepsilon \geq \varepsilon_{cr}$. Dans le cas du comportement de type C, les grands pics correspondant aux bandes PLC ont été ignorés ; pour les types B et A, les ensembles entiers de données ont été traités . On constate que l'invariance d'échelle se manifeste dans tous les cas, bien qu'une incertitude reste pour $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5}\, s^{-1}$ (Fig. 4.42(c)). A moyenne et haute valeur de la vitesse de déformation appliquée, les lois puissance s'étendent sur 1.5 à 2 ordres de grandeur (Fig. 4.42(a,b)), en accord avec la tendance au régime de criticalité

auto-organisée. La totalité des données confirme la conjecture du caractère intermittent de la déformation plastique à des échelles suffisamment petites. Notons toutefois que les valeurs des exposants sont moins élevées que celles déterminées pour l'EA : elles varient entre $\alpha \simeq 1.2$ à grande vitesse de déformation et $\alpha \simeq 2$ (eventuellement, *2.5*) à moyenne et basse vitesse de déformation.

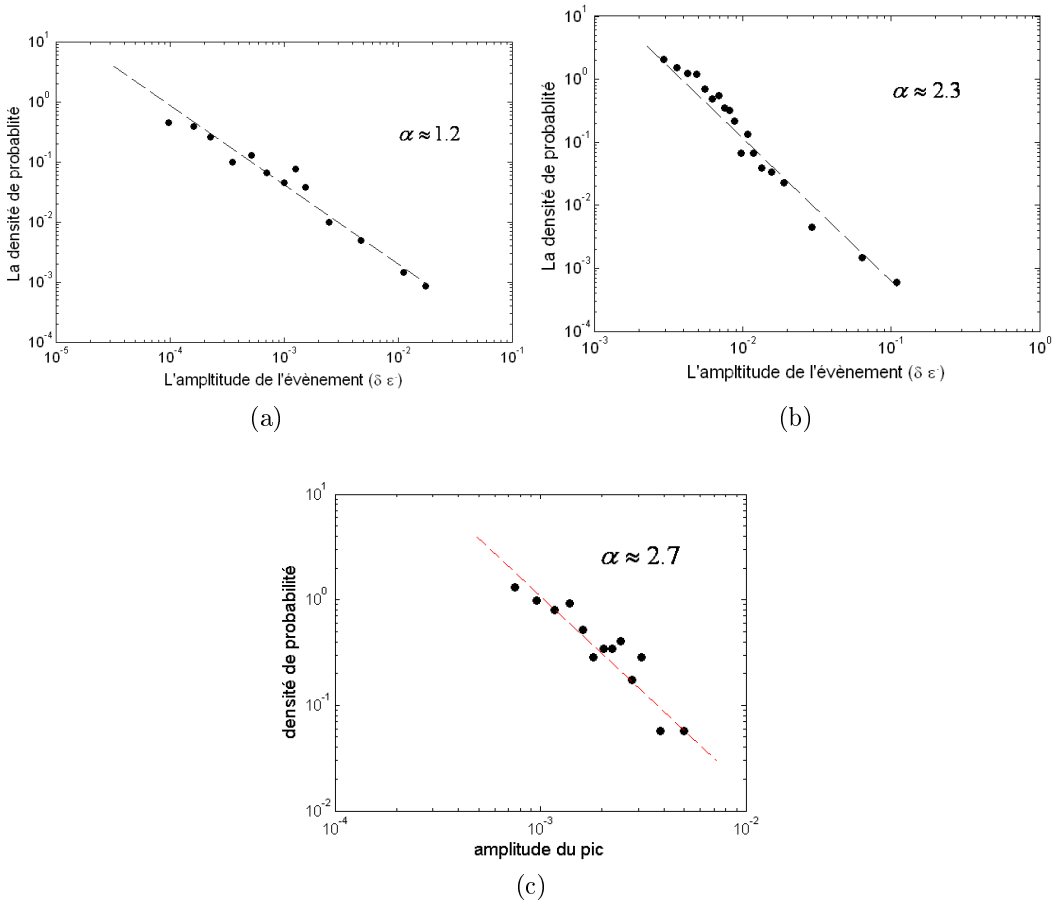


FIGURE 4.42: Densité de probabilité des amplitudes de pics de la vitesse de déformation locale. (a) $\dot{\varepsilon}_a = 6 \times 10^{-3}\, s^{-1}$; (b) $\dot{\varepsilon}_a = 2{\times}10^{-4}\, s^{-1}$; (c) $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5}\, s^{-1}$.

L'ensemble des données obtenues à l'aide de la caméra CCD mène aux observations suivantes :

- Au début de la déformation plastique, on observe une propagation de zones de localisation de la plasticité ;

- Le caractère propagatif est progressivement supplanté par un comportement intermittent apparemment plus désordonné, associé à la localisation de la déformation dans une ou plusieurs sections de l'éprouvette ;

- La localisation statique de la déformation plastique est une propriété dominante aux plus petites vitesses de déformation. L'augmentation de la vitesse de déformation appliquée favorise le mode propagatif ;

- Les petites chutes de contrainte observées à basse vitesse de déformation sont souvent associées à une localisation de la déformation ;

- Au moment d'une chute de contrainte de type B ou de type C, on observe souvent la nucléation multiple de zones de localisation de la déformation plastique ;

- L'analyse statistique des champs de vitesse de déformation locale montre un comportement en loi puissance.

Soulignons que l'intermittence observée durant les stades de déformation macroscopiquement homogène est semblable à celle de monocristaux de cuivre pur [130]. Cette similarité suggère une nature générale de ce comportement. Néanmoins, l'analyse quantitative révèle certaines différences. Dans le cas du cuivre l'analyse statistique de deux types de séries temporelles (CCD et EA) aboutit à une valeur similaire ($\alpha \simeq 2$) pour l'exposant de la loi puissance, ce qui n'est pas le cas pour l'alliage Al-Mg. Cette différence peut être attribué au vieillissement dynamique des dislocations dans les alliages. Des études supplémentaires seront nécessaires pour mettre en évidence d'une part le rôle précis du vieillissement dynamique dans l'auto-organisation des dislocations, d'autre part les effets intrinsèques à la plasticité.

4.6 Conclusions générales et perspectives de l'étude

Durant les deux dernières décennies, la déformation plastique est de plus en plus souvent étudiée du point de vue de la dynamique des systèmes complexes. La présente thèse s'inscrit dans le cadre d'une nouvelle vision de la plasticité, basée sur l'idée d'auto-organisation des processus de déformation plastique aux échelles intermédiaires entre l'échelle microscopique des dislocations individuelles et l'échelle macroscopique des courbes de déformation.

Le présent travail de thèse porte sur l'étude de la dynamique collective des dislocations dans un alliage Al-3%Mg sujet à l'effet PLC. Pour atteindre cet objectif nous avons effectué des expériences qui combinent des essais de traction, l'enregistrement de l'émission acoustique et l'enregistrement du champ de déformations locales par l'extensométrie locale à haute résolution. Ces essais ont été réalisés dans les conditions d'apparition des trois types conventionnels de l'effet PLC. Des analyses quantitatives visant la caractérisation de la complexité, notamment l'analyse statistique et l'analyse multifractale ont été effectuées sur différentes séries temporelles mesurées expérimentalement : évolution de la contrainte appliquée (courbes de déformation), séries d'évènements acoustiques, évolution de déformations locales.

Dans un premier temps, l'analyse statistique des chutes de contrainte a fourni des résultats conformes aux résultats obtenus antérieurement. Cela nous a donné la possibilité de réaliser une étude expérimentale multi-échelles et d'explorer des échelles inférieures.

Un résultat fondamental est apporté par l'analyse statistique des amplitudes des signaux acoustiques, qui a révélé un comportement invariant d'échelles qui s'exprime par une densité de probabilité en loi puissance. L'invariance d'échelle est observée à toutes les vitesses de déformation utilisées et à tous les stades de déformation plastique, qu'elle soit liée à l'écoulement stable ou à l'instabilité PLC. Dans le même sens, l'analyse multifractale de l'émission acoustique montre l'existence de corrélations à longue durée entre les salves acoustiques. Un résultat inattendu est obtenu grâce à l'analyse

multifractale des séries de l'émission acoustique enregistrées après le déclenchement des instabilités PLC : une loi d'échelle unique est trouvée pour l'émission acoustique dans un large intervalle d'échelles de temps, qui ne comprend pas seulement celui trouvé pour la série correspondante des chutes de contrainte, mais qui s'étend aussi aux échelles plus petites, correspondant à un écoulement plastique macroscopiquement homogène.

Ces résultats indiquent que le processus de déformation plastique aux échelles de l'émission acoustique est de même nature pendant les chutes de contrainte et durant l'écoulement plastique stable. En outre, ces résultats mettent en évidence pour cette échelle mésoscopique, un mécanisme de plasticité intrinsèquement intermittent et invariant d'échelle. Ces conclusions sont corroborées par l'observation d'une densité de probabilité en loi puissance pour les petites chutes de contrainte, habituellement négligées dans les études de l'effet PLC. Ces petits évènements sont bien détectées à basse vitesse de déformation et représentent une échelle d'observation intermédiaire entre l'échelle de l'émission acoustique et l'échelle des grandes chutes de contrainte.

D'un autre côté, l'analyse statistique révèle des échelles caractéristiques pour les grandes chutes de contrainte à basse et à moyenne vitesse de déformation, comme démontre la tendance des histogrammes vers une distribution gaussienne. Afin de lier cette tendance à l'absence d'échelle inhérente pour l'émission acoustique à la même vitesse de déformation, nous avons avancé l'hypothèse de synchronisation des avalanches de dislocations qui entraîne l'émergence des chutes de contrainte avec une certaine amplitude et une fréquence caractéristique. Cette hypothèse s'appuie sur un modèle de systèmes à grand nombre d'éléments [127] qui prévoit, selon l'intensité du couplage et le degré de non linéarité de la force motrice, une transition entre la dynamique critique auto-organisée et la synchronisation. Cela est conforme avec la conjecture proposée récemment [52, 70] que la transition du type A vers le type B puis le type C du comportement de l'effet PLC peut s'expliquer par deux facteurs : la diminution de l'intensité du couplage spatial et le renforcement de la non linéarité de la force motrice qui se traduit par la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation. La modification de ces paramètres au cours de déformation pourrait expliquer également l'observation

de l'inconstance de l'exposant de la loi puissance, qui distingue le comportement de l'alliage AlMg des résultats d'études similaires réalisés pour des matériaux purs.

Enfin, les premiers résultats sont obtenus sur l'hétérogénéité spatio-temporelle du champ de déformations locales pendant la déformation macroscopiquement homogène de l'alliage étudié. Les structures spatio-temporelles observées à l'aide de l'extensométrie locale sont semblables aux structures observées récemment dans le cas de la déformation du cuivre pur. L'observation de ces similitudes confirme l'hypothèse sur la nature générale des processus d'auto-organisation des ensembles de dislocations.

Le présent travail n'est qu'une première approche de l'étude multi-échelles de la complexité de la déformation plastique dans les conditions du vieillissement dynamique. Notamment, les résultats de l'analyse de l'émission acoustique soulèvent des questions concernant, d'un côté les modèles microscopiques de l'effet PLC et d'un autre côté, la dynamique collective des dislocations associée à cet effet.

Premièrement, la conjecture de synchronisation des avalanches de dislocations remet en cause la condition de sensibilité négative de la contrainte à la vitesse de déformation (qui est, rappelons le, le fondement des modèles de la déformation critique basés sur le phénomène du vieillissement dynamique) comme un seul et unique critère qui détermine la déformation critique pour l'apparition de l'effet PLC. Apparemment, il représente uniquement les conditions d'apparition de l'hétérogénéité plastique à l'échelle macroscopique. Les résultats obtenus prouvent que la déformation plastique est hétérogène invariante d'échelle avant la déformation critique, tandis que la sensibilité de la contrainte est une grandeur macroscopique qui ne prend pas en compte cette hétérogénéité à l'échelle inférieure. Outre ce critère, il faudrait examiner les conditions nécessaires pour la synchronisation des avalanches des dislocations.

Il faut noter qu'une approche alternative au vieillissement dynamique, basée sur l'acumulation des empilements des dislocations sur des obstacles et leur percée éventuelle a été considérée dans la littérature[131, 132]. Dans ce sens, un tel modèle sans diffusion des solutés s'appuie aussi sur la dynamique collective des dislocations. Néan-

moins, il ne peut prédire qu'un développement progressif des « serrations » de contrainte, partant de l'amplitude négligeable et allant jusqu'à un état stable. Il pourrait alors expliquer qualitativement le comportement à haute vitesse de déformation imposée. Par contre, il n'est pas capable de prédire l'apparition brusque des grandes chutes de contrainte observée à basse et à moyenne vitesse. A notre avis, un modèle réaliste devrait prendre en compte à la fois l'aspect microscopique du vieillissement dynamique et l'aspect dynamique associé à la synchronisation des avalanches de dislocations.

Les résultats expérimentaux prouvent également que la synchronisation ne se produit pas d'une façon instantanée mais qu'elle est un processus qui peut durer plusieurs millisecondes et implique une propagation de l'activité plastique dans l'éprouvette. Les évènements acoustiques ne peuvent donc pas être considérés comme des actes élémentaires, caractérisés par leur amplitudes et durées, mais il serait intéressant d'étudier leur propre structure. Pour éclairer cette question, une technique expérimentale d'enregistrement continu du signal acoustique sera nécessaire.

Une autre question que soulève l'hypothèse de synchronisation concerne son lien avec l'observation du chaos déterministe dans les conditions du type B de l'instabilité PLC [104]. La transition vers le chaos a été prouvée grâce à l'analyse des courbes de déformation. Dans ce cas aussi, il serait souhaitable d'étudier le signal acoustique continu dans les mêmes conditions, en appliquant des approches mathématiques utilisées dans l'étude citée.

Enfin, l'accent principal a été mis dans ce travail de thèse sur l'aspect temporel des processus plastiques. Outre cela, les premiers résultats de l'analyse du champ de déformations locales enregistrées par la caméra CCD fournissent une base pour développer une étude de l'aspect spatio-temporel de la plasticité, qu'il soit associé à l'écoulement stable ou à l'effet PLC.

Bibliographie

[1] J. Friedel, *Dislocations*, Pergamon Press, Oxford (1964).

[2] J. Friedel, J. of the Mechanical Behavior of Materials, **2**, 223 (1989).

[3] M.A. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, and L. P. Kubin, Phys. Rev. Lett. **74**, 4758 (1995).

[4] G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras, J. Vergnol, C. Engelke, J. Plessing, H. Neuhauser, E. Bouchaud, J. Planès, and L. P. Kubin, Scripta. Metall. Mater. **32**, 1731 (1995).

[5] J.Diehl, Z. Metallk, **46**, 650 (1955).

[6] E. Orowan, Proc. Phys. Soc. **52**, 8 (1940).

[7] H. Mughrabi, T. Ungar, W. Kienle and M. Wilkens, Philos. Mag. A **53**, 793(1986).

[8] H. Neuhäuser, *Dislocations in Solids*, Ed : F.R.N. Nabarro, vol. 6, North-Holland, Amsterdam, 1983.

[9] T. Kleiser and M. Bocek, Z. Metallkde. **77**, 582 (1986).

[10] M. Zaiser, F. M. Grasset, V. Koutsos and E. Aifantis, Phys. Rev. Let. **93**, 195507 (2004).

[11] F. Le Chatelier, Rev. Metall. **6**, 914 (1909).

[12] A. Portevin and F. Le Chatelier, C. R. Acad. Sci. Paris. **167**, 507 (1923).

[13] K.Chihab, thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France 1986.

[14] K. Chihab, Y. Estrin, L.P. Kubin, J. Vergnol, Scripta metall., **21**, 203 (1987).

[15] R. Shabadi, S. Kumar, H.J. Roven and E.S. Dwarakadasa, Mater Sci Eng A **364**, 140 (2004).

[16] M. Lebyodkin and Y. Estrin, Acta Mater. **53**, 3403 (2005).

[17] P. Rodriguez, S.Venkadesan. Solid. State. Phenom, **42**, 257 (1995).

[18] M.A. Lebyodkin and T.A. Lebedkina, Phys. Rev. E **73**, 036114 (2006).

[19] E.Pink and A.Grinberg, Acta Metall. **30**, 2153 (1982).

[20] A. Zeghloul, M. Mliha-Touati and S. Bakir, J. Phys. III 1467 (1996).

[21] E.Pink and J.Król, Mater. Sci. Eng., **75**, 87 (1985).

[22] S.Kumar, J.Król and E.Pink, Scripta Mat. Vol. 35, **N°6** , 775 (1996).

[23] J.Balik, P.Lukac and L.P.Kubin, Scripta Mat., **42,** 465 (2000).

[24] R. Král, P. Lukáč, Mater. Sci. Eng. A **234-236**, 786 (1997).

[25] D. Branc, thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1986).

[26] H. Ait-Amokhtar, S. Boudrahem and C. Fressengeas, Acta. Mater. **54**, 2113 (2006).

[27] H. Louche, P. Vacher and R. Arrieux, Mater. Sci. Eng. A **404**, 188 (2005).

[28] M. Dablij, A, Zeghloul, Mater. Sci. Eng. A **237,** 1 (1997).

[29] P. G. McCormick, S. Venkadesan and C. P. Ling, Scripta Metall. **29**,1159 (1993).

[30] B. Russel, Philos. Mag. **8**, 615 (1963).

[31] P. G. McCormick, Acta Metal. **21**, 873 (1973).

[32] R.B. Schwarz, L.L. Funk, Acta Metallurgica, **33**, 295 (1985).

[33] A. Van den Beukel, Phys. Stat. Sol A **30**, 197 (1975).

[34] P.G. McCormick, Acta Metall. **20**, 35 (1972).

[35] R.A. Mulford and U.F. Kocks, Acta Metall. **27**, 1125 (1979).

[36] Y. Estrin and L.P. Kubin, Mate Sci Eng, A **137**, 125 (1991).

[37] Y. Estrin and L.P. Kubin, J. Mech. Behavior Mater, 2, 255 (1990).

[38] M. Zaiser, P. Hähner, Phys. Status Solidi B **199**, 267(1997) .

[39] A.Van den Beukel, Phys. Stat. Sol. A **30**, 197 (1975).

[40] P. Penning, Acta Metall. **20**, 1169 (1972).

[41] Y. Brechet, M. A. Lebyodkin, *Scale invariance and beyond*, Ed : B, Dubrulle,F. Graner, D. Sornette, Springer/EDP Sciences, New York, 1997, p107.

[42] L. P. Kubin and Y. Estrin, Acta Metall. **33**,397 (1985).

[43] L. P. Kubin and Y. Estrin, Acta Metall. Mater. **38**, 697 (1990).

[44] N. Louat, Scripta metall, 15, **11**, 1167 (1981).

[45] A. Van den Beukel and U.F. Kocks, Acta Metall. **30** 1027 (1982) .

[46] M.A. Lebyodkin and T.A. Lebedkina, Phys. Rev.E **77**, 26111 (2008).

[47] H. M. Zbib and E. C. Aifantis, Scripta Metall. **22**, 1331 (1988).

[48] D. Eshelby, *Progress in Solid Mechanics 2*, Ed : I.N. Sneddon and R. Hill, North-Holland, Amsterdam, 1961, p89.

[49] G. Canova, L.P. Kubin, Y. Brechet, *in Large Plastic Deformations*, Ed : C. Teodosiu et al., A.A. Balkema, Rotterdam, 1993, p27.

[50] P. Hähner, Scripta Metall. Mat, **29**, 1171 (1993).

[51] P. W. Bridgman, *Studies in large plastic flow and fracture*, Ed : McGraw-Hill, New York, 1952. p9.

[52] M.A. Lebyodkin, Y. Estrin, Y. Brechet, and L.P. Kubin, Acta Metall., 44, **11**, 4531 (1996).

[53] V. JeanClaude and C. Fressengeas, Scripta Metall. **29**, 1177 (1993).

[54] G. Nicolis, I. Prigogine, *Self-organization in nonequilibrium systems : from dissipative structures to order through fluctuations*, Wiley, New York, 1977.

[55] H. Haken, Synergetik, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1982.

[56] E. N. Lorenz, J. Atmos. Sci. **20**, 130 (1963).

[57] H.D.I. Abarbanel, R. Brown, J.J. Sidorowich, L.Sh. Tsimring, Rev. Mod. Phys., **65**, 4, 1331 (1993).

[58] P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A **38**, 364 (1988).

[59] P. Bak, *How nature works : the science of self-organized criticality.* Springer-Verlag, New York ,1996.

[60] M.B. Weissman, Rev Mod Phys, **60**, 537 (1994).

[61] J.M. Carlson, J.S. Langer and B.E. Shaw, Reviews of Modern Physics, **66**, 657 (1994).

[62] H.J. Jensen, *Self-Organized Criticality, Emergent Complex Behavior in Physical and Biological Systems*, Cambridge University Press, 1998.

[63] H.M. Jaeger, C. H. Liu and S.R. Nagel, Phys Rev. Lett, 62, 40 (1989).

[64] A.A. Konstantinidis, E.C. Aifantis, J. Eng. Mater. Technol. 124, 358 (2002).

[65] A. Sarkar, L. Charles. Jr.Webber, P. Barat, P. Mukherjee, Physics Letters A **372,** 1101 (2008).

[66] D. Kugiumtzis, A. Kehagias, E. C. Aifantis, H. Neuhäuser, Phys. Rev. E 70, 036110 (2004).

[67] G. Ananthakrishna, S.J. Noronha, C. Fressengeas, and L.P. Kubin, Phys. Rev. E **60**, 5455 (1999).

[68] M. Lebyodkin, L. Dunin-Barkowskii, Y. Brechet, Y. Estrin, and L. Kubin, Acta Mater. 48, 2529 (2000).

[69] T.A. Lebedkina and M.A. Lebyodkin, Acta Mater, **56**, 5567 (2008).

[70] M. S. Bharathi, M. Lebyodkin, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, and L. P. Kubin, Acta Mater. **50**, 2813 (2002).

[71] P.G. McCormick and C.P. Ling, Acta. metall. mater, Vol 43, 5, 1969 (1995).

[72] E. Rizzi and P. Hähner, Intern. J. Plast, **20**, 121 (2004).

[73] T. Böhlke, G. Bondár, Y. Estrin, M.A. Lebyodkin, Comput. Mater. Sci, **44**, 1076 (2009).

[74] S. Kok, A.J. Beaudoin, D. A. Tortorelli, M. A. Lebyodkin, Model. Simul. Mater. Sci. Eng, **10,** 745 (2002) .

[75] S. Kok, M.S. Bharathi, C. Fressengeas, A.J. Beaudoin, G. Ananthakrishna, L.P. Kubin, and M. Lebyodkin, Acta Mater, **51**, 3651 (2003).

[76] S. Zhang, P. G. McCormick and Y. Estrin, Acta mater, **49**, 1087 (2001).

[77] G Lasko, P. Hähner and S. Schmauder Model. Simul. Mater. Sci. Eng. **13**, 645 (2005).

[78] M. Mazière, J. Besson, S. Forest, B. Tanguy, H. Chalons and F. Vogel, Comput. Meth Appl. Mech. Eng, **199** 734 (2010).

[79] S. Varadhan, A.J. Beaudoin, and C. Fressengeas, J. Mech. Phys. Solids **57**, 1733 (2009).

[80] G. Ananthakrishna and M. C. Valsakumar, J. Phys. D : Appl. Phys, **15** (1982).

[81] G. Ananthakrishna, Physics Reports, **440**, 113 (2007).

[82] A.N. Andrade, Proc. Roy. Soc, **84**, 1 (1916).

[83] R. Becker and E. Orowan, Z. Phys, **75**, 566 (1932).

[84] J. Weiss and J.-R. Grasso, J. Phys. Chem. B **101**, 6113 (1997).

[85] J. Weiss, J. R. Grasso, M.C. Miguel, A. Vespignani, and S. Zapperi, Mater. Sci. Eng. **A 309-310**, 360 (2001).

[86] T. Richeton, J.Weiss, and F. Louchet, Nature Materials. **4**, 465 (2005).

[87] J. Weiss, T. Richeton, F. Louchet, F. Chmelik, P. Dobron, D. Entemeyer, M. Lebyodkin, T. Lebedkina, C. Fressengeas, and R.J. McDonald, Phys. Rev. B **76**, 224110 (2007).

[88] T. Richeton, J.Weiss, F. Louchet, P. Dobroň, and F. Chmelík, Kovove Mater. **45**, 149 (2007).

[89] C. Fressengeas, A. J. Beaudoin, D. Entemeyer, T. Lebedkina, M. Lebyodkin, and V. Taupin, Phys. Rev. B **79**, 014108 (2009).

[90] D. M. Dimiduk, C. Woodward, R. LeSar, and M. D. Uchic, Science **312**, 1188 (2006).

[91] A. Acharya, A. J. Beaudoin, and R. Miller, Math. Mech. Solids, **13**, 292 (2008).

[92] L. B. Zuev and V. I. Danilov, Int. J. Solids Struct. **34**, 3795 (1997).

[93] L. B. Zuev, Ann. Phys. (Leipzig), 1 (2007).

[94] L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, and V. V. Gorbatenko, Physics of Wave Phenomena, 17, 1, 66 (2009).

[95] H. Kolsky, *Stress Waves in Solids*, Ed : Dover, NewYork, 1963.

[96] L. B. Zuev, Tech. Phys. Lett. **31**, 89 (2005).

[97] V. I. Krinsky, *Self-Organization. Auto-waves and Structures Far from Equilibrium,* Ed : V. I. Krinsky, Springer Verlag, Berlin, 1984, p 9.

[98] J. Gauthier, P.R. Louchez and F.H. Samuel, Inter. J. Cast Metals Research, Vol. 8, **N° 2**, 106, (1995a).

[99] H. Ait-Amokhtar, C. Fressengeas and S. Boudrahem, Mater. Sci. Eng. A **488**, 540 (2008).

[100] A. Ziegenbein, P. Hähner and H. Neuhäuser, Comput. Mater. Sci. **19**, 27 (2000).

[101] R. J. McDonald, thèse de doctorat, University of Illinois at Urbana-Champaign, USA (2009).

[102] F. Chmelík (private communication).

[103] Manuelle de *LOCAN* 320. Physical Acoustics Corporation . Novembre 1999.

[104] M. S. Bharathi, M. Lebyodkin, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, and L. P. Kubin, Phy. Rev. Lett. 86. **16**.165508 (2001).

[105] B. Gutenberg and C.F. Richter, Bulletin of the Seismolgical Society of America. **32**, 163 (1942).

[106] J. Feder. *Fractals,* Plenum, New York, 1988.

[107] B. Mandelbrot, *Fractals – Form, Chance and Dimension*, Freeman, San Francisco, 1977.

[108] T.C. Halsey, M.H. Jensen, L.P. Kadanoff, I. Procaccia and B. I. Shraiman, Phys. Rev. A **33**, 1141 (1986).

[109] A. Chhabra, and R.V Jensen,. Phys. Rev. Lett, **62**, 1327, (1989).

[110] M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina and A. Jacques, *Multifractal analysis of unstable plastic flow*, Nova Science Publishers, New York, 2009.

[111] M. Abbadi, P. Hähner, A. Zeghloul, Mater Sci and Eng A **337** 194 (2002).

[112] F. Chmelík, A. Ziegenbein, H. Neuhäuser, and P. Lukáč, Mater. Sci. Eng. A **324**, 200 (2002).

[113] F. Chmelík, F.B. Klose, H. Dierke, J. Šachl, H. Neuhäuser, and P. Lukáč, Mater. Sci. Eng. A **462**, 53 (2007).

[114] M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina, F. Chmelík, T. T. Lamark, Y. Estrin, C. Fressengeas, and J. Weiss, Phys. Rev. B, **79**, 174114 (2009).

[115] J. Kertész and L.B. Kiss, J. Phys. A **23**, L433 (1990).

[116] I.V. Shashkov, M.A. Lebyodkin, T.A. Lebedkina, P. Dobron, F. Chmelik, R. Kral, K. Parfenenko, K. Mathis, Colloque Plasticité, Lille, 4-6 avril 2011.

[117] B. Devincre, T. Hoc, and L. Kubin, Science **320**, 1745 (2008).

[118] A.A. Shibkov, A.E. Zolotov, JETP Lett. **90**, 370, (2009).

[119] P.J. Cote and L.V. Meisel, Phys. Rev. Lett. **67**, 1334 (1991).

[120] E.V. Matizen, S.M. Ishikaev, and V.A. Oboznov, Journal. Exper. Theor. Phys. **99**, 1065 (2004).

[121] E. Vives, J. Ortín, L. Mañosa, I. Ràfols, R. Pérez-Magrané, A. Planes, Phys. Rev. Lett. **72** , 1694 (1994).

[122] J.M. Carlson, J.S. Langer, B.E. Shaw, Rev. Mod. Phys. **66**, 657, (1994)

[123] J.P. Sethna, K. Dahmen, S. Kartha, J.A. Krumhansl, B.W. Roberts, J.D. Shore, Phys. Rev. Lett. **70**, 3347 (1993).

[124] D. Sornette, Phys. Rev. Lett. **72**, 2306. (1994)

[125] S.H. Strogatz, Physica D **143**,1 (2000) .

[126] J. Buck and E. Buck in Scientific American, Vol. 234, **5,** 74 (1976)

[127] C.J. Pérez, Á. Corral, A. Díaz-Guilera, K. Christensen, and A. Arenas, Int. J. Mod. Phys. B, **10**, 1111 (1996).

[128] L.P. Kubin, C. Fressengeas, G. Ananthakrishna, *Collective behaviour of dislocations in plasticity*, in : F.R.N. Nabarro, M.S. Duesbery (Eds.), Dislocations in Solids, Vol. 11, Elsevier Science BV, Amsterdam, 2002, pp. 101–192.

[129] ASTM standards, http ://www.astm.org/.

[130] H. Ait-Amokhtar, C. Fressengeas, Acta Mater **58**, 1342 (2010).

[131] A. Korbel and H. Dybiec, Acta metall. **29**, 89 (1981).

[132] Z. Trojanova and C.H. Cáceres, Scripta Mater. **56**, 793 (2007).