

## UNIVERSITÉ PARIS XIII – SORBONNE PARIS NORD

École doctorale Sciences, Technologies, Santé Galilée

---

### Étude des avalanches de dislocations dans le Cuivre par Dynamique des Dislocations Discrètes et confrontation avec des expériences d'Émission Acoustique

*Discrete Dislocation Dynamics Investigation of Dislocation Avalanches in Copper and  
Confrontation with Acoustic Emission Experiments*

---

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

**Missipsa AISSAOUI**

*Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux (LSPM)*

pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES DES MATÉRIAUX**

soutenue le **18 février 2025** devant le jury d'examen constitué de :

**DESCHANEL Stéphanie**, INSA Lyon, Rapportrice

**FIVEL Marc**, Grenoble INP, Rapporteur

**WEISS Jérôme**, Grenoble IsTerre, Examineur

**BACROIX Brigitte**, Université Sorbonne Paris Nord, Examinatrice

**SALMAN Oguz Umut**, Université Sorbonne Paris Nord, Co-encadrant de thèse

**QUEYREAU Sylvain**, Université Sorbonne Paris Nord, Co-encadrant de thèse

**KAHLOUN Charlie**, Université Sorbonne Paris Nord, Directeur de thèse



---

## Remerciements

La réalisation de ce travail de recherche a été une aventure intellectuelle et personnelle marquante, rendue possible grâce au soutien et à l'engagement de nombreuses personnes. Cette thèse représente non seulement le fruit de mes efforts, mais également le résultat d'un travail collectif, de collaborations enrichissantes et d'un encadrement précieux. À travers ces lignes, je souhaite rendre hommage à toutes celles et ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à cette quête intellectuelle. Leurs conseils, leur influence et leurs échanges ont été des éléments cruciaux dans l'élaboration de cette thèse. Chaque page de ce manuscrit porte l'empreinte de ces rencontres, témoignant de l'importance des collaborations et des interactions dans la quête du savoir. Que ce travail soit également le leur, le reflet de l'esprit de partage et de la richesse des échanges qui ont marqué ces années de doctorat.

Mes premiers remerciements vont aux membres de mon jury de thèse. Je vous remercie d'avoir accepté d'évaluer cette thèse.

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux (LSPM) de l'université Sorbonne Paris Nord .

Je tiens à présenter mes plus sincères remerciements à mes encadrants, Drs. Charlie KAHLOUN, Sylvain QUEYREAU et Oguz Umut SALMAN, pour leur direction et leur accompagnement tout au long de ce travail de thèse. Leur sympathie, leur patience, leur disponibilité ainsi que leurs idées et conseils précieux ont été essentiels à la réussite de ce projet.

Je remercie tout particulièrement Dr. Charlie KAHLOUN de m'avoir confié un sujet de recherche à la fois ambitieux et complexe, qui m'a permis d'élargir mes connaissances et d'acquérir de nouvelles compétences. Son encadrement rigoureux, ses conseils éclairés et sa constante disponibilité ont joué un rôle déterminant dans la réalisation de cette thèse. Grâce à son accompagnement, j'ai pu relever les défis inhérents à ce projet et adopter une démarche à la fois méthodique et critique. Je lui suis profondément reconnaissant pour sa confiance, sa patience et la richesse des échanges que nous avons partagés.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à Dr. Sylvain QUEYREAU pour son soutien inestimable tout au long de ce travail. Son expertise, ses conseils avisés et sa grande disponibilité ont constitué des appuis fondamentaux dans la conduite de cette recherche. Sa patience et son engagement ont grandement contribué à surmonter les difficultés rencontrées, et je lui suis sincèrement reconnaissant pour les nombreuses opportunités d'apprentissage et de développement qu'il m'a offertes.

Enfin, mes remerciements vont également à Dr. Oguz Umut SALMAN pour son précieux encadrement et ses conseils pertinents, qui ont enrichi cette aventure scientifique.

Durant mes dernières années de thèse, j'ai eu l'occasion de rencontrer des collègues de travail et des amis formidables avec qui j'ai partagé de très bons moments. Je tiens à les remercier sincèrement pour leur soutien, leur bienveillance et les moments de complicité qui ont rendu cette période si spéciale. Ces souvenirs resteront gravés dans ma mémoire, et je suis profondément reconnaissant de les avoir eus à mes côtés tout au long de ce parcours.

Je remercie ma famille qui a toujours été ma source de motivation, ils ont constamment été présents pour m'encourager à donner le meilleur de moi-même. Ce travail, je le dédie à vous, en reconnaissance de tous vos sacrifices et de vos efforts.

MERCI

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Étude bibliographique</b>	<b>12</b>
1	Introduction . . . . .	14
2	Mécanisme de déformation dans les métaux . . . . .	14
3	Système de glissement dans les métaux . . . . .	14
4	Facteur de Schmid . . . . .	15
5	Modèles de comportement du polycristal . . . . .	16
5.1	Le modèle de Taylor . . . . .	17
6	Propriétés des dislocations dans la structure cubique a faces centrées . . . . .	18
6.1	Contrainte appliquée, force effective, énergie élastique . . . . .	18
6.2	Dislocations parfaites . . . . .	19
6.3	Dislocations partielles . . . . .	19
7	Interactions des dislocations et durcissement de la forêt . . . . .	20
8	Mécanisme de multiplication des dislocations . . . . .	21
8.1	Multiplication des dislocations par des sources de Frank-Read . . . . .	22
8.2	Multiplication par glissement dévié . . . . .	22
8.3	Stockage et libre parcours moyen des dislocations . . . . .	23
9	Anisotropie du comportement plastique des matériaux CFC en traction uniaxiale	23
9.1	Le stade I : glissement facile . . . . .	24
9.2	Le stade II : durcissement linéaire . . . . .	24
9.3	Stade III et glissement multiple : durcissement parabolique . . . . .	25
10	Migration des joints de grain . . . . .	26
10.1	Définition d'un joint de grains . . . . .	26
10.2	Mécanismes liés aux joints de grains et interaction avec la plasticité . . . . .	26
10.3	Forces motrices principales . . . . .	29
11	Restauration et recristallisation des polycristaux . . . . .	29
11.1	Les étapes de la recristallisations . . . . .	29
11.2	Restauration . . . . .	30
11.3	Recristallisation secondaire . . . . .	32
12	Résumé . . . . .	32
<b>2</b>	<b>Mise en évidence des avalanches dans les métaux</b>	<b>33</b>
1	Introduction . . . . .	34
2	Mise en évidence des avalanches dans les métaux . . . . .	34
3	Observations expérimentales du caractère intermittent de l'écoulement plastique	35
4	Mise en évidence par EA . . . . .	35
4.1	Analyse spatiale des avalanches par EA . . . . .	37
4.2	Dynamique collective des dislocations dans les polycristaux . . . . .	38
5	Dynamique collective des dislocations par analyse de surfaces . . . . .	40
6	Déformation d'échantillons de taille microscopique . . . . .	41
7	Mis en évidence des Avalanches de dislocation par Dynamique de Dislocation Discrète (DDD) . . . . .	45
7.1	Dynamique de Dislocation Discrète en dimension 2 (DDD-2D) . . . . .	45
7.2	Dynamique de Dislocation Discrète tri-dimensionnelle (DDD-3D) . . . . .	49
7.3	Bilan des distributions et corrélations obtenues . . . . .	52
8	Méthode de post-traitement des données statistiques . . . . .	53

8.1	Fonctions de distribution de probabilité . . . . .	54
8.2	Asymétrie (Skewness) et Curtose (Kurtosis) . . . . .	57
9	Resumé . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Dynamique des dislocations discrètes</b>	<b>60</b>
1	Introduction . . . . .	61
2	Dynamique des dislocations discrètes . . . . .	61
3	Code microMégas . . . . .	62
4	Discretisation de l'espace et des lignes de glissement . . . . .	63
5	Calcul des forces sur les segments . . . . .	64
6	Loi de mobilité . . . . .	67
7	Résolution de l'équation dynamique du mouvement de dislocations . . . . .	67
8	Taux de déformation . . . . .	67
9	Mode de chargement . . . . .	68
10	Conditions aux Limites Périodiques et plan de glissement étendu . . . . .	69
11	Le glissement dévié dans la DDD . . . . .	70
12	Quelles simulations pour étudier la criticalité du cuivre ? . . . . .	72
12.1	Orientation du cristal . . . . .	72
12.2	Impacte de la densité de dislocation . . . . .	73
12.3	Impact du mode de chargement . . . . .	73
13	Premiers résultats sur les avalanches . . . . .	73
13.1	Conditions de simulation . . . . .	74
13.2	Influence de la fréquence d'échantillonnage des données ( $K_{stat}$ ) . . . . .	74
13.3	Influence de $N_{statcontrol}$ . . . . .	76
14	Resumé . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Influence des paramètres microstructuraux sur la statistique d'avalanches de dislocations</b>	<b>80</b>
1	Introduction . . . . .	81
2	Influence de la densité de dislocations sur la statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	82
2.1	Méthodologie et conditions de simulations [001] . . . . .	82
2.2	Comportement plastique et microstructure . . . . .	83
2.3	Séquences de déplacements des dislocations durant des avalanches . . . . .	85
2.4	Étude des contraintes d'initiation d'avalanches . . . . .	88
2.5	Statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	89
2.6	Étude de l'influence de la densité de dislocations sur la statique d'avalanche avec des boîtes homothétiques . . . . .	91
2.7	Contribution de chaque système de glissement dans la statistique d'avalanches . . . . .	94
2.8	Loi d'échelle quantitative du cut-off des avalanches . . . . .	97
3	Influence de l'orientation sur la statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	98
3.1	Méthodologie . . . . .	99
3.2	Comportement plastique et microstructure . . . . .	100
3.3	Statistiques d'avalanches de dislocations . . . . .	102
3.4	Évolution quantitative du paramètre du cut-offs $\Delta\gamma_{max}$ avec l'orientation et la densité . . . . .	105
4	Resumé . . . . .	106

<b>5</b>	<b>Compétition entre le chargement et la vitesse des dislocations</b>	<b>107</b>
1	Introduction . . . . .	108
2	Méthodologie . . . . .	109
3	Étude de l'influence de la vitesse de déformation sur la statistique d'avalanche . . . . .	109
3.1	Comportement plastique . . . . .	109
3.2	Coefficient de sensibilité a la vitesse . . . . .	111
3.3	Étude des contraintes d'initiation des avalanches . . . . .	112
3.4	Étude des contributions individuelles des systèmes aux avalanches . . . . .	113
3.5	Statistiques d'avalanches . . . . .	115
4	Étude du mécanisme de glissement déviée sur la statistique d'avalanches de dislocation . . . . .	119
4.1	Comportement plastique et évolution de la microstructure . . . . .	119
4.2	Statistique d'avalanches de dislocation . . . . .	121
5	Résumé . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>124</b>
1	Introduction . . . . .	126
2	Description des dispositifs expérimentaux . . . . .	126
2.1	Préparation des échantillons et polissage . . . . .	127
2.2	Dispositifs expérimentaux de l'émission acoustique . . . . .	128
2.3	Le microscope électronique à balayage (MEB) . . . . .	129
3	Modèle et analyse de l'émission acoustique (comparaison avec la simulation DDD) . . . . .	133
3.1	Description et grandeurs acoustiques . . . . .	133
3.2	Caractéristiques des salves acoustiques enregistrées . . . . .	133
3.3	Modèle de l'onde acoustique . . . . .	134
3.4	Analyse de corrélation entre amplitude et temps de retour à la tension seuil . . . . .	136
3.5	Vitesse d'émission, énergie absolue du signal et fraction de plasticité intermittente . . . . .	138
3.6	Étalonnage de la salve en termes d'incrément de déformation plastique . . . . .	140
4	Analyse temporelle des mesures. Corrélations et répliques . . . . .	141
4.1	Corrélation entre l'amplitude et les grandeurs temporelles d'une salve. Évolution de ces grandeurs au cours de l'essai de traction . . . . .	141
4.2	Corrélation entre les événements acoustiques. Mise en évidence des répliques . . . . .	144
5	Influence de la vitesse de traction sur les caractéristiques des salves . . . . .	147
6	Distribution des contraintes critiques et comparaison avec la simulation . . . . .	150
7	Essai de traction et traitement thermique . . . . .	151
7.1	Les traitements thermiques . . . . .	151
7.2	Evolutions de l'atténuation, de la fréquence et de la durée des salves avec le recuit . . . . .	152
7.3	Évolution du nombre d'événements en fonction de la déformation . . . . .	153
7.4	Évolution de l'amplitude des salves au cours de l'essai. Distribution statistique des amplitudes . . . . .	154
7.5	Distribution des vitesses d'émission en fonction de la déformation . . . . .	156
7.6	Critère de partage de la plasticité et incrément moyen de déformation . . . . .	157
8	Résumé des observations . . . . .	158
9	Analyse des résultats et conclusion . . . . .	158
<b>7</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>161</b>

---

1	Conclusion générale . . . . .	162
2	Perspectives . . . . .	164
	<b>Bibliographie</b>	<b>166</b>
<b>8</b>	<b>ANNEXE</b>	<b>179</b>
1	Tableau récapitulatif de l'ensemble des simulation DDD réalisées . . . . .	180
2	Validation du post-traitement des fenêtres glissantes . . . . .	180

La maîtrise de la déformation plastique constitue un enjeu majeur en science des matériaux et en mécanique, avec des applications clés dans des secteurs tels que la sidérurgie, l'aéronautique, l'automobile et le nucléaire. Comprendre les mécanismes associés à la déformation plastique est fondamental pour décrire le comportement des matériaux lors d'opérations de mise en forme (laminage, forgeage, emboutissage) ou pour anticiper l'évolution de certains phénomènes se manifestant sous des sollicitations mécaniques répétées dans des structures critiques, tels que la fissuration, la rupture ou la fatigue des matériaux. Les enjeux sont donc non seulement ingénieriques, économiques, de sécurité, et environnementaux puisqu'il faut réduire drastiquement les consommations de matières premières et abaisser les consommations énergétiques en allégeant les structures.

Parmi les mécanismes responsables de la déformation plastique, les avalanches de dislocations jouent un rôle central. Ces événements, où un grand nombre de dislocations se déplacent collectivement sous l'effet de contraintes, entraînent des modifications abruptes de la structure cristalline et expliquent la microstructuration des matériaux cristallins, et donc explique certainement les fluctuations statistiques contrôlant la résistance, la ductilité et la tenue à la fatigue des matériaux.

L'étude des avalanches de dislocations, située à l'interface entre mécanique des matériaux, physique statistique et théorie de l'auto-organisation, révèle des comportements intermittents souvent marqués par des transitions brutales entre différents régimes de déformation, passant d'un régime intermittent aux échelles microscopiques à des régimes homogènes pour des échelles macroscopiques.

Par ailleurs, les exigences croissantes en termes de miniaturisation et de nanotechnologies nécessitent une compréhension plus fine du comportement des avalanches de dislocations à différentes échelles, ouvrant la voie à de nouvelles conceptions de métaux et d'alliages métalliques et à de nouveaux traitements thermomécaniques. L'exploration de ces avalanches représente donc une avancée cruciale pour répondre aux défis de la durabilité et de la performance des matériaux à différentes échelles et sous différentes conditions que ce soit pour les matériaux de structures plus conventionnels ou les nouveaux composants miniaturisés.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux comportements collectifs des dislocations et à l'influence des paramètres microstructuraux sur ces comportements, avec un focus particulier sur le cuivre. Ce matériau, en raison de ses propriétés mécaniques et de son coût, constitue un choix pertinent, un cadre bien défini, et un matériau modèle pour bon nombres d'autres métaux pour de nombreuses applications industrielles.

De nombreux aspects de la nature critique des avalanches de dislocations sont encore mal compris car les observations sont soit indirectes soit faites sur des systèmes avec plusieurs longueurs d'échelle physiques en compétition comme sur les micropiliers. Des résultats contradictoires sont aussi parfois obtenus dans la littérature et les systèmes massifs à 3D sont bien moins traités par simulations. Les tailles des avalanches sont associées à des distributions en loi puissance avec un exposant qui peut être similaire à beaucoup d'autres mécanismes physiques totalement différents. Il n'est toutefois pas sûr que les avalanches de dislocations appartiennent à une seule classe d'universalité puisque les exposants issus de l'expérience sont compris entre 1,5 à 2,5. La loi puissance pure n'est pas associée à une échelle caractéristique, mais souvent le régime en loi puissance est délimité par des limites inférieures et surtout supérieures qui dépendent elles même de beaucoup de paramètres matériaux ou liés au chargement. Définir les signatures statistiques des avalanches est donc le seul moyen de connecter rigoureusement la plasticité microscopique à la vision macroscopique et continue.

La démarche de ma thèse repose sur l'association de simulations mésoscopique et d'un effort

expérimental. Pour cela, j'ai réalisé des simulations de Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD) 3D massives et réalistes de la déformation du Cu. La DDD est une technique robuste pour l'étude des avalanches de dislocations. Cette méthode est particulièrement pertinente en raison de sa capacité à reproduire le comportement collectif tridimensionnel des dislocations en prenant en compte leurs interactions et en intégrant plusieurs mécanismes de déformation, tels que le glissement dévié ou la formation de jonctions. Je me suis d'abord intéressé à deux paramètres structuraux. Les microstructures de dislocations sont associées à des mécanismes de dislocations très différents et on peut anticiper que les contributions courtes/longues distances pour les interactions entre dislocations soient différentes. On peut alors se demander si l'exposant critique restera le même. Des résultats contradictoires existent dans la littérature. La quantité de déformation et donc la densité de dislocations modifie la troncation des loi puissances mais comme la densité de dislocations évolue continûment dans les simulations ou au cours d'essais, peut-on quantifier cet effet ?

Par ailleurs, la réponse mécanique des métaux, notamment leur durcissement, dépend significativement des conditions de chargement, telles que la vitesse de déformation. Dans les métaux à structure cubique à faces centrées (CFC), comme le cuivre, le mouvement des dislocations est influencé non seulement par le traînage des phonons, mais aussi par des interactions collectives complexes entre les dislocations pendant l'avalanche. Ces phénomènes deviennent particulièrement significatifs lors de déformations à haute vitesse (mise en forme, chocs).

Cependant, le lien entre la vitesse de déformation et les mécanismes microscopiques de déformation reste encore mal compris. Comprendre comment ces paramètres influencent la dynamique des avalanches de dislocations constitue l'une des questions centrales de cette thèse.

L'émission acoustique (EA) est certainement la technique expérimentale la plus adaptée à l'étude des avalanches de dislocations à travers l'enregistrement des signaux acoustiques (salves acoustiques) produits par le mouvement des dislocations dans les matériaux. Les caractéristiques de ces salves sont directement liées aux propriétés des avalanches de dislocations. Nous avons utilisé de nombreux traitements thermiques dans le but de modifier les microstructures, densité de dislocations et tailles de grain dans nos polycristaux de cuivre, et nous avons fait varier les conditions de chargement mécanique. Une interprétation directe des résultats n'est pas toujours évidente. Dans ce but, les résultats expérimentaux sont confrontés à ceux obtenus par la Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD).

**L'organisation de ce mémoire se divise en plusieurs chapitres.** Le premier chapitre correspond à une étude bibliographique qui illustre le comportement plastique et les mécanismes de déformation plastique dans le cuivre polycristallin, avec un rappel des propriétés des dislocations et des mécanismes associés.

Par la suite, une mise en contexte de ces travaux a été réalisée en mettant en évidence les avalanches de dislocations à travers des études expérimentales et théoriques. Ces travaux confirment le caractère intermittent des événements plastiques associés aux avalanches de dislocations ainsi que les mécanismes microstructuraux influençant la statistique de ces avalanches. Le développement de nouvelles techniques de mesure sur des échantillons micrométriques, combiné à la capacité toujours croissante des centres de calcul, capables d'exécuter des simulations DDD-3D intégrant des centaines de milliers de segments, permet également de mettre en évidence ce caractère intermittent à l'échelle mésoscopique.

Le troisième chapitre détaille les mécanismes et les formulations utilisés dans le code de simulation de la dynamique des dislocations 3D, nommé "microMegas". Ce chapitre explique notamment le choix du type de simulation utilisé pour étudier le caractère critique des avalanches de dislocations dans le cuivre. Afin de répondre aux besoins de cette étude, des choix spéci-

fiques ont été faits sur certains paramètres de simulation. Ces paramètres incluent la fréquence d'échantillonnage et le nombre d'étapes pris en compte dans la procédure de contrôle de simulation. Ces deux paramètres ont été démontrés comme influençant la statistique des avalanches de dislocations dans le cadre des simulations 3D. Le choix de ces paramètres a été optimisé dans le but de maximiser le nombre d'événements produits lors des simulations.

Les résultats de cette étude sont décomposés en trois chapitres, correspondant à deux chapitres de résultats de simulation en DDD et un chapitre de résultats expérimentaux.

Le premier chapitre des résultats DDD-3D présente des résultats de simulation sur le cuivre monocristallin. Dans ce chapitre, l'influence de deux paramètres microstructuraux importants a été étudiée. La première partie expose l'influence de la densité de dislocations sur le comportement plastique et sur la distribution des caractéristiques des avalanches de dislocations (chutes de contraintes et incréments de déformation) dans le cuivre sous sollicitation suivant la direction [001]. La deuxième partie de ce chapitre expose l'influence de l'orientation sur le comportement plastique et sur la statistique des avalanches de dislocations.

Les résultats de simulations présentés dans le premier chapitre supposent une vitesse de déformation constante. Le deuxième chapitre propose des résultats de DDD-3D où la vitesse de déformation a été variée sur plusieurs ordres de grandeur afin d'étudier son influence sur le comportement plastique et sur la statistique des avalanches de dislocations dans le cuivre. Cette étude a été réalisée dans deux cas : le premier, où le mécanisme de glissement dévié est pris en compte, et le deuxième, où le glissement dévié n'est pas considéré. Ce chapitre met en lumière la compétition entre le mode de chargement et la vitesse des dislocations dans le cuivre sollicité selon la direction [001].

Les chapitres de résultats de simulation DDD sont complétés et comparés à des résultats expérimentaux dans le cadre de l'étude du comportement plastique du cuivre polycristallin sous traction suivant la direction [001], combinée à une mesure d'émission acoustique.

Le chapitre de résultats expérimentaux commence par une présentation des outils et des méthodes utilisés dans le cadre expérimental de ma thèse. Dans un premier temps, il décrit le protocole de préparation des échantillons ainsi que les instruments utilisés pour la caractérisation microstructurale (EBSD) de ces derniers. Par la suite, le chapitre détaille la chaîne d'acquisition des émissions acoustiques (EA), en précisant le choix des paramètres temporels adaptés pour enregistrer les salves acoustiques dans le cuivre sans induire de problèmes de saturation. Enfin, un modèle de post-traitement des données d'EA, inspiré du modèle de Rouby, a été implémenté. Ce modèle permet de définir un coefficient de partage entre plasticité laminaire et plasticité intermittente.

La première partie de l'étude est réalisée sur l'influence de la vitesse de traction (liée à la vitesse des dislocations par la relation d'Orowan) sur les caractéristiques des salves d'émission acoustique et sur la statistique des avalanches de dislocations, à travers l'étude des distributions de ces caractéristiques de salves, comme l'amplitude des salves, et l'étude de la contribution entre plasticité laminaire et intermittente.

Une étude similaire a été effectuée dans la deuxième partie de ce chapitre sur des échantillons recuits à des températures de 300, 350 et 400°C pendant des temps allant de 1 h à 9 h, dans le but d'étudier l'influence de la température et du temps de recuit sur l'évolution de la microstructure et sur le comportement plastique de ces échantillons. Dans un premier temps, l'influence de ces paramètres sur la microstructure a été analysée. Par la suite, l'influence de ces paramètres microstructuraux sur la statistique des avalanches de dislocations a été explorée à travers l'étude de la distribution des caractéristiques des salves d'EA enregistrées lors d'essais de traction et par l'investigation de la fraction de partage entre plasticité laminaire et intermittente.

---

Finalement, cette étude s'achève par une conclusion générale qui clôture le manuscrit, accompagnée de perspectives à envisager à l'issue de l'étude réalisée.

## Étude bibliographique

### Table des matières

1	Introduction . . . . .	14
2	Mécanisme de déformation dans les métaux . . . . .	14
3	Système de glissement dans les métaux . . . . .	14
4	Facteur de Schmid . . . . .	15
5	Modèles de comportement du polycristal . . . . .	16
5.1	Le modèle de Taylor . . . . .	17
6	Propriétés des dislocations dans la structure cubique a faces centrées . . . . .	18
6.1	Contrainte appliquée, force effective, énergie élastique . . . . .	18
6.2	Dislocations parfaites . . . . .	19
6.3	Dislocations partielles . . . . .	19
7	Interactions des dislocations et durcissement de la forêt . . . . .	20
8	Mécanisme de multiplication des dislocations . . . . .	21
8.1	Multiplication des dislocations par des sources de Frank-Read . . . . .	22
8.2	Multiplication par glissement dévié . . . . .	22
8.3	Stockage et libre parcours moyen des dislocations . . . . .	23
9	Anisotropie du comportement plastique des matériaux CFC en traction uniaxiale . . . . .	23
9.1	Le stade I : glissement facile . . . . .	24
9.2	Le stade II : durcissement linéaire . . . . .	24
9.3	Stade III et glissement multiple : durcissement parabolique . . . . .	25
10	Migration des joints de grain . . . . .	26
10.1	Définition d'un joint de grains . . . . .	26
10.2	Mécanismes liés aux joints de grains et interaction avec la plasticité . . . . .	26
10.2.1	Modèle phénoménologique pour la migration des JdG . . . . .	27
10.2.2	Modèle de Read et Shockley pour les JdG faiblement désorientés . . . . .	28
10.2.3	Modèle de Cahn . . . . .	28

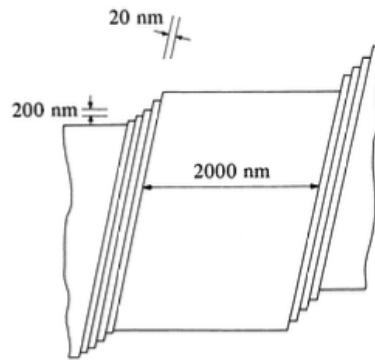
10.2.4	Modèle des disconnections . . . . .	28
10.3	Forces motrices principales . . . . .	29
11	Restauration et recristallisation des polycristaux . . . . .	29
11.1	Les étapes de la recristallisations . . . . .	29
11.2	Restauration . . . . .	30
11.2.1	Recristallisation primaire . . . . .	31
11.3	Recristallisation secondaire . . . . .	32
12	Résumé . . . . .	32

## 1 Introduction

Afin de fournir une meilleure compréhension du comportement critique de la déformation plastique des matériaux de structure CFC, en particulier du cuivre, il est important de disposer d'une connaissance générale en plasticité cristalline. Cette première partie présente rapidement les mécanismes microscopiques de la plasticité des métaux, définit les paramètres qui la caractérise et expose les modèles qui la décrivent.

## 2 Mécanisme de déformation dans les métaux

La déformation plastique peut s'effectuer selon deux mécanismes différents, par glissement des plans cristallins ou par maclage. Le glissement est le mécanisme prédominant dans les métaux FCC purs [MZK99]. La déformation plastique à l'échelle macroscopique semble homogène pourtant elle se localise à l'échelle microscopique en formant des bandes de glissement qui sont des zones étroites du cristal où les plans atomiques glissent les uns par rapports aux autres (figures 1.1.) Ce caractère inhomogène de la déformation plastique à l'échelle microscopique a été illustré par exemple par Mercier [MZK99].



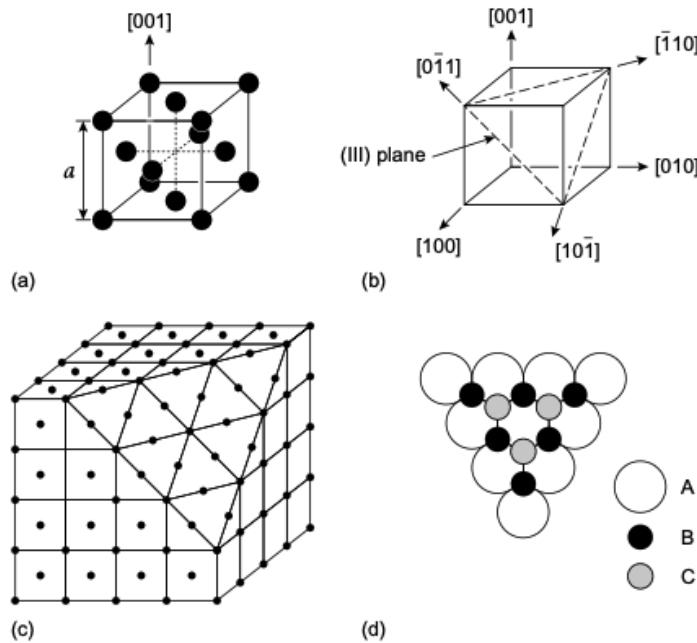
**Fig. 1.1** Localisation de la déformation plastique dans un nombre limité de plans parallèles, [MZK99].

## 3 Système de glissement dans les métaux

Les métaux cristallisent suivant différentes structures cristallographiques [HB11] et parmi elles les structures cubique centrée (CC) et cubique faces centrées (CFC). Dans la structure CC la séquence d'empilements des plans  $\{100\}$  et  $\{110\}$  est de type ABABAB alors que pour le CFC on trouve une séquence d'empilement des plans  $\{111\}$  de type ABCABC figure 1.2.

Les plans cristallographiques qui sont susceptibles de glisser sont ceux dont les liaisons interplans sont les plus faibles, c'est à dire les plans les plus denses. Le glissement s'effectue suivant des directions cristallographiques denses elles aussi. Les plans les plus denses dans une structure CFC sont de la famille  $\{111\}$  et les directions de glissement denses contenues dans les plans  $\{111\}$  sont du type  $\langle 110 \rangle$ .

Dans les FCC, Chaque plan de glissement  $\{111\}$  contient trois directions de glissement  $\langle 110 \rangle$  pour former 12 systèmes de glissement. Selon Schmid et Boas, Ces systèmes de glissement sont notés avec une lettre et un chiffre. Les lettres A, B, C et D désignent un des quatre plans de



**Fig. 1.2** Structure cubique face centrée : (a) cellule unitaire, (b) directions principales, (c) disposition des atomes dans un plan (111), (d) séquence d'empilement de {111} plans.[HB11]

type {111} possibles, les chiffres, de 1 à 6, une des directions de glissement, tableau 1.1. On représente les domaines d'orientation où les systèmes de glissement sont prioritairement activés par la projection stéréographique, figure 1.3.

**Tab. 1.1** Les 12 systèmes de glissement du réseau CFC [SB50] et leur numéro associé dans le code DDD "microMegas".

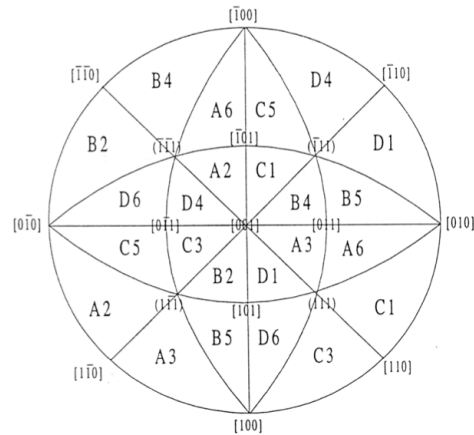
	A2	A3	A6	B2	B4	B5	C1	C3	C5	D1	D4	D6
plan	$\bar{1}11$			111			$\bar{1}\bar{1}1$			$1\bar{1}1$		
Vis	$0\bar{1}1$	101	110	$0\bar{1}1$	$\bar{1}01$	$\bar{1}10$	011	101	$\bar{1}10$	011	$\bar{1}01$	110
N°	10	12	7	9	1	6	4	11	5	3	2	8

## 4 Facteur de Schmid

Les systèmes de glissement sont activés lorsque la projection du cisaillement sur la direction de glissement atteint une valeur critique. Cette projection du cisaillement s'appelle cission résolue  $\tau$ . Le passage d'une contrainte uniaxiale à la cission résolue est schématisée figure 1.4. Schmid a établi la relation 1.1 :

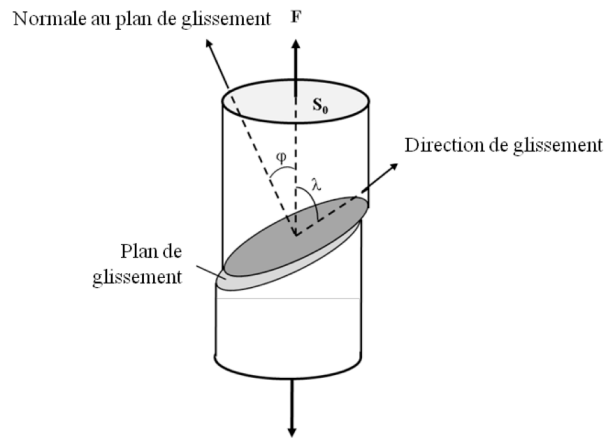
$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos \lambda \cos \phi \quad (1.1)$$

Dans cette relation le coefficient  $\cos \lambda \cos \phi$  est le facteur de Schmid. Il correspond au produit du cosinus de l'angle  $\lambda$  formé entre la direction de glissement et la direction d'application de la force, et du cosinus de l'angle  $\phi$  formé entre la normale au plan de glissement et la direction



**Fig. 1.3** Projection stéréographique (d'après [SB50]) indiquant les systèmes de glissement initialement activés dans chaque triangle standard [Mad01].

d'application de la force. La valeur du facteur de Schmid est comprise entre  $[-0.5, 0.5]$ . Le système



**Fig. 1.4** Illustration de la loi de Schmid en traction uni-axiale, d'après [Hos93].

de glissement qui s'active en premier est celui pour lequel la cission  $\tau$  a atteint sa valeur critique  $\tau_c$  c'est à dire celui qui possède le facteur de Schmid le plus élevé.

Les facteurs de Schmid relatif à chaque système de glissement peuvent être classé par ordre décroissant donnant ainsi l'ordre d'activation des systèmes.

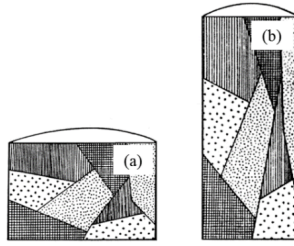
Les comportements des systèmes de glissement sont corrélés entre eux ce qui est une difficulté pour évaluer expérimentalement la cission critique de chaque système. La simulation en dynamique des dislocations permet de calculer les valeurs de cissions résolues et critiques avec une bonne précision [QMD09].

## 5 Modèles de comportement du polycristal

On modélise le comportement plastique du polycristal à partir des mécanismes microscopiques élémentaires par homogénéisation du comportement plastique du monocristal. Plusieurs modèles ont été proposés. Un des plus simples et toujours utilisé est le modèle de Taylor [Tay38].

## 5.1 Le modèle de Taylor

Pour conserver la continuité aux joints, Taylor suppose que chaque grain subit la même déformation plastique que l'échantillon entier, cf. figure 1.5. Dans ce modèle, la compatibilité des déformations des grains est imposée [Tay38]. Le tenseur de déformation comporte en raison de sa symétrie six composantes indépendantes  $\epsilon_{ij}$ . La conservation du volume impose une relation supplémentaire, réduisant ce nombre à cinq. Ces cinq composantes sont des fonctions linéaires des cinq cisaillements  $\gamma_s$  qui ont lieu sur cinq systèmes de glissement indépendants.



**Fig. 1.5** Ensemble de cristaux dans une barre de fil tréfilé, (a) état non déformé et (b) après 125% d'extension [Tay38].

Un critère est nécessaire pour déterminer les cinq systèmes activés dans chaque grain. Dans les structures cubiques avec 12 systèmes de glissement, il existe donc  $C_{12}^5 = 792$  combinaisons possibles de cinq systèmes. Si on fait l'hypothèse que la cission critique  $\tau_c$  est la même sur chaque système de glissement dans chaque grain au début de la déformation plastique, la sélection des cinq systèmes de glissement est obtenue par la minimisation de la puissance plastique dissipée qui s'écrit :

$$\dot{W} = \tau_c \sum_s |\dot{\gamma}^s| = \dot{\epsilon}^g : \sigma^g \quad (1.2)$$

Où  $\tau_c^s$  et  $\gamma^s$  sont respectivement la cission critique et le glissement du système (s). Si l'on suppose par ailleurs que la déformation plastique du grain est accommodée par les glissements sur les systèmes actifs, on peut écrire également :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^g = \sum \dot{\gamma}_s^s R_{ij} \quad (1.3)$$

Avec  $R_{ij}^s = \frac{1}{2}(n_i^s b_j^s + b_i^s n_j^s)$  composante du tenseur d'orientation du système (s) calculé à partir des composantes des vecteurs  $\vec{n}^s$  et  $\vec{b}^s$  représentant respectivement la normale au plan de glissement et la direction de glissement.

Taylor définit le facteur M par :

$$M = \frac{\dot{W}}{\tau_c |\dot{\epsilon}|} \quad (1.4)$$

Ce facteur sans dimension caractérise la facilité d'un grain d'une orientation donnée à se déformer sous l'effet des contraintes imposées (à l'instar du facteur de Schmid dans le cas du modèle de Sachs). Pour un polycristal CFC isotrope déformé en traction, la moyenne  $\langle M \rangle$  est égale à 3.06. Cette moyenne relie également la limite élastique macroscopique  $\sigma_e$  et la cission critique  $\tau_c$  par  $\sigma_e = 3.06 \tau_c$

## 6 Propriétés des dislocations dans la structure cubique à faces centrées

L'hypothèse de l'existence des dislocations a été formulée bien avant leur observation. Tout d'abord par Volterra [Rea53] dans un milieu homogène de comportement élastique, puis par Orowan et Taylor afin d'expliquer la différence entre les valeurs théoriques et expérimentales de la contrainte de cisaillement permettant de déformer plastiquement un monocristal [Tay34] [Oro40]. Pour un cristal parfait cette contrainte de cisaillement est donnée par Frenkel [Fre26] :

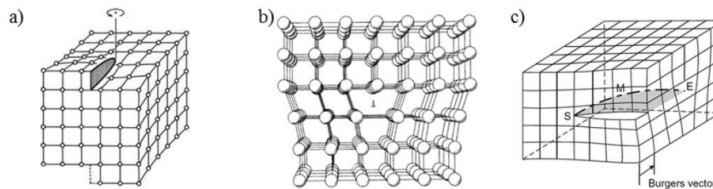
$$\tau_{th} = \frac{\mu}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) \quad (1.5)$$

Où  $\tau_{th}$  est la contrainte de cisaillement critique théorique,  $\mu$  est le module de cisaillement,  $a$  le paramètre de maille et  $x$  le déplacement relatif de deux plans voisins. En utilisant des expressions plus réalistes pour la force en fonction du déplacement, des valeurs de  $\tau_{th} \approx \frac{\mu}{30}$  sont obtenues. Bien qu'il s'agisse de calculs approximatifs, ils montrent que la valeur de  $\tau_{th}$  est de plusieurs ordres de grandeur supérieure aux valeurs de la contrainte de cisaillement observées expérimentalement ( $10^{-4}$  à  $10^{-8} \mu$ ).

### 6.1 Contrainte appliquée, force effective, énergie élastique

À l'échelle mésoscopique qui nous intéresse, la zone perturbée par la présence d'une dislocation est simplement modélisée par une courbe appelée ligne de dislocation. Lorsqu'une dislocation se déplace se sont ces lignes qui se mettent en mouvement. On considère ce mouvement comme résultant d'une force  $\vec{F}$  qui s'exerce sur la ligne, et qui trouve plusieurs origines. Les dislocations produisent dans leur voisinage un champ de contrainte dont la résultante sur l'ensemble des dislocations contribue à la contrainte interne  $\sigma_{int}$ . La force que subit une ligne de dislocation résulte de la somme de la contrainte appliquée  $\sigma_{app}$  et des contraintes internes. On définit la force qui s'exerce sur chaque segment de longueur  $l$  à l'aide de la formule de Peach et Koehler [PK50] pour les interactions à distance :

$$\vec{F}^{PK} = [(\sigma^{app} + \sigma^{int}) \cdot \vec{b}] \wedge \vec{l} \quad (1.6)$$



**Fig. 1.6** Trois schémas de dislocations, a) dislocation vis [Mes10], b) dislocation coin dans un cristal cubique [MZK99] et c) dislocation mixte représentée par la courbure de SME (dislocation vis en E et dislocation coin en S)

La présence de dislocations dans le réseau cristallin produit une déformation élastique locale qui est associée à une énergie potentielle élastique. Une seconde contribution est la tension de ligne ou selfstress opposée à toute variation de cette énergie élastique. Cette énergie dépend du caractère de la dislocation. L'énergie élastique d'une dislocation mixte est la somme des énergies élastiques des contributions vis et coin qui correspond à la décomposition de son vecteur de Burgers parallèlement et perpendiculairement à la ligne de dislocation.

$$E_{el(mixte)} = \left[ \frac{Gb^2(1-\nu\cos^2\theta)}{4\pi(1-\nu)} \right] \ln\left(\frac{R}{r_0}\right) \quad (1.7)$$

avec  $\theta$  l'angle formé par la direction de la ligne de dislocation et le vecteur de Burgers.

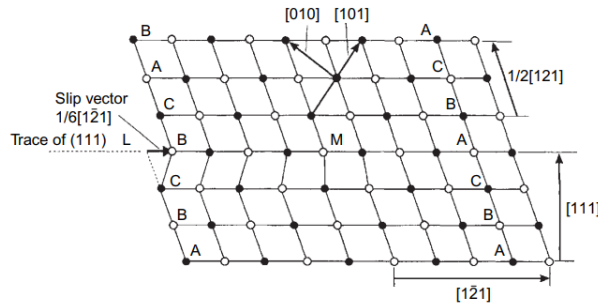
Les dislocations possèdent aussi une énergie associée aux fortes distorsions atomiques (non linéaires) dans le cœur mais cette dernière est négligeable pour les tailles de systèmes et densités de dislocation considérées ici.

## 6.2 Dislocations parfaites

Les vecteurs de Burgers des dislocations mobiles dans une structure CFC sont du type  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$  et  $\langle 001 \rangle$ . Puisque l'énergie d'une dislocation est proportionnelle au carré de son vecteur de Burgers  $b^2$ , l'énergie des dislocations  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$  dans un solide isotrope ne sera que la moitié de celle de  $\langle 001 \rangle$ , c'est-à-dire  $\frac{2a^2}{4}$  par rapport à  $a^2$ . Ainsi, les systèmes de glissement avec des dislocations  $\langle 001 \rangle$  sont beaucoup moins favorisés énergétiquement et ne sont donc pas observés. Puisque  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$  est un vecteur de translation pour le réseau, le glissement d'une dislocation qui possède ce vecteur de Burgers laisse derrière lui un cristal parfait et la dislocation sera dite dislocation parfaite [HB11].

## 6.3 Dislocations partielles

Le déplacement d'une dislocation, dont le vecteur de Burgers n'est pas un vecteur de réseau, laisse derrière lui un cristal imparfait contenant une faute d'empilement. Ainsi, lorsque qu'une faute d'empilement se termine à l'intérieur d'un cristal, la limite dans le plan de la faute, séparant la région fautive de la région parfaite du cristal, est une dislocation partielle. Les deux dislocations partielles qu'on rencontre dans les métaux cubiques à faces centrées, sont la dislocation partielle de Shockley, associée à un glissement et la dislocation partielle de Frank. La formation d'une dislocation partielle de Shockley est illustrée dans la Figure 1.7.



**Fig. 1.7** Formation d'une  $\frac{1}{6}[1\bar{2}1]$  dislocation partielle de Shockley en M due à un glissement le long de LM. Les cercles ouverts représentent les positions des atomes dans le plan  $(10\bar{1})$  du diagramme et les cercles pleins les positions des atomes dans les plans  $(10\bar{1})$  immédiatement au-dessus et au-dessous du plan du diagramme. (D'après [Rea53])

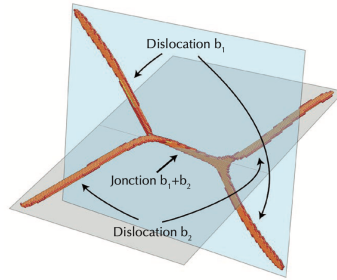
$$\text{Shockley } b = \frac{1}{6}\langle 112 \rangle : b^2 = \frac{a^2}{36} (1^2 + 1^2 + 2^2) = \frac{a^2}{6}$$

$$\text{Parfaite } b = \frac{1}{2}\langle 110 \rangle : b^2 = \frac{a^2}{4} (1^2 + 1^2 + 0) = \frac{a^2}{2}$$

Le vecteur de Burgers d'une dislocation partielle est décrit de la même manière que celui d'une dislocation parfaite, sauf que le circuit de Frank doit commencer et se terminer sur la surface de la faute d'empilement, si le circuit commençait à un autre endroit, il serait nécessaire de traverser le plan de faute d'empilement et la correspondance des circuits dans les réseaux parfaits et imparfaits ne serait pas maintenue.

## 7 Interactions des dislocations et durcissement de la forêt

La somme des énergies élastiques de deux dislocations  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$  peut dans certain cas être supérieure à l'énergie d'une dislocation de vecteur  $\vec{b}_1 + \vec{b}_2$ . Lors de la rencontre de deux dislocations le cristal se trouve dans un état d'énergie plus basse en formant une nouvelle ligne - jonction - de dislocation de vecteur de Burgers  $\vec{b}_1 + \vec{b}_2$ . Ces jonctions se créent généralement lorsque des dislocations qui se déplacent dans un plan de glissement croisent des dislocations présentes dans un autre plan de glissement. Ces dernières apparaissent alors comme les arbres d'une forêt. L'accumulation des dislocations et de ces jonctions pendant la déformation produit l'écroutissage du cristal ou durcissement de la forêt. La mobilité et la possibilité de changer de plan de glissement pour une dislocation dépendent de sa structure de cœur. Le cœur des jonctions est différent du cœur des dislocations qui les ont formées. Il sera dans la plupart des cas difficile voire impossible de les mettre en mouvement (sauf pour la jonction glissile).



**Fig. 1.8** Visualisation avec une simulation atomique des dislocations contenues dans un cristal qui forment une jonction [Dev15]

Un nombre fini de systèmes de glissement pour les cristaux CFC implique un nombre fini de jonctions différentes. Par symétrie cristalline ce nombre de jonctions se réduit à 6 types distincts. Ces jonctions sont classées dans le tableau 1.2 [WBL91 ; FBZ80]. En pratique, une fois formées, la stabilité des jonctions dépend de nombreux paramètres comme l'orientation, les interactions à longue distance, la selfstress, la contrainte appliquée, la longueur des dislocations... [Mad01]

Franciosi a montré par des essais de durcissement latent que la contrainte critique associée à un système de glissement dépend de la nature des jonctions produites par le déplacement des dislocations de ce système [FBZ80]. Afin de prendre en compte ce résultat, il propose une version matricielle de celle de Taylor et qui tient compte de la contribution de chaque système de glissement individuel. La contrainte de cisaillement critique,  $\tau_c^i$ , nécessaire pour activer un système de glissement ( $i$ ) est alors définie comme :

$$\tau_c^i = \mu b \sqrt{\sum_j a^{ij} \rho^j} \quad (1.8)$$

avec  $\rho^j$  est la densité de dislocation des systèmes de glissement individuels,  $a^{ij}$  le coefficient d'interaction, caractérisent le type de jonctions qui se forment entre le système ( $i$ ) le système ( $j$ ).

**Tab. 1.2** Matrice (symétrique) des coefficients d'interactions entre systèmes de glissement dans la structure CFC suivant la convention de [Sch35]. Les six interactions sont : l'interaction dipolaire ( $a_0$ ), les jonctions coplanaires ( $a_1^{copl}$ ), celles entre les systèmes colinéaires ( $a_1^{coli}$ ) ainsi que les jonctions de Hirth ( $a_1^{ortho}$ ), les jonctions glissiles ( $a_2$ ) et les jonctions de Lomer ( $a_3$ ) [Fra84]

	A2	A3	A6	B2	B4	B5	C1	C3	C5	D1	D4	D6
A2	$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_1^{copl}$	$a_1^{coli}$	$a_2$	$a_2$	$a_1^{ortho}$	$a_2$	$a_3$	$a_1^{ortho}$	$a_2$	$a_3$
A3		$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_2$	$a_1^{ortho}$	$a_3$	$a_2$	$a_1^{coli}$	$a_2$	$a_3$	$a_1^{ortho}$	$a_2$
A6			$a_0$	$a_2$	$a_3$	$a_1^{ortho}$	$a_3$	$a_2$	$a_1^{ortho}$	$a_2$	$a_2$	$a_1^{coli}$
B2				$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_1^{copl}$	$a_1^{ortho}$	$a_3$	$a_2$	$a_1^{ortho}$	$a_2$	$a_3$
B4					$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_3$	$a_1^{ortho}$	$a_2$	$a_2$	$a_1^{coli}$	$a_2$
B5						$a_0$	$a_2$	$a_2$	$a_1^{coli}$	$a_3$	$a_2$	$a_1^{ortho}$
C1							$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_1^{copl}$	$a_1^{coli}$	$a_2$	$a_2$
C3								$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_2$	$a_1^{ortho}$	$a_3$
C5									$a_0$	$a_2$	$a_3$	$a_1^{ortho}$
D1										$a_0$	$a_1^{copl}$	$a_1^{copl}$
D4											$a_0$	$a_1^{copl}$
D6												$a_0$

Les écarts de valeur entre les différents  $a^{ij}$  est un des ingrédients clefs à l'origine de l'anisotropie de la déformation plastique du monocristal.

**Tab. 1.3** Valeurs des paramètres  $a^{ij}$  selon [DK10a]

$a_0$	$a_{copl}$	$a_{ortho}$	$a_2$	$a_3$	$a_{coli}$
0.122	0.122	0.07	0.137	0.127	0.625

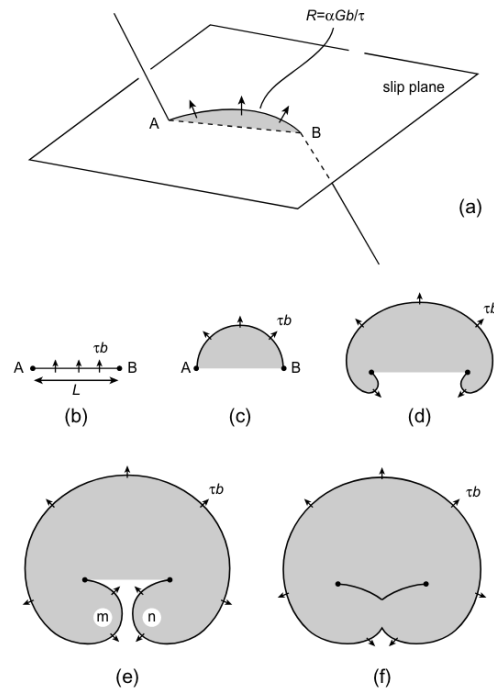
L'intensité des interactions entre systèmes différents a également été étudiée en DDD dans plusieurs travaux [Fiv98; MK17; DK10a]. Il a été montré que les jonctions les plus résistantes sont les jonctions de type Colinéaires puisqu'elles conduisent à un vecteur de Burgers nul et un important gain d'énergie élastique. Ensuite viennent les jonctions entre plans sécants : jonctions de Lomer-Cottrell, suivies par les jonctions glissiles, puis par les jonctions de Hirth et enfin les jonctions coplanaires (cf. valeurs des coefficients de la matrice d'interaction Tab. 1.3).

## 8 Mécanisme de multiplication des dislocations

Lorsqu'une contrainte est appliquée à un cristal une fraction des dislocations se met en mouvement. Certaines d'entre elles sont bloquées par les dislocations fixes du réseau ou par d'autres défauts du cristal. Une grande part d'entre elles disparaît à la surface du cristal en formant des marches de glissement. En conséquence la déformation plastique devrait rapidement devenir impossible s'il n'existait des mécanismes capables de produire de nouvelles dislocations mobiles. Dans cette section, nous allons présenter trois mécanismes pour la multiplication des dislocations, le moulin de Frank-Read [FR50], le glissement dévié et le stockage de la forêt.

## 8.1 Multiplication des dislocations par des sources de Frank-Read

Le mécanisme le plus connu de génération de dislocations est la source Frank-Read. Un segment de dislocation situé sur un plan de glissement est épinglé à ses extrémités par des nœuds du réseau ou encore la ligne de dislocation continu dans autre plan où la dislocation n'est pas mobile, cf. figure 1.9 (a). Sous l'effet de la contrainte appliquée, le segment mobile passe par différentes étapes marquées de (b) à (f).

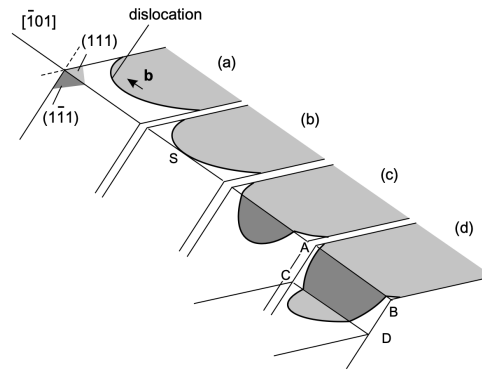


**Fig. 1.9** Représentation schématique de la génération de dislocations par une source de Frank-Read. Le glissement unitaire se produit dans la zone ombragée [Rea53]

Cette source localisée fonctionne de manière répétée et émet un grand nombre de dislocations dans le même plan de glissement. Comme il requiert l'existence de points d'épingle, ce mécanisme est plus couramment observé dans les alliages ou dans les matériaux purs contenant des impuretés comme par exemple dans le fer alpha observé au TEM par Caillard [Cai10].

## 8.2 Multiplication par glissement dévié

Un second mécanisme de multiplication des dislocations, le glissement dévié, a été observé pour la première fois indirectement par Johnston WE [JG59]. Il est représenté sur la figure 1.10. Une dislocation vis (a) se déplace sur son plan de glissement, elle dévie dans un autre plan sur une longueur  $L$  en formant deux superjogs AC et BD agissant comme deux épingles. Le segment se multiplie ensuite de la même manière que la source de Frank-Read.



**Fig. 1.10** Différentes phases du glissement dévié, (a), (b), (c). La direction  $[\bar{1}01]$  est commune aux plans  $(111)$  et  $(\bar{1}\bar{1}1)$ . Une dislocation vis au point S est libre de glisser dans un de ces plans. Le glissement dévié produit une surface de glissement non-planaire. Le glissement double est représenté en (d).

### 8.3 Stockage et libre parcours moyen des dislocations

Dans les matériaux massifs, l'augmentation de la densité de dislocations se fait naturellement par l'accumulation de ligne et boucles. Pour décrire cela, le modèle de stockage se distingue par sa capacité à décrire le taux de stockage des dislocations en fonction d'une longueur géométrique  $L$ , appelée libre parcours moyen des dislocations. Cette quantité est définie par la relation :

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{1}{bL}$$

où  $\rho$  est la densité de dislocations,  $\gamma$  la déformation plastique, et  $b$  le vecteur de Burgers. Cette relation a été introduite pour la première fois par Kocks [Koc76], voir aussi [KM03]

Le libre parcours moyen  $L$  correspond, dans une approche continue, à la distance moyenne parcourue par une dislocation mobile avant d'être stockée. Lorsqu'une ligne de dislocation s'étend en se déplaçant,  $L$  est considéré comme une quantité virtuelle qui n'a de sens que pendant un petit incrément de déformation plastique, tel que la longueur du segment mobile peut être considérée comme presque constante. C'est pourquoi le taux de stockage doit être exprimé sous forme différentielle [DHK08]. Ce libre parcours moyen des dislocations diminue avec l'augmentation de la densité stockée et dépend de la force des obstacles s'opposant au mouvement des dislocations. Une modélisation formelle de cette quantité pourrait être réalisée à l'aide de simulations en dynamique des dislocations discrètes (DDD) [DHK08 ; KHD09]. Ce mécanisme de multiplication est certainement celui principal pour les matériaux purs, et sera repris en détail par la suite.

## 9 Anisotropie du comportement plastique des matériaux CFC en traction uniaxiale

En conséquence de l'augmentation de densité de dislocations, le régime plastique est associé à un durcissement au cours de la déformation, qui dépend du matériau et de l'orientation, que nous chercherons à reproduire dans nos simulations. A l'échelle mésoscopique, il dépend des conditions de génération, de déplacement et d'interaction que subissent les dislocations.

L'anisotropie de durcissement se caractérise par une différence dans l'allure des courbes cisaillement-glissement ( $\tau - \gamma$ ), figure 1.11. Ces courbes d'écrouissage comportent différents

stades que nous allons décrire. Les interactions entre dislocations associées sont assez différentes avec des contributions plus ou moins marquée des interactions a courte/longue portée, réactions glissiles ou non, conduisant à des microstructures de déformation très différentes des métaux.

### 9.1 Le stade I : glissement facile

Ce stade est observé dès le début de la déformation plastique des monocristaux orientés pour le glissement simple (direction de traction dans le triangle standard). Il est caractérisé par un faible et constant taux de durcissement, qui est de l'ordre de  $\mu/3000$ . La déformation se localise sur les plans de glissement primaires formant des microstructures en enchevêtrements de dislocations. Dans les régions où le réseau de dislocations est plus dense, on peut observer des murs de dislocations coins qui produisent de faibles désorientations [Arg75].

Ces microstructures particulières comportent beaucoup d'arrangements du type dipôles ou multipolaires, suivant la direction des lignes les dislocations s'annihilent où se repoussent, mais aussi de long supercrans issus des interactions colinéaires avec des segments issus du glissement dévié [DKH07]. Ces interactions colinéaires avec l'activité sur le système dévié contribuent à expliquer le taux de durcissement expérimental et la longueur du stade I. Le libre parcours moyen est considéré comme très grand et la plupart des dislocations s'éliminent en surface [Mot52; GHG56]. Ce stade de déformation dépend peu de la température. A la fin de ce premier stade l'activité plastique démarre sur un second système de glissement.

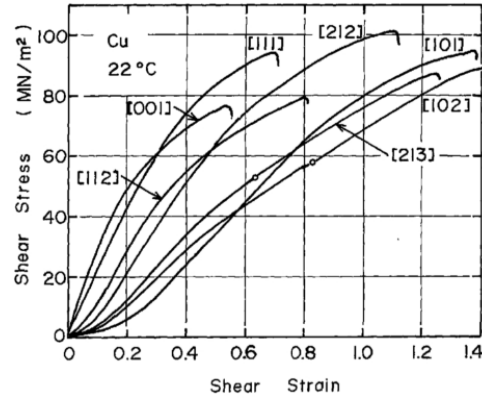
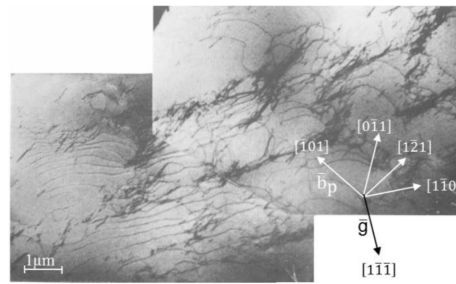


Fig. 1.11

Courbes de contrainte, déformation du monocristal de cuivre avec différentes directions de traction, les petits cercles signifient le début du double glissement à la limite de la symétrie [001][111][Tak75].

### 9.2 Le stade II : durcissement linéaire

L'activation d'un seul système tend par rotation à mettre l'axe de traction sur une position de symétrie de la structure cristalline. Consécutivement, un second système (système secondaire), non coplanaire avec le premier, est activé. L'activation simultanée de deux systèmes de plans différents multiplie les intersections. La longueur des segments diminue ce qui augmente la contrainte d'activation (à l'image du mécanisme de Frank-Read). La multiplication des dislocations est également plus importante et conduit à la formation de jonctions ou barrières de Lomer Cottrell. Ces barrières observées par le MET (Microscopie électronique en transmission) dans le cuivre sont représentées pas les zones sombres sur la figure 1.12. Ces obstacles forts provoquent le blocage des dislocations mobiles et pénalisent l'activation des sources. Cette situation entraîne un durcissement important d'environ  $\mu/300$  qui est dix fois plus élevé qu'au stade I. Les densités du système primaire et secondaire tendent à devenir égales [BB79] [Arg75]. Le fort taux de durcissement rencontré au stade II a été expliqué grâce au modèle de la forêt par Kuhlman



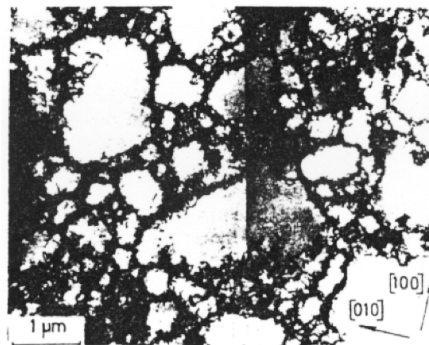
**Fig. 1.12** Exemple de microstructure observée dans un monocristal de cuivre en stade II. Section (111) parallèle au plan de glissement primaire, état sous contrainte  $\tau = 1.2$  MPa à  $T = 78$ K. [Mug68]

[Kuh85 ; Saa60 ; Tay34] et plus récemment par les modèles macroscopiques issus des simulations de DDD [DK10a].

### 9.3 Stade III et glissement multiple : durcissement parabolique

La contrainte sur les dislocations bloquées devient importante et favorise le glissement dévié. L'annihilation de dislocations par la réaction colinéaire est alors facilitée. Un équilibre se crée entre stockage et restauration et la densité de dislocations se stabilise. L'écoulement tend à se faire avec un écrouissage nul. Par conséquent, on assiste à une chute progressive de l'écrouissage au cours du stade III.

L'analyse des traces de glissement confirme l'existence de déviations abondantes des dislocations au cours de ce stade. Les études en MET sont rendues difficiles par les fortes densités de dislocations, toutefois le glissement dévié favorise la relaxation des contraintes interne et réduit le taux de durcissement, cela permet une réorganisation locale et favorise la formation d'une microstructure de dislocations tridimensionnelle sous forme cellules figure 1.12, L'apparition de cette structure cellulaire est favorisée par les fortes énergies de faute d'empilement.



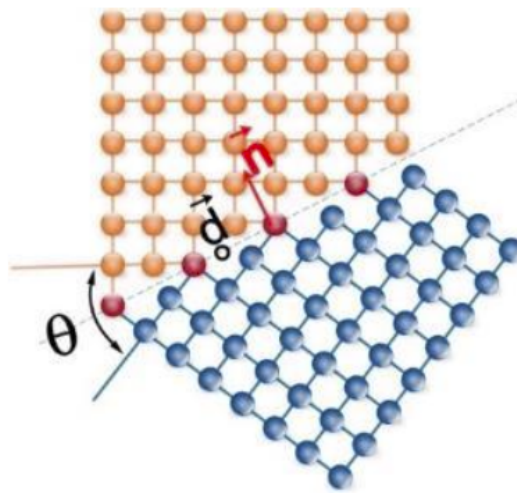
**Fig. 1.13** Microstructure cellulaire en glissement multiple. Monocristal de cuivre [001] déformé en traction à la température ambiante [Mug88].

## 10 Migration des joints de grain

Dans la partie expérimentale de cette thèse, nous allons utiliser différents traitements thermomécaniques pour modifier nos microstructures polycristallines. Nous rappelons ici rapidement les mécanismes associés, en particulier celui de la migration des joints de grains.

### 10.1 Définition d'un joint de grains

Un joint de grains est l'interface séparant deux cristaux d'orientations différentes. Une désorientation supérieure à  $15^\circ$  définit un joint de grains, tandis qu'une désorientation comprise entre  $5^\circ$  et  $15^\circ$  correspond plutôt à un sous-joint que l'on peut souvent décrire comme un réseau régulier de dislocations.



**Fig. 1.14** Paramètres géométriques d'un joint de gain [Siv19]

Le joint de grains est idéalement décrit comme une interface géométrique. Il est obtenu par une rotation d'un cristal  $I$  autour d'un axe  $\vec{d}$  pour former un cristal  $II$ . Ensuite, les atomes des deux cristaux sont supprimés dans chaque demi-espace de part et d'autre d'un plan de normal  $\vec{n}$ , formant ainsi le joint, figure 1.14.

Les joints de grains sont caractérisés par cinq paramètres géométriques macroscopiques :

- L'axe de rotation  $\vec{d}$  (2 paramètres),
- L'angle de rotation  $\theta$  (1 paramètre),
- La normale au plan du joint  $\vec{n}$  (2 paramètres).

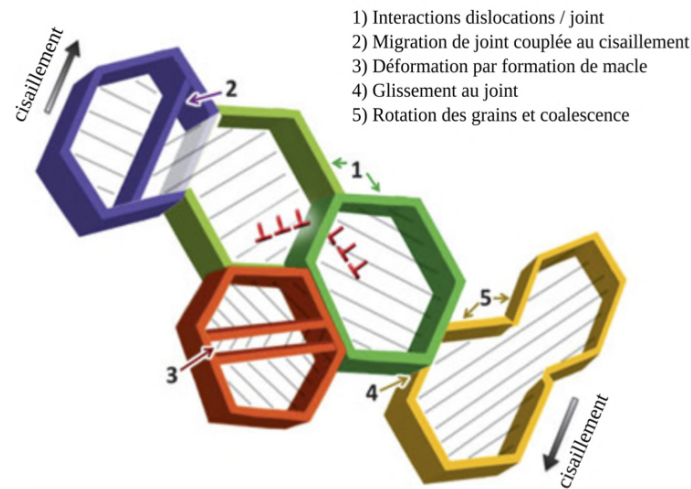
À l'échelle atomique, les atomes se réorganisent pour minimiser l'énergie du système, ce qui introduit quatre paramètres microscopiques :

- Trois paramètres décrivant la translation du cristal  $I$  par rapport au cristal  $II$ ,
- Un paramètre décrivant le déplacement perpendiculaire au plan du joint.

### 10.2 Mécanismes liés aux joints de grains et interaction avec la plasticité

Jusqu'ici, ce chapitre s'est concentré sur la plasticité des monocristaux. la première conséquence de la présence de joints de grains est que ces derniers jouent principalement un rôle

d'obstacle à la propagation des dislocations d'un grain à l'autre, modifiant le stockage des dislocations et le durcissement par rapport à ceux du monocristal. Toutefois, d'autres mécanismes associés aux JdG ont été observés et les dislocations peuvent également jouer un rôle : comme migration des JdG couplée ou non à un cisaillement, la rotation des grains [Idr14], le glissement aux joints [Wan17], le fluage par diffusion aux joints [Cob63], la déformation par maclage [Che03] ou encore la nucléation/transmission des dislocations aux joints [Raj14]. La figure 1.15 présente un schéma qui illustre les différents modes de déformation et la contribution de chacun des mécanismes à la déformation globale. La contribution de ces modes dépend de la taille des grains, de la température ou encore de la répartition des contraintes.



**Fig. 1.15** Schéma résumant les principaux mécanismes de déformation observés dans les polycristaux. Reproduit d'après [YLM15]

### 10.2.1 Modèle phénoménologique pour la migration des JdG

Pour les traitements thermiques que nous allons employer, la microstructure évolue principalement par migration des JdG. Dans ce modèle, le joint de grain peut migrer dans la direction perpendiculaire à son plan sous l'effet d'une force avec une vitesse de migration qui dépend de nombreux paramètres comme la désorientation, l'axe de rotation, l'inclinaison du plan de joint, la présence d'impuretés, l'arrangement atomique du joint et la température. Le modèle le plus commun a été proposée originalement par Gottstein [GS09 ; Beu19 ; Nge21] :

$$V = MP,$$

Où  $V$  est la vitesse de migration.  $M$  est la mobilité du joint de grain considéré (en  $\text{m.s}^{-1}.\text{Pa}^{-1}$ ) et  $P$  la force motrice (en MPa).

La mobilité  $M$  dépend de la température souvent suivant une loi d'Arrhenius :

$$M = M_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right),$$

Où  $M_0$  est une constante,  $\Delta G$  est l'énergie d'activation,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température absolue. La mobilité  $M$  est influencée par plusieurs facteurs, toutefois, des exceptions existent, comme :

### 1. Relation avec la température :

- des mobilités indépendantes de la température (migration athermique),
- des mobilités décroissantes avec la température (mobilité antithermique),
- ou une relation indépendante avec la température pour certaines orientations, comme observé par Priedeman et collab. [POH17] via des simulations atomistiques.

### 2. Effet des impuretés :

- Lorsque la concentration d'impuretés est élevée, la mobilité totale  $M$  est suggérée comme la combinaison de la mobilité intrinsèque  $M_I$  (corps pur) et de la mobilité extrinsèque liée aux impuretés  $M_{II}$ .
- Cette décomposition a été étudiée par Sun et collab. [SB70] ainsi que par Viswanathan [VB73].

## 10.2.2 Modèle de Read et Shockley pour les JdG faiblement désorientés

La migration sous contrainte des joints de grains diffère entre les joints de faible désorientation (LAGB) et de forte désorientation (HAGB). Les LAGB, décrits par le modèle de Read et Shockley [RS50], migrent sous l'effet d'une force exercée sur les dislocations du sous-joint dans leur plan de glissement, selon la théorie des dislocations. Les HAGB, plus complexes, sont associés à des mécanismes comme l'émission et l'absorption d'atomes sur des gradins formés par des plans atomiques denses, décrits notamment par Gleiter en 1969 [Gle69]. Ces gradins peuvent provenir de déformations plastiques, de jonctions triples ou de spirales de Frank. Les LAGB jouent un rôle lors de la restauration et la germination, tandis que les HAGB interviennent pendant et après la recristallisation primaire (voir plus loin). Le modèle de Cahn [CMS06] reste la référence pour expliquer la migration des joints de grains.

## 10.2.3 Modèle de Cahn

Le modèle de Cahn [CT04] étend la description de la migration des joints de grains aux fortes désorientations. Il suppose que la migration s'accompagne d'un cisaillement du réseau traversé, nécessitant un glissement dans le plan du joint pour assurer son déplacement normal. Le facteur de couplage, reliant les déplacements parallèle et normal au joint, dépend exclusivement de la densité de dislocations, une fonction continue de l'angle de désorientation ( $\theta$ ).

Ce mécanisme comporte deux aspects :

1. **Glissement des dislocations** : La déformation plastique du réseau par déplacement des dislocations du joint le long des plans de glissement qui décroît sans changement d'orientation.
2. **Rotation cristalline** : le grain en décroissance adopte l'orientation du grain en croissance par une rotation d'angle  $\theta$  autour d'un axe.

Ainsi, le cisaillement dépend directement de la densité de dislocations, tandis que la rotation assure la continuité du réseau cristallin après le passage du joint.

## 10.2.4 Modèle des disconnections

Rajabzadeh et collab [Raj14] ont illustré par simulations atomique la migration des joints de grains sous cisaillement en mettant en lumière un type de défaut spécifique appelé « disconnection », introduit par Hirth [Hir94]. Ce concept repose sur la théorie de Bollman, qui décrit les imperfections des cristaux par leurs défauts de fermeture, définis comme des vecteurs de

translation dans le réseau cristallin. Dans le cas des joints de grains, les défauts sont caractérisés par l'écart entre un joint donné et la configuration de coïncidence la plus proche. Ces défauts ne sont plus représentés par des vecteurs de translation classiques, mais par des vecteurs du réseau DSC (Displacement Shift Complete), qui regroupe les translations permettant de retrouver une configuration de coïncidence à partir d'un atome du réseau bicolore. Ces vecteurs sont appelés « disconnections » ou dislocations intrinsèques secondaires. Les « disconnections » se distinguent par leur vecteur de Burgers, qui peut inclure une composante hors du plan du joint, créant ainsi une marche à la frontière entre grains. Elles combinent également des composantes de glissement et de montée, autorisant une déformation parallèle et perpendiculaire au plan du joint. Ce modèle offre une explication naturelle du couplage entre cisaillement et migration des joints, tel que proposé initialement par Cahn.

### 10.3 Forces motrices principales

Selon [GS09], les principales forces motrices à la migration des joints de grains dans les matériaux de structure CFC sont :

- l'énergie stockée liée à la différence de densité de dislocations de part et d'autre du joint,
- La courbure du joint,
- La différence d'énergie de surface,
- Énergie de déformation élastique (dans matériaux anisotropes élastiquement).

## 11 Restauration et recristallisation des polycristaux

Après avoir revu quelques propriétés et comportements fondamentaux des joints de grains individuels, nous allons présenter des aspects plus pratiques de l'évolution des microstructures polycristallines durant un recuit.

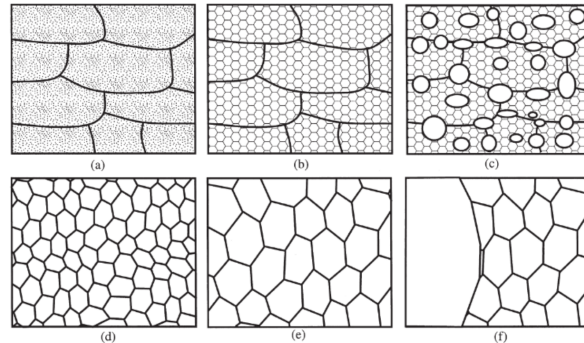
### 11.1 Les étapes de la recristallisations

Lors de la déformation plastique des métaux, une grande quantité de défauts cristallins, notamment des dislocations, se forme. Cette augmentation significative de la densité de dislocations engendre des distorsions élastiques du réseau cristallin, ce qui entraîne le stockage d'énergie potentielle. En raison de cette énergie élastique, le métal se retrouve dans un état thermodynamique métastable. Le retour à un état stable s'effectue par divers mécanismes, souvent activés thermiquement, comme illustré dans le schéma général de la figure 1.16.

À un certain niveau de déformation plastique, des enchevêtrements de dislocations se forment à l'intérieur des grains écrouis, comme illustré en figure 1.16 (a). Lorsque la température augmente au cours d'un recuit, la densité de dislocations diminue. Ce processus correspond à l'étape de restauration, durant laquelle les dislocations se réarrangent sans modifier de la structure des joints de grains, comme montré en figure 1.16 (b).

L'étape suivante est marquée par l'apparition de germes dans des zones avec un grand nombre de défauts, telles que les joints et sous-joints de grains figure 1.16(c). Ces germes mènent à la formation d'un métal partiellement recristallisé. Sous l'effet combiné du temps et de la température du recuit, les zones recristallisées croissent, éliminant progressivement l'énergie élastique stockée, qui est souvent considérée la force motrice principale de cette croissance. Le métal atteint ainsi un état de recristallisation complète figure 1.16(d).

Si la température de recuit continue d'augmenter, la croissance des grains peut se poursuivre, conduisant parfois à des surfaces de croissance visibles figure 1.16 (e). Dans certains cas, une croissance anormale de certains grains peut se produire, comme montré en figure 1.16 (f).

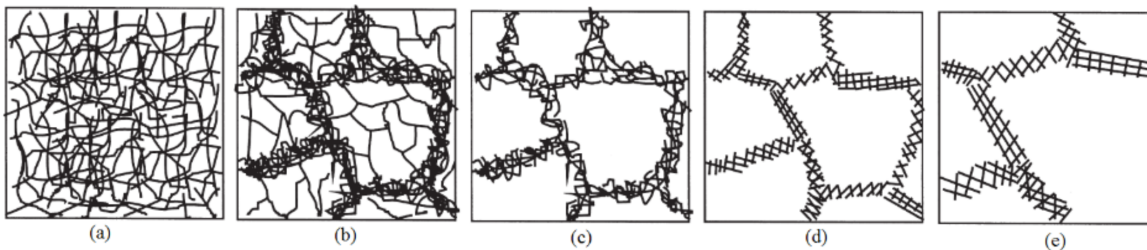


**Fig. 1.16** Représentation schématique des processus de restauration et de recristallisation : (a) état déformé initial, (b) restauration, (c) recristallisation partielle, (d) recristallisation complète, (e) croissance de grain et (f) croissance anormale [HH12].

## 11.2 Restauration

L'annihilation des dislocations est à l'origine du processus de restauration, cette annihilation entraînant le réarrangement de la structure de dislocations. La restauration n'est que partielle, les dislocations ne sont pas complètement éliminées du matériau [HH04]. Le processus de restauration suit les cinq étapes présentées figure 1.17. A l'état déformé, les dislocations sont enchevêtrées figure 1.17 (a). Sous l'effet du recuit des sous-structures de dislocation se développent par l'auto organisation et l'annihilation des dislocation conduisant ainsi à la formation de parois (ou murs) qui entourent des cellules de densité de dislocation est plus faible figure 1.17 (b). Les dislocations continuent ainsi de disparaître des cellules sous l'effet de recuit figure 1.17 (c).

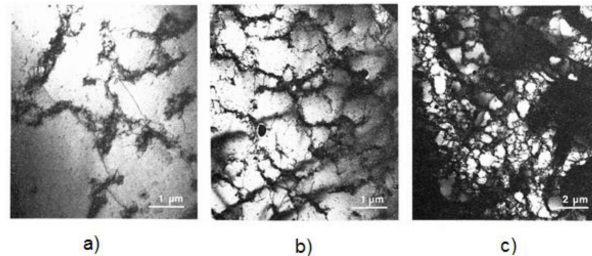
Quand la densité de dislocations dans les cellules atteint une valeur minimale, les parois commencent à s'affiner et chaque portion de mur s'alignent. Des structures de sous-joints commencent à apparaître figure 1.17 (d), ces structure croissent par migration Figure 1.17 (e).



**Fig. 1.17** Étapes de restauration dans un matériau déformé : (a) enchevêtrements de dislocations, (b) formation des cellules de dislocations, (c) annihilation de dislocations dans les cellules, (d) formation de sous-joints de grains et (e) croissance de sous-grains [HH04].

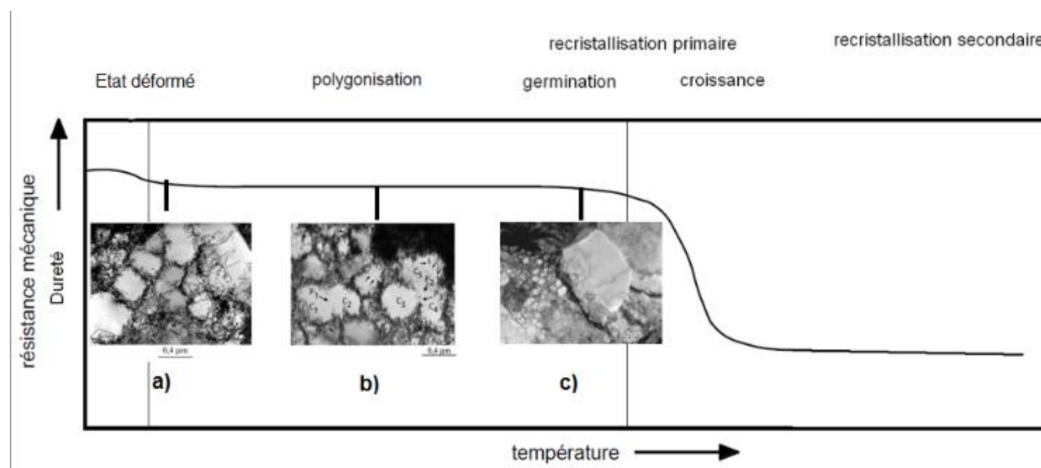
Des observations MET sur du cuivre complètement recristallisé [CP89] montrent qu'une sous-structure de dislocations apparaît dans le grain écroui et évolue avec le taux de déformation

plastique. Elles révèlent une microstructure caractérisée par un enchevêtrement de dislocations à 0,5% de déformation (figure 1.18-(a)), suivie d'une densification progressive des parois lorsque la déformation augmente (figure 1.18-(b)). À 10% de déformation, la microstructure présente des cellules aux joints nettement marqués, comme illustré dans la figure 1.18-(c).



**Fig. 1.18** Clichés MET de cuivre polycristallin à l'état déformé : (a) 0,5%, (b) 3,5%, (c) 10% [CP89].

Cet effet de recuit a été mis en évidence par Jakani [Jak04] sur du cuivre pur déformé à 38% à partir des clichés MET comme le montre la figure 1.19(a), avec une première étape de polygonisation représentée figure 1.19(b) dans laquelle les cellules se réorganisent avec une croissance en taille et affinement des parois. Cette étape est suivie de la germination prélude à une recristallisation primaire, figure 1.19 (c).



**Fig. 1.19** Clichés MET obtenus sur du cuivre : (a) état déformé, (b) étape de polygonisation et (c) germination [Jak04].

### 11.2.1 Recristallisation primaire

La recristallisation primaire est une étape suivant la restauration. elle résulte de la germination et de la croissance des grains, conduisant ainsi à une structure de grains équiaxes et thermodynamiquement stable. Carpenter montre que quelles que soient les conditions de déformation, au-delà d'une température de 400 °C, la recristallisation du cuivre est complète,[CT26].

### 11.3 Recristallisation secondaire

À la fin de la recristallisation primaire, la force motrice résiduelle dans le matériau est trop faible pour permettre la migration. En augmentant la température, on peut encore diminuer l'énergie aux joints de grain, la différence de densité de dislocation résiduelle en provoquant la recristallisation secondaire. Krongberg et Wilson [KW49] ont proposé une étude de la recristallisation secondaire dans le cuivre sans oxygène à haute conductivité OFHC. La température de recristallisation secondaire dans cette étude est prise entre 900°C et 1000°C. Les auteurs constatent que la croissance des grains est influencée par la vitesse à laquelle croît la température pendant le recuit. Si cette vitesse est élevée, les tailles de grains obtenues sont comprises entre 40 mm<sup>2</sup> et 160 mm<sup>2</sup>. Quand la température de recuit augmente très lentement, les grains obtenus après recuit ont de grandes tailles, typiquement entre 645 mm<sup>2</sup> à 5161 mm<sup>2</sup>.

## 12 Résumé

Cette revue bibliographique a permis de synthétiser les concepts clés liés aux mécanismes élémentaires de déformation dans les métaux. Nous avons rappelé la structure des dislocations dans les matériaux cfc et l'importance des interactions entre dislocations qui contrôlent l'écrasement, le stockage de dislocations, et leur caractère anisotrope dans les monocristaux cfc purs. Les interactions entre dislocations seront au coeur de mon travail de thèse sur les avalanches.

Ensuite, nous avons vu rapidement les mécanismes d'évolution des microstructures polycristallines tels que la restauration et recristallisation. Ce sont des mécanismes que nous allons exploiter dans notre programme expérimental pour jouer sur les microstructures initiales de nos polycristaux de cuivre.

C H A P I T R E



## Mise en évidence des avalanches dans les métaux

### Table des matières

1	Introduction . . . . .	34
2	Mise en évidence des avalanches dans les métaux . . . . .	34
3	Observations expérimentales du caractère intermittent de l'écoulement plastique	35
4	Mise en évidence par EA . . . . .	35
4.1	Analyse spatiale des avalanches par EA . . . . .	37
4.2	Dynamique collective des dislocations dans les polycristaux . . . . .	38
5	Dynamique collective des dislocations par analyse de surfaces . . . . .	40
6	Déformation d'échantillons de taille microscopique . . . . .	41
7	Mis en évidence des Avalanches de dislocation par Dynamique de Dislocation Discrète (DDD) . . . . .	45
7.1	Dynamique de Dislocation Discrète en dimension 2 (DDD-2D) . . . . .	45
7.2	Dynamique de Dislocation Discrète tri-dimensionnelle (DDD-3D) . . . . .	49
7.2.1	Impact de l'orientation du chargement . . . . .	49
7.2.2	Influence du mode de chargement . . . . .	49
7.2.3	Influence de la vitesse de déformation . . . . .	50
7.3	Bilan des distributions et corrélations obtenues . . . . .	52
8	Méthode de post-traitement des données statistiques . . . . .	53
8.1	Fonctions de distribution de probabilité . . . . .	54
8.1.1	Fonction de densité de probabilité (PDF) . . . . .	54
8.1.2	Fonction de répartition cumulative (CDF) . . . . .	54
8.1.3	Fonction complémentaire de la fonction de répartition (CCDF) . . . . .	55
8.1.4	Estimation du paramètre $\alpha$ par régression linéaire . . . . .	55
8.1.5	Estimateurs du maximum de vraisemblance pour la loi de puissance	56
8.2	Asymétrie (Skewness) et Curtose (Kurtosis) . . . . .	57
9	Resumé . . . . .	58

## 1 Introduction

A la fin du 20ème siècle la plasticité était considéré comme l'écoulement régulier et homogène de dislocations dans le cristal, écoulement qui devait avoir la même régularité que la déformation macroscopique. Des essais mécaniques sur des nano-objets tels que les nano-piliers sont venus bouleverser cette vision en faisant apparaître l'écoulement plastique comme un phénomène intermittent, critique, et auto-organisé. Le déplacement des dislocations a lieu sous l'effet d'une contrainte appliquée dans un contexte d'interactions à courtes et à longues distances. Lorsque les interactions à courte distance, (avec les atomes en solution, le réseau, les précipités, les joints, les dislocations de la forêt) sont prépondérantes elles masquent les interactions à longue portée et la déformation plastique semble la résultante d'évènements décorrélés. Si l'interaction à longue distance entre dislocations n'est plus négligeable, celles-ci vont se déplacer de façon corrélée formant des avalanches. L'étude de l'intermittence et l'hétérogénéité de la déformation plastique est actuellement le sujet de nombreux travaux qui s'interrogent sur les mécanismes responsables de ces phénomènes. Dans cette section, nous allons présenter les principaux travaux expérimentaux et travaux de modélisation numériques qui ont permis de mettre en évidence le caractère intermittent et hétérogène de la déformation plastique. Nous allons nous intéresser en particulier à l'analyse de la dynamique de la déformation plastique à partir des mesures d'émission acoustique (EA), l'analyse de l'émergence des bandes de glissement par AFM, l'analyse de la déformation de micropiliers et enfin l'analyse des résultats de simulation de dynamique des dislocations.

## 2 Mise en évidence des avalanches dans les métaux

Un des problèmes majeurs en plasticité est d'arriver à relier les processus responsables de la déformation plastique à l'échelle microscopique aux équations qui constituent la mécanique des milieux continus. Ce passage est effectué par des procédures d'homogénéisation qui définissent un volume élémentaire représentatif à partir duquel la moyenne des propriétés microscopiques convergent. Les procédures d'homogénéisation supposent que le théorème limite centrale peut s'appliquer à une population de dislocations suffisamment grande [JLS00]. Il a été montré par l'expérience et par les simulations DDD que la distribution des cisaillements associés aux mouvements des dislocations suit une loi puissance. Dans une gamme de déformations microscopiques plus ou moins étendue la distribution des glissements suit une loi puissance du type  $p(x) = Cx^{-\alpha}$  avec  $\alpha$  un exposant qui est proche de 1,7 [DHK08]. Cette loi a la particularité de ne pas respecter le théorème limite centrale, et de ne pas posséder de moments d'ordre 1 et 2. Quelque soit la taille du volume élémentaire la moyenne des cisaillements microscopiques ne converge pas. Pourtant à l'échelle macroscopique la déformation semble homogène (en dehors de la localisation en bandes). La distribution des cisaillements plastiques est altérée par la présence des défauts cristallins : dislocation fixes du réseaux, précipité ou joint de grain. La loi puissance comporte alors Troncature qui diminue la probabilité des forts cisaillements et permet à la moyenne des cisaillements de converger. La convergence des procédures d'homogénéisation n'est alors plus simplement un problème de taille du volume représentatif, mais fait intervenir son contenu micro-structurel et la façon dont le calcul des moyennes sont conduites. L'hypothèse d'homogénéisation, bien qu'utile pour décrire la déformation plastique à l'échelle macroscopique, repose sur des simplifications. Elle néglige les hétérogénéités locales et les interactions complexes entre les dislocations. La relation d'Orowan, qui en découle, fournit une première approximation, mais ne capture pas toute la complexité des mécanismes de déformation.  $\frac{d\gamma}{dt} = \rho_m b < v >$  avec  $\rho_m$ , la densité de dislocations mobiles, et  $v$ , leur vitesse moyenne le long de la direction de glissement.

Cette formule propose un passage micro-macro en reliant la vitesse de déformation macroscopique de l'échantillon à des quantités microscopiques moyennes telle la densité de dislocations mobiles et leurs vitesses le long de la direction de glissement.

Les méthodes utilisées pour modéliser le comportement mécanique des matériaux qui prennent en compte l'approximation d'Orowan sont avérées efficaces pour des modélisations de matériaux à faible mobilité de dislocations telle le CC à basse température (e.g. Fer). Cette approximation n'est valable que dans le cas idéal d'un monocristal contenant une densité fixe de dislocations mobiles se déplaçant toutes dans un même système de glissement et à la même vitesse. De fait, elle néglige les éventuelles variations spatiales et temporelles de la vitesse et de la densité de dislocations. En revanche, elles sont peu performantes pour modéliser le comportement des matériaux qui possède une forte mobilité de leurs dislocations. Dans ces matériaux le mouvement des dislocations s'effectue de manière hétérogène dans le temps et dans l'espace. La déformation plastique localement peut excéder la déformation macroscopique de plusieurs ordres de grandeurs. Ces variations brutales sont associées à des déplacements collectifs de dislocations sur de grandes distances appelés avalanches de dislocations. La distribution des glissements plastique n'est pas gaussienne dans un volume mésoscopique et l'évolution du glissement à cette échelle ne suit pas l'augmentation continue de la déformation macroscopique. On dit que la déformation plastique est critique en raison de son caractère intermittent et de sa décorrélation de la sollicitation macroscopique.

### 3 Observations expérimentales du caractère intermittent de l'écoulement plastique

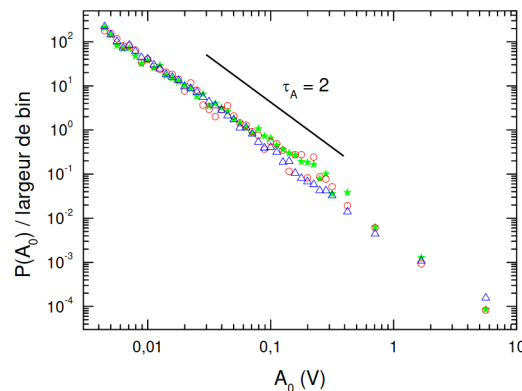
L'hétérogénéité de l'écoulement plastique a d'abord été mis en évidence par l'étude des marches de glissements observées à la surface des métaux après déformation [BN83]. Par la suite, des structures cellulaires formées par les dislocations ont été observées en volume au MET par Hähner dans les structures CC, [HBZ98]. L'hétérogénéité de l'écoulement plastique a été abordée dans le cas d'instabilités plastiques comme l'effet Portevin-Lechatelier [Leb00] ou à l'aide de la mesure de l'émission acoustique (EA) [WG97]. Enfin, ces hétérogénéités de l'écoulement plastique ont été identifiées lors de l'analyse de la déformation par nano-indentation Li et collab. [LNW05] et au cours d'essais mécaniques sur des échantillons de taille microscopique [Uch04]. Nous présentons dans ce chapitre, une sélection de différentes études qui ont permis de mettre en évidence le caractère critique de l'écoulement plastique.

### 4 Mise en évidence par EA

Lorsque les dislocations se déplacent elles dissipent de l'énergie sous forme d'ondes acoustiques et de chaleur. Ces émissions acoustiques peuvent être détectées à l'aide d'un capteur piézo-électrique relié à un amplificateur de charge. Un écoulement régulier de dislocations produira un signal d'amplitude constante. Lorsque des avalanches de dislocations se forment le signal voit son amplitude croître brusquement de façon transitoire avant de revenir à l'amplitude constante initiale. C'est ce signal transitoire, qu'on nomme *salve acoustique*, dont on étudie la statistique. On s'intéresse en particulier à l'amplitude maximale atteinte durant la transition. Les premières expériences utilisant l'EA pour caractériser le caractère critique de la plasticité ont été réalisées sur la glace. La glace possède un faible coefficient de diffusion atomique et présente un écoulement plastique principalement régi par le mouvement des dislocations. Son

anisotropie cristalline induit une déformation préférentielle par glissement sur les plans de base. Cette particularité permet d'approximer son comportement mécanique par l'hypothèse du glissement simple, même à des niveaux de déformation élevés. La faible interaction des dislocations avec le réseau cristallin et les faibles interactions à courtes distance des dislocations entre elles favorisent les interactions à longues distances et donc la formation d'avalanches. Des expériences de compression uniaxiale sur la glace monocristalline ont révélé la nature fortement intermittente de l'écoulement plastique [WG97; Wei01; Mig01; WM03; WM04]. Il a été démontré que l'EA détectée résultait de mouvements rapides et coopératifs d'un grand nombre de dislocations [WG97]. En utilisant un modèle de source d'émission acoustique produite par une dislocation en mouvement Rouby a pu mettre en relation l'amplitude maximale de la salve et la vitesse de cisaillement produit par la dislocation, [RFD83]. Il a également été montré que la somme des amplitudes acoustiques  $A_0$  mesurées durant l'essai est un indicateur de la déformation macroscopique  $\epsilon$  de l'échantillon,  $\Sigma A_0 \sim \epsilon$  [WG97].

Weiss et collab. ont procédé à l'analyse statistique des amplitudes des salves émises lors de ses essais de compression sur la glace. Ils ont constaté que la distribution des amplitudes des salves ne suit pas, comme il est courant pour un phénomène physique, une distribution gaussienne, mais une loi puissance. Cette loi est de la forme  $p(A_0) = A_0^{-\tau_A}$  où  $A_0$  est l'amplitude de la salve. La figure 2.1 donne  $\log(p(A_0))$  en fonction de  $\log(A_0)$  on retrouve un exposant  $\tau_A = 2$  et une distribution en loi puissance sur quatre décades, [RWL05]



**Fig. 2.1** Distributions de probabilité des amplitudes acoustiques dans des monocristaux de glace à des températures différentes. Cercles :  $T = -3$  °C, la contrainte appliquée  $\sigma = 67$  kPa. Étoiles :  $T = -10$ °C,  $\sigma = 67$  kPa. Triangles :  $T = -20$  °C,  $\sigma = 342$  kPa. [RWL05]

Cette distribution en loi puissance sans cut-off implique que :

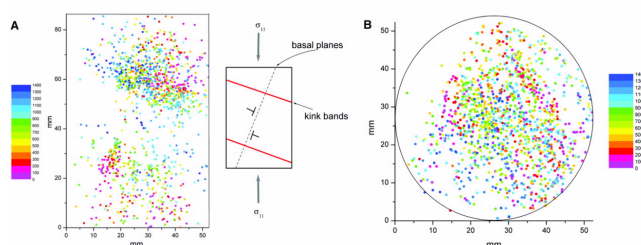
- Des évènements plastiques de grandes ampleurs peuvent se produire avec une probabilité non négligeable.
- Cette distribution ne vérifie pas le théorème limite central et la somme d'évènements distribués suivant une loi puissance ne converge pas vers une distribution gaussienne, mais reste une loi puissance.
- Cela implique une invariance d'échelle, c'est-à-dire un comportement moyen qui ne dépend pas du volume sur lequel s'effectue la moyenne et qui conserve ses caractéristiques microscopiques.
- Enfin, cette distribution met en question les fondements des méthodes d'homogénéisation.

Weiss et Richeton ont constaté que la température n'a pas d'influence sur l'invariance d'échelle, tant du point de vue des distributions des énergies que des corrélations temporelles. Néanmoins les expériences ont révélé un effet sensible de la température sur la durée des avalanches. Ce résultat est interprété qualitativement en considérant que les interactions visqueuses dislocations-phonons croissent quand la température augmente, [Nad88].

L'EA permet de réaliser à l'aide de plusieurs capteurs et par triangulation la localisation des sources d'émission acoustique dans le cristal.

#### 4.1 Analyse spatiale des avalanches par EA

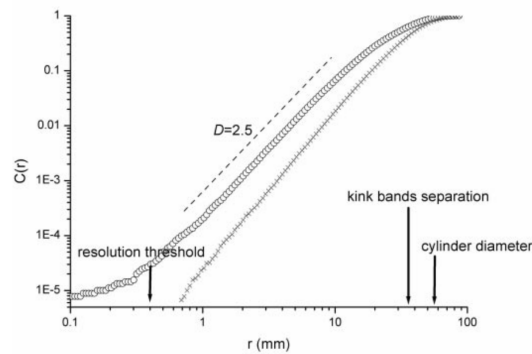
Weiss et Marsan ont par la suite localisé par triangulation les sources d'émissions acoustiques lors d'un essai de fluage sur la glace [WM03]. Ces mesures semblent montrer que les avalanches de dislocations sont regroupées spatialement selon un motif fractal mis en évidence à partir de l'enregistrement d'une cartographie tridimensionnelle des avalanches de dislocations, figure 2.2. Lorsque des avalanches sont proches dans le temps, il y a une plus forte probabilité qu'elles soient aussi proches dans l'espace. Ce résultat montre que la formation d'avalanches est liée à l'auto-organisation spatiale des dislocations. 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. La figure 2.2 montre les projections verticale et horizontale des hypocentres (centres de départ des sources EA associés aux avalanches) pendant le fluage d'un cristal de glace avec une contrainte de compression uniaxiale de 1.1 MPa et une température de  $-10^{\circ}\text{C}$ .



**Fig. 2.2** Carte 3D des avalanches de dislocation enregistrées par EA lors de la déformation par fluage compression d'un monocristal de glace cylindrique à  $-10^{\circ}\text{C}$  ( $\sigma_{ext} = 1.1 \text{ MPa}$ ) : projection verticale (A) et horizontale (B) des hypocentres. Les hypocentres sont colorés suivant leur occurrence chronologique au cours de l'essai [WM03]

Les hypocentres sont concentrés sur la projection verticale le long de deux bandes perpendiculaires aux plans de glissement. Il se produit une migration des avalanches, car les premiers événements sont préférentiellement situés dans les coins supérieurs droits et inférieurs gauches et les derniers dans les coins supérieurs gauches et inférieurs droits de la projection verticale.

Dans la même étude, Weiss et Marsan ont confirmé l'organisation spatiale des avalanches grâce au calcul de l'intégrale de la corrélation spatiale  $C(r)$  représentée figure 2.3.  $C(r)$  est la probabilité que deux sources d'EA soient séparées par une distance inférieure à  $r$ . On observe une distribution invariante d'échelle des emplacements des avalanches avec une dimension de corrélation  $D = 2.5$  figure 2.3. Ce régime s'étend sur 1.5 décades.



**Fig. 2.3** Intégrale de corrélation spatiale des hypocentres (cercles) localisés lors de la déformation par fluage compression d'un monocristal de glace à  $-10^{\circ}\text{C}$  ( $\sigma_{ext} = 1.1 \text{ MPa}$ ). Une analyse similaire (croix), réalisée à partir du même nombre de sources distribuées aléatoirement, donne  $D = 2.9$ . [WM03]

Cela montre que le regroupement des avalanches de dislocations révélé par l'analyse de corrélation n'est pas affecté par la taille ou la forme de l'échantillon. L'analyse de mise à l'échelle est limitée vers de petites échelles par le seuil de résolution qui induit une localisation identique pour plusieurs hypocentres, et donc un regroupement artificiel, tandis qu'un effet de taille finie est visible vers les grandes tailles. Weiss et Marsan [WM03] concluent que deux avalanches ont une grande probabilité d'être proche dans l'espace si elles sont proches dans le temps. Cette conclusion montre que le déclenchement d'avalanches se fait en cascade dans un voisinage proche.

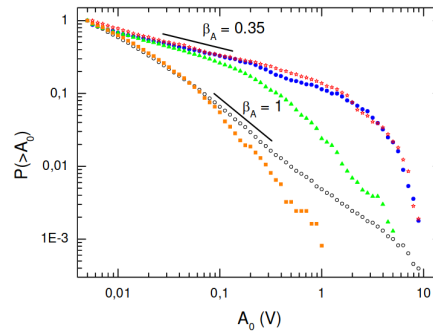
La corrélation spatiale de la déformation plastique a été aussi retrouvée par Zaiser [Zai04] au travers de l'étude de l'évolution des profils de surface lors de la déformation par une combinaison de microscopie à force atomique (AFM) et d'interférométrie à lumière blanche (SWLI). La morphologie de surface a été caractérisée quantitativement sur une gamme d'échelles allant de 10 nm à 2 mm. Les corrélations de type loi de puissance dans la distribution spatiale de la déformation plastique conduisent à l'émergence de profils de surface auto-affines avec un exposant de Hurst  $H > 0.5$ . L'exposant de rugosité ou l'exposant de Hurst  $H$  peut être lié à la dimension fractale du profil  $D_F$  (la « dimension de boîte ») à travers la relation  $D_F = 2 - H$

## 4.2 Dynamique collective des dislocations dans les polycristaux

Les études expérimentales et de simulations numériques se concentrent le plus souvent sur des systèmes monocristallins idéalisés. Dans ce cas, la complexité et les propriétés multi-échelles résultent uniquement des interactions entre dislocations, liées à leur champ de contrainte élastique à longue distance. Pourtant, la plupart des matériaux d'intérêt structural et économique sont polycristallins. Cette partie résume les travaux expérimentaux utilisant l'émission acoustique pour caractériser la dynamique collective des dislocations dans les polycristaux.

Dans une étude menée par Richeton et collab. [RWL05] les auteurs réalisent des tests de fluage-compression sur des polycristaux de glace de différentes tailles de grain. Tous les essais sont effectués à  $-10^{\circ}\text{C}$  (excepté un à  $-3^{\circ}\text{C}$ ). La contrainte appliquée  $\sigma_{ext}$  est comprise entre 0.54 et 0.80 MPa, en dessous du seuil de contrainte d'initiation de la microfissuration dans la glace granulaire. La figure 2.4 représente les distributions de probabilités cumulées des amplitudes acoustiques dans des polycristaux pour une contrainte extérieure  $\sigma_{ext} = 1.41 \text{ MPa}$ . Ces distributions sont comparées avec une distribution de probabilité cumulée typique d'un monocristal.

Les essais de fluage réalisés montrent une activité acoustique décroissante à mesure que le matériau s'écrout. L'exposant de la loi puissance est plus petit que celui de la glace monocristalline. Ces distributions sont aussi caractérisées par des coupures de la loi puissances corrélées à taille moyenne des grains. Plus faible est la taille de grain, plus faible est la valeur de l'amplitude de coupure. Comme pour les monocristaux, la dynamique des dislocations est indépendante du niveau de contrainte et de la température.

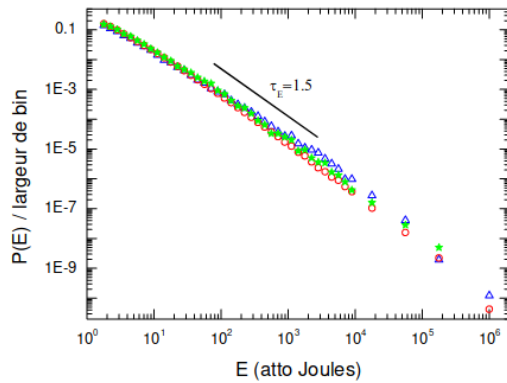


**Fig. 2.4** Les distributions de probabilités cumulées des amplitudes acoustiques dans des polycristaux possédant différentes tailles moyennes de grain  $\langle d \rangle$ . Carrés :  $\langle d \rangle = 0.26 \text{ mm}$ ,  $T = -10^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{\text{ext}} = 0.67 \text{ MPa}$ . Triangles :  $\langle d \rangle = 1.05 \text{ mm}$ ,  $T = -10^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{\text{ext}} = 0.57 \text{ MPa}$ . Disques pleins :  $\langle d \rangle = 1.92 \text{ mm}$ ,  $T = -10^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{\text{ext}} = 0.54 \text{ MPa}$ . Étoiles :  $\langle d \rangle = 1.81 \text{ mm}$ ,  $T = -3^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{\text{ext}} = 1.41 \text{ MPa}$ . Ces distributions sont comparées avec une distribution typique d'un monocristal, ne présentant pas de coupure et un exposant  $\tau_A = 2$  (cercles)

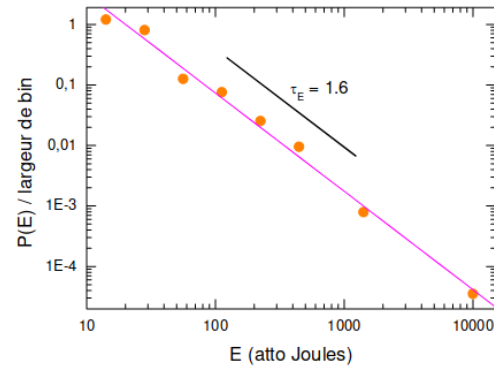
Richeton et collab. ont mis en évidence l'influence des joints de grain sur la relaxation des avalanches dans les matériaux. Ils observent que la durée des avalanches diminue avec le niveau d'écroutissage du matériau, ce qui suggère que plusieurs facteurs entrent en jeu : d'une part, la résistance visqueuse exercée par les phonons, et d'autre part, l'écroutissage lui-même. Au début de l'avalanche, lorsque sa vitesse est maximale, c'est principalement la résistance visqueuse des phonons qui agit. Toutefois, au fur et à mesure que la vitesse de l'avalanche décroît, cette résistance devient progressivement moins significative par rapport à la résistance totale au glissement. Parallèlement, l'avalanche rencontre de plus en plus les contraintes en retour générées par d'autres dislocations du cristal, ce qui finit par provoquer son arrêt.

Une étude des mêmes auteurs [Ric06a] en a mis en évidence le caractère critique de la plasticité des monocristaux métalliques en réalisant des expériences d'EA sur le Cadmium et le Zinc tous deux de structure hexagonale compacte et sur le Cuivre de structure CFC. Le Cadmium et le Zinc présentent des propriétés mécaniques variées avec écroutissage par la forêt, maillage et déformation par glissement sur les plans de base. Le cuivre quant à lui se déforme en glissement multiple.

Les figures 2.5 et 2.6 représentent les distributions de probabilités des énergies des salves enregistrées pour les essais sur le Zinc et le Cadmium d'une part et de l'autre la distribution de probabilité des énergies acoustiques enregistrées lors de six essais de déformation réalisés sur du cuivre monocristallin. Comme dans les monocristaux de glace, les monocristaux métalliques hexagonaux montrent une forte intermittence et des distributions en loi de puissance des énergies des salves avec un exposant de 1.6. Pour ces métaux hexagonaux, l'existence de répliques a été mise en évidence. On constate la même dynamique critique pour le cuivre ce qui semble indiquer



**Fig. 2.5** Distributions de probabilité des énergies acoustiques enregistrées lors de la déformation de monocristaux métalliques. Triangles : essai sur l'échantillon Cd avec un facteur de Schmid de 0.48. Cercles : essai sur l'échantillon Cd avec un facteur de Schmid de 0.33. Etoiles : essai sur l'échantillon Zn-0.08%Al.



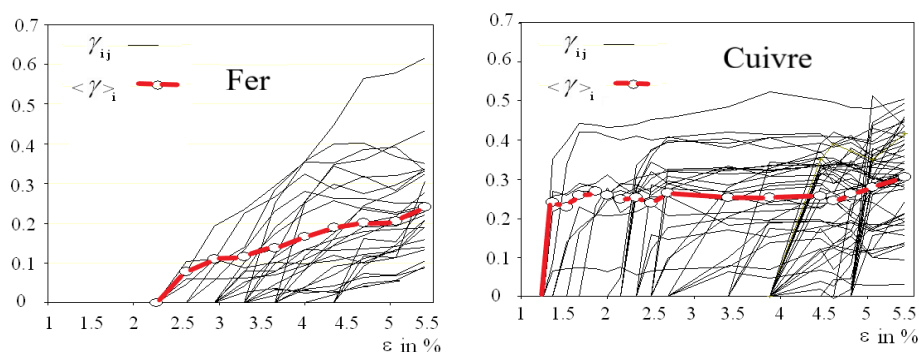
**Fig. 2.6** Représentation dans un diagramme log-log des distributions de probabilité des énergies acoustiques qui ont été enregistrées lors des 6 essais de déformation réalisés sur des monocristaux de cuivre. La droite en trait plein est obtenue par régression linéaire sur les différents points de mesure. Cette droite a une pente égale à  $\tau_E = 1.6$

que ce comportement est indépendant de la structure cristallographique HC ou CFC, de la nature des dislocations et qu'il se produise un écrouissage par durcissement de la forêt ou non.

## 5 Dynamique collective des dislocations par analyse de surfaces

Nous avons vu précédemment que l'on peut localiser les sources d'émission de salves par triangulation et disposer ainsi d'informations spatiale sur la dynamique collective des dislocations. Il est possible de mener une étude directe sur les hétérogénéités spatiales de la déformation grâce à l'analyse topographique du glissement plastique par microscopie à force atomique. Lorsqu'une dislocation émerge en surface, elle disparaît et laisse après son passage une marche de glissement élémentaire. Les nombreuses dislocations qui émergent contribuent alors à la formation de marches de glissement dont la largeur est de l'ordre du micromètre et la hauteur de l'ordre d'une centaine de nanomètres. En glissement simple, nous obtenons un faisceau de marches parallèles : bandes de glissement. L'espacement entre ces bandes de glissement n'est pas régulier et Kleiser a été l'un des premiers à mettre en évidence le caractère fractal de leur arrangement spatial, [KB86]. Kahloun et collab. [Kah16] ont utilisé les mesures de topographie AFM pour montrer la différence de comportement plastique entre le fer et le cuivre monocristallin. Ils ont mesuré la topographie des marches de glissement apparaissant en surface lors d'un essai de traction sur des mini-éprouvettes de cuivre et de fer tous les 0,5 % de déformation. L'évolution du glissement de chaque bande en fonction de la déformation macroscopique est représentée par les lignes noires figure 2.7 et le glissement moyen est tracé en rouge. On constate que le glissement des marches du fer suit linéairement la déformation macroscopique alors que pour le cuivre les marches prennent au moment où elles sont créées, une valeur maximale de cisaillement plastique puis saturent.

Pour assurer la déformation plastique du cuivre, de nouvelles marches vont apparaître alors que la déformation plastique du fer se poursuit par intensification du glissement dans les marches existantes. Le comportement plastique du cuivre au niveau microscopique est ainsi découplé de la sollicitation macroscopique, et se produit par intermittence. Ce comportement intermittent suit le rythme de création des marches. Ces études montrent que l'analyse de la topographie AFM couplé avec des mesures d'orientations permet d'étudier la plasticité cristalline à une échelle où se manifeste le comportement collectif des dislocations.



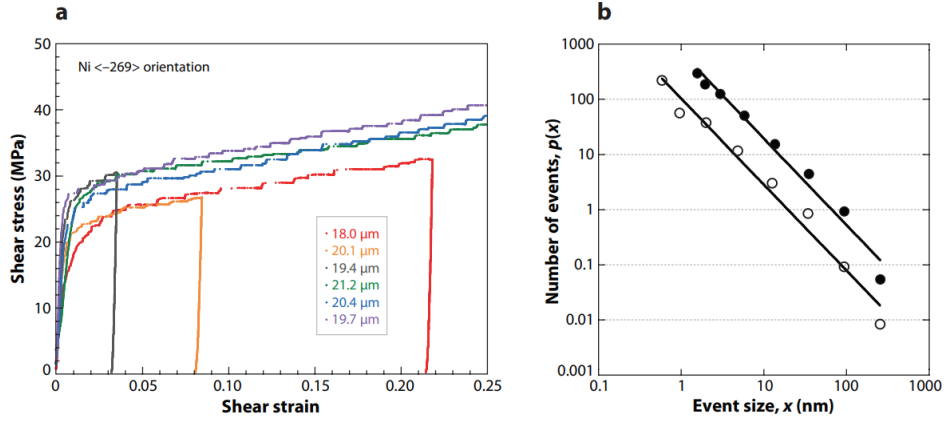
**Fig. 2.7** Évolution du glissement microscopique avec la déformation plastique macroscopique pour le Fer (a) comparé au Cuivre (b)

## 6 Déformation d'échantillons de taille microscopique

La déformation d'un échantillon de taille macroscopique produit des courbes contrainte-déformation généralement lisses, où le caractère intermittent de l'écoulement plastique n'est pas visible. La résolution des appareils de mesure ne permet pas de distinguer de variations rapides de contrainte ou de déformation dues à la production d'avalanches de dislocations. La réponse enregistrée représente une moyenne des différentes avalanches sur l'ensemble du volume de l'échantillon pendant un certain temps de déformation. Il est désormais possible de réaliser des essais de compression sur des échantillons dont les dimensions sont de l'ordre du micromètre, c'est à dire voisin de la taille des avalanches produites [DUP05][Uch04]. Toutefois, ces essais posent encore des problèmes comme l'indentation du porte-échantillon, un état de chargement incertain et une forte dépendance à l'état de surface.

Dimiduk [DUP05] a réalisé des tests de compression sur des échantillons monocristallins de Ni, sur des superalliages à base de Ni et sur l'intermétallique Ni<sub>3</sub>Al. Les éprouvettes ont des diamètres de 1 mm. Les tests ont été réalisés dans un système standard de micro-compression avec une pointe d'indentation plate agissant comme une plaque de compression. La vitesse de déplacement est imposée, sans toutefois autoriser les chutes de contrainte. (La vitesse de déplacement de la pointe de nano-indentation à une valeur constante comprise entre 1 et 5 nm/s). Ce mode de chargement favorise l'observation d'avalanches de dislocations de grandes tailles. Les courbes de contraintes-déformation résultant de ces tests sont présentées figure 2.8(a). Le déplacement augmente par étapes, chaque étape de déformation s'accompagne d'un plateau de contrainte qui dure jusqu'à ce que la déformation effective de l'échantillon atteigne la 'déformation cible' qui augmente linéairement dans le temps. A partir de ces courbes Dimiduk analyse l'intermittence de la déformation plastique qui paraît comme des variations rapides de l'écoulement plastique

à cisaillement constant séparée par des intervalles de chargement quasi-élastiques. Comme la contrainte est maintenue ces courbes de contraintes-déformation adoptent une forme d'escalier.



**Fig. 2.8** (a) Courbes de fluage provenant de microcristaux de Ni de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre ayant une orientation  $\langle 269 \rangle$ . (b) La densité de probabilité des événements de glissement  $p(x)$  par rapport à la taille de l'événement  $x$ . Un ajustement en loi de puissance sur plus de deux ordres de grandeur est observé à la fois pour un seul échantillon (cercles ouverts) et pour les données agrégées provenant de plusieurs échantillons (cercles pleins). [Dim06]

La distribution de ces événements plastiques représentées figure 2.8(b), suit une loi puissance de type  $p(x) = x^{-k}$ , avec  $k = 1.5 - 1.6$ . Cette loi puissance est observée sur plus de deux décades. Les événements les plus petits sont noyés dans le bruit associé à la méthode de mesure. L'exposant peut être comparé à celui des énergies des salves acoustiques lors d'un essai de compression réalisé par Weiss [WLG00] sur les métaux HCP, ce qui indique que les deux distributions sont sans doute régies par les mêmes processus physiques sous-jacents.

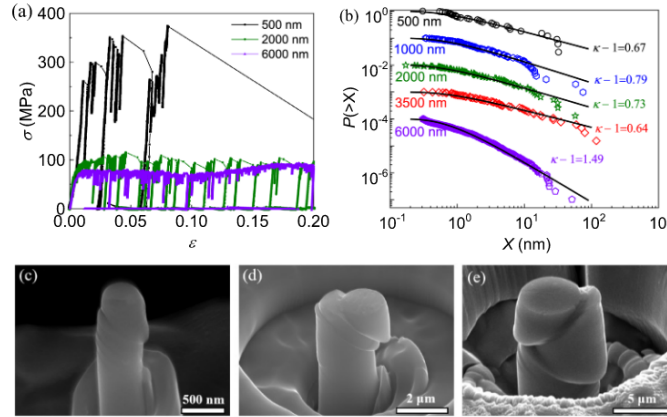
Une étude plus récente sur la compression des nano-piliers d'aluminium de différentes taille a été conduite par Weiss et collab. [Wei21a]. La figure 2.9 résume les résultats obtenus. Les courbes de traction deviennent plus lisses à mesure que la dimension des nanopiliers d'Al augmente, figure 2.9 a. Les distributions des événements plastiques et en particulier le paramètre d'échelle change avec la taille des piliers, figure 2.9 b.

Weiss décrit ces résultats en évoquant une plasticité critique "sauvage" avec une faible valeur du paramètre d'échelle ou "douce" avec un paramètre d'échelle plus grand. Il modélise l'ensemble de ces résultats en proposant une distribution unique  $P(X)$  des événements plastiques où la présence de fluctuation sauvage coexiste avec des fluctuations modérées de taille caractéristique  $X_0$ .

$$P(X) = \frac{X^{\kappa-1}}{\Gamma(\kappa-1)X_0^\kappa} e^{-X_0/X} \quad (2.1)$$

$X$  rend compte des déplacements plastiques détectés sur l'ensemble du chargement et  $\Gamma(a, x)$  est la fonction gamma incomplète. L'équation 2.1 bénéficie d'un soutien théorique provenant d'un modèle stochastique simple en champ moyen de la dynamique des dislocations proposé par Weiss et collab. [Wei15].

Les auteurs constatent un effet remarquable de la taille des piliers sur la résistance des matériaux à la déformation qui a été exprimé sous la relation  $\tau_y \sim L^{-\alpha}$ , où  $L$  est la dimension



**Fig. 2.9** De fluctuations douces à sauvages dans les micropiliers en aluminium. (a) Courbes contrainte-déformation (cisaillement). (b) Distributions cumulatives des déplacements plastiques  $X$  détectés sur l'ensemble du chargement. Les lignes solides représentent l'ajustement des données avec (2), et les valeurs de coupe inférieure correspondantes  $X_0$  sont de haut en bas : 0,64 ; 0,73 ; 0,61 et 1,02 nm. (c)–(e) Images SEM des micropiliers de (c) 500 nm, (d) 2000 nm et (e) 6000 nm après compression. Le multi-glisement n'est observé que pour les plus grands micropiliers (6  $\mu$ m) [Wei21a] .

de pilier et avec  $\alpha$  un exposant empirique variant pour les métaux entre 0,2 et 1. La valeur de  $\alpha$  a été déterminée expérimentalement par Greer [GD11].

La contribution relative des fluctuations modérées par rapport aux fluctuations sauvages à la déformation plastique totale a été estimée par Weiss et collab. [Wei21a]. Soit  $X_{\min}$  la valeur, proche de  $X_0$ , au-dessus de laquelle les fluctuations peuvent être considérées comme sauvages, et  $K = e^{-X_0/X_{\min}}$ . La fraction de plasticité "sauvage"  $W$  est définie par [Wei15] :

$$W(\kappa, K) = 1 - \frac{\Gamma(\kappa - 1, \ln(1/K))}{\Gamma(\kappa - 1)}.$$

$W$  apparaît comme une fonction décroissance de  $\kappa$ .

La déformation des matériaux CFC sont caractérisés par une transition fragile à ductile prolongée avec l'augmentation de la taille du système, et cette transition est associée à une évolution progressive de la sauvagerie et de l'exposant  $\kappa$ .

Weiss et collab, ont quantifié l'impact de la taille du système sur la dynamique des dislocations à travers un rapport  $R = \frac{l}{L}$  où  $L$  représente la taille du système et  $l$  une échelle interne liée à la densité des dislocations. Les états supercritiques ( $R < 1$ ) et subcritiques ( $R > 1$ ) ont été observés en fonction de la taille du système par rapport à l'espacement moyen des dislocations. Pour  $R < 1$ , la présence réduite d'obstacles aux dislocations favorise une nucléation collective, tandis que pour  $R \gg 1$ , les dislocations rencontrent un grand nombre d'obstacles, conduisant à un comportement caractérisé par des fluctuations modérées. Dans la plage intermédiaire,  $R \sim 1$ , les interactions élastiques à courte et longue portée sont équilibrées, créant un environnement propice à la dynamique d'avalanches sans échelle.

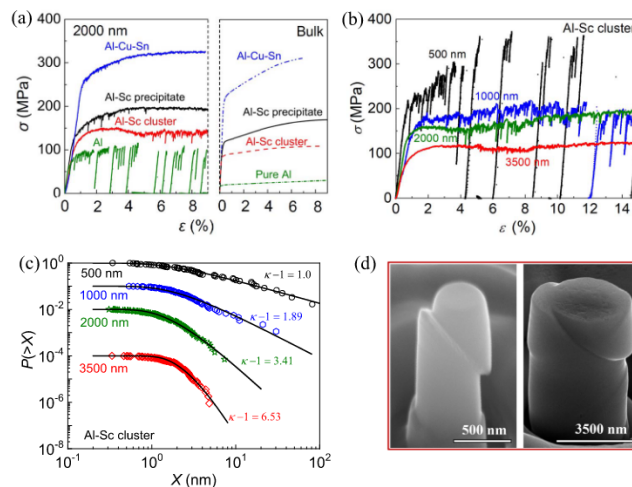
La dépendance à la température et au type de matériau joue également un rôle crucial sur la dynamique des dislocations. Les matériaux CC, comme le Mo, présentent une friction de réseau élevée, nécessitant des barrières d'activation thermique importantes, tandis que dans les

matériaux CFC, une faible friction de réseau est attendue, ce qui peut favoriser des fluctuations plus importantes à température ambiante.

L'amortissement des dislocations est un autre facteur influençant la dynamique : un fort amortissement peut inhiber les avalanches rapides, alors qu'à petite échelle (inférieure à  $1 \mu\text{m}$ ), la mobilité athermique des dislocations favorise les décharges de déformation. En ce qui concerne les matériaux HCP, comme les micropiliers de Mg, un comportement très saccadé est observé, avec des avalanches plastiques distribuées selon une loi de puissance, ce qui suggère que ces matériaux restent dans un état critique, sans transition ductile-fragile induite par la taille.

D'autres observations rapportées par [Wei21a] suggèrent que l'ajout de solutés ou de précipités entraîne une augmentation de la contrainte moyenne d'ancrage  $\tau_{pin}$ . Cela réduit le libre parcours moyen des dislocations, ce qui régit la transition entre une dynamique à longue portée et une dynamique dominée par des interactions à courte portée.

Des micropiliers contenant des solutés  $Sc$  (appelés alliages  $Al - Sc$ ), des précipités  $Al_3Sc$  (alliages à précipité  $Al - Sc$ ), et des précipités en forme de plaques  $\theta' - Al_2Cu$  (alliages  $Al - CuSn$ ) ont été testés par [Zha17] et l'ensemble des résultats sont présentés dans la figure 2.10



**Fig. 2.10** Fluctuations plastiques dues à l'alliage : le cas des alliages  $Al - Sc$ . (a) Courbes contrainte-déformation pour l'aluminium pur et les alliages  $Al$ . (b) Courbes contrainte-déformation pour des piliers  $Al - Sc$  de différents diamètres. (c) Distributions cumulatives correspondantes des déplacements plastiques  $X$ . (d) Images SEM d'un pilier de  $500 \text{ nm}$  (à gauche) et d'un pilier de  $3500 \text{ nm}$  (à droite). Un glissement simple est observé pour le petit pilier, et un glissement multiple pour le grand [Zha17].

La Figure 2.10 montre clairement que de tels alliages peuvent fortement réduire les fluctuations plastiques indésirables et sauvages. Les distributions des tailles des déplacements plastiques  $X$  dans les alliages étudiés manifestent un caractère mixte avec une loi de puissance caractérisée par des cut-offs. L'exposant  $k$  et la taille caractéristique  $X_0$  augmentent avec l'augmentation de la taille de l'échantillon  $L$  et de la force d'ancrage  $\tau_{pin}$ .

Le rapport des échelles de longueur  $R = L/l$  a été augmenté pour permettre le contrôle de la transition fragile-ductile. Les résultats montrent qu'il existe une relation universelle indépendante du matériau entre le caractère sauvage et l'exposant critique correspondant.

Les investigations sur la déformation d'échantillons de taille microscopique ont permis de mieux comprendre les mécanismes de la plasticité, notamment à l'échelle où la dynamique collective des dislocations devient plus perceptible. L'étude des micropiliers a révélé des comportements plastiques intermittents, marqués par des avalanches de dislocations distribuées selon des lois de puissance.

Ces études soulignent également l'importance des effets de taille et du rapport entre les échelles internes et externes ( $R = L/l$ ) dans la transition entre des régimes de plasticité supercritique (avalanches importantes et plasticité intermittente) et subcritique (comportement ductile et fluctuations modérées). Le contrôle de ces phénomènes, avec l'ajout de solutés ou de précipités dans les matériaux alliés, permet d'ajuster la dynamique critique de ces événements plastiques.

## 7 Mis en évidence des Avalanches de dislocation par Dynamique de Dislocation Discrète (DDD)

Les mesures d'émission acoustique (EA) réalisées par Weiss et collab. [WG97; WLG00; WM03; RWL05] représentent des mesures indirectes des processus de déformation microscopique. Par conséquent, leur interprétation physique nécessite l'établissement d'hypothèses [RFD83]. Afin de mieux comprendre ces processus physiques, des simulations numériques du comportement dynamique des dislocations sont nécessaires. Les travaux de [Mig01] ont été parmi les premiers à être effectués dans le but de caractériser la déformation viscoplastique des dislocations à l'aide d'un modèle simplifié en dynamique des dislocations discrètes à 2D. Ce modèle repose sur une répartition aléatoire de dislocations coin qui se déplacent le long du vecteur de Burgers.

### 7.1 Dynamique de Dislocation Discrète en dimension 2 (DDD-2D)

Le modèle de Miguel et al. considère le champ de contrainte élastique associé à chaque dislocation. Une dislocation coin de vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$ , localisée à l'origine, induit une contrainte de cisaillement  $\sigma$  en un point  $(x, y)$ , donnée par :

$$\sigma = \frac{b\mu}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (2.2)$$

Où  $\mu$  est le module de cisaillement et  $\nu$  le coefficient de Poisson.

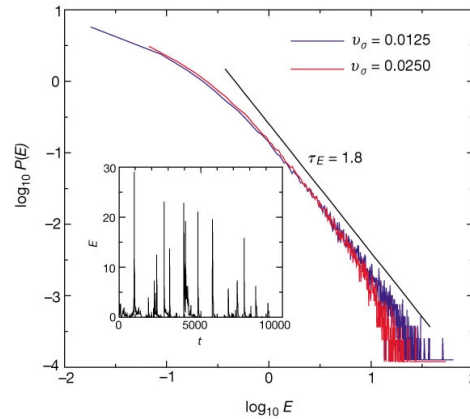
Ce modèle ne prend pas en compte la friction de réseau et suppose que la vitesse des dislocations est proportionnelle à la contrainte locale. Miguel et al. impose des conditions périodiques aux frontières, l'annihilation des dislocations de signes opposés lorsque leur distance est inférieure à  $2b$ , ainsi que la création possible de nouvelles paires de dislocations de signes opposés, [Mig01]. Ce modèle permet de suivre l'évolution temporelle de la position et de la vitesse des  $N$  dislocations, bien qu'il manque les processus plus réalistes de la plasticité 3D.

Dans cette étude, Miguel et collab. Observent que la majorité des dislocations s'organisent en structures métastables qui évoluent très lentement avec une partie des dislocations qui se déplace de manière intermittente à des vitesses beaucoup plus élevées, entraînant des augmentations soudaines de la déformation plastique.

Pour quantifier ces observations, Miguel mesure la vitesse collective  $V = \sum |\mathbf{v}_i|$ , des dislocations qui se déplacent plus rapidement que si leur vitesse n'était contrôlée que par la contrainte

externe. Pour établir une comparaison directe avec les résultats des expériences d'émission acoustique sur des monocristaux de glace, il identifie l'énergie acoustique au carré de la vitesse des dislocations,  $E = V^2$ .

Le signal  $E(t)$  est représenté dans l'encart de la figure 2.11. Il se compose d'une succession de salves marquées et intermittentes, chacune signalant le début de réarrangements collectifs des dislocations. De plus, la figure 2.11 montre que la distribution en énergie de ces salves décroît selon une loi de puissance,  $P(E) \sim E^{-\tau_E}$ , sur près de trois décades, avec un exposant de l'ordre  $\tau_E = 1.8$ .

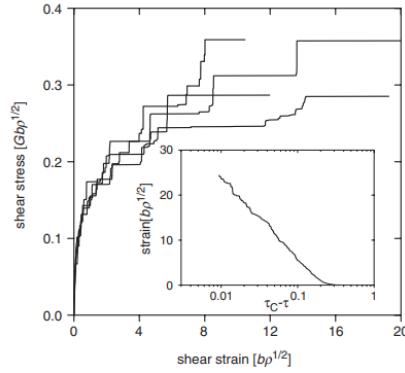


**Fig. 2.11** Distribution des énergies  $E$  associées aux salves de déformation obtenues lors de simulations numériques. Deux valeurs différentes ont été considérées pour la contrainte externe. En inséré, l'évolution temporelle de  $E$  pour une simulation donnée. [Mig01]

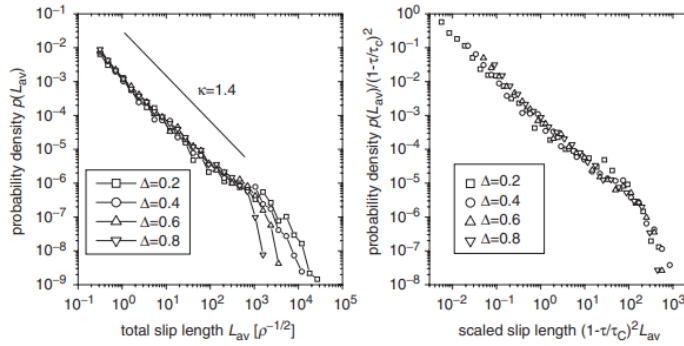
Ce modèle a été réalisé en fluage, ce qui suppose une contrainte externe constante. En revanche, les essais en traction-compression dans le cas d'essai compression des nanopilier [DUP05] sont réalisés avec des chargements en contrainte ou en déplacement, ce qui revient soit à augmenter progressivement la contrainte en contrôlant le déplacement, soit à contrôler la contrainte.

Zaiser et collab. ont étudié ce point en développant un modèle DDD-2D [Zai06] qui reprends les meme configuration de Miguel et al. tout en imposant des conditions aux frontières périodiques. Le code est implémenté en augmentant progressivement la valeur de la contrainte externe. Pour prendre en compte la relation observée expérimentalement entre contrainte et vitesse de dislocation [Nad88], les dislocations se déplacent instantanément à la position suivante et ce tant que la contrainte locale est supérieure à une valeur seuil donnée. Autrement, elles restent immobiles. Le nombre total de dislocations du système est conservé, aucun mécanisme de multiplication ou d'annihilation de dislocations n'est pris en compte. Ce modèle permet de retrouver des résultats similaires à ceux obtenus pour des déformations d'échantillons de taille micrométrique. La figure 2.12 présente les résultats des courbe de traction obtenue dans cette simulation. Zaiser et al. obtient des courbes qui évoluent sous forme d'escalier, la figure 2.13 présente les distributions des distances parcourues par les dislocations. Cette distribution suit une loi puissance avec des exposants critiques de l'ordre de 1.4.

Dans un deuxième jeu de simulation Zaiser et al. tient compte de l'écroutissement, ce qui permet d'étudier son effet sur la dynamique des avalanches. Cet écroutissement autorise l'évolution de la densité de dislocations au cours de la déformation, se rapprochant davantage des condi-

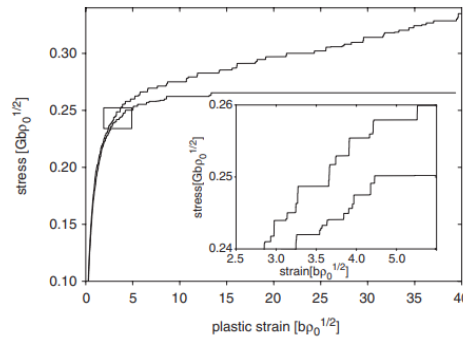


**Fig. 2.12** Courbes contrainte-déformation issue des simulations en contrôle de contrainte, encart : comportement moyen contrainte-déformation obtenue en faisant la moyenne de 100 simulations. [Zai06]



**Fig. 2.13** Distributions des tailles des avalanches de dislocations obtenues par DDD 2D, à droite : Les distributions sont normalisées en appliquant le changement d'échelle  $L_{av} \rightarrow L_{av}(1 - \frac{\tau}{\tau_c})^2$  à la taille des avalanches. [Zai06]

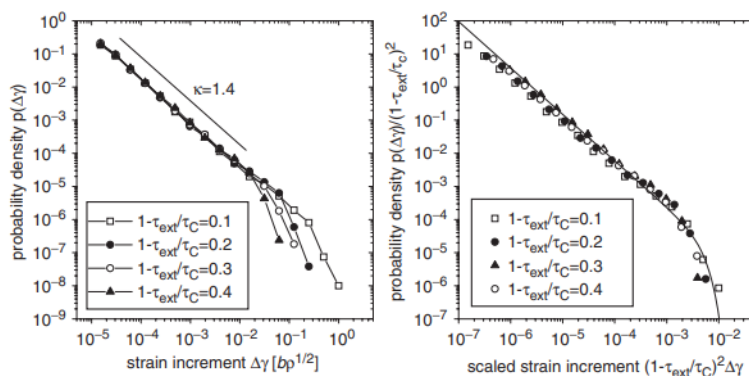
tions expérimentales. Les courbes contrainte-déformation obtenues à partir de ces simulations sont représentées dans la figure 2.14. Ces courbes dévoilent une évolution en forme de marches d'escalier similaire à celle observée précédemment 2.12.



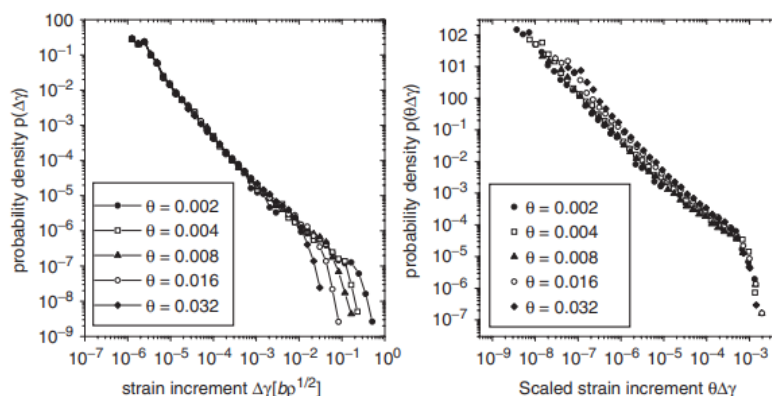
**Fig. 2.14** Courbes contrainte-déformation obtenues par DDD 2D pour des simulations avec et sans écouissage. [Zai06]

En l'absence d'érouissage, dès que la contrainte atteint la valeur critique  $\sigma_c$ , la déformation continue d'augmenter sans limite et la courbe contrainte-déformation se stabilise sous forme d'une tangente horizontale (plasticité parfaite).

La taille des avalanches ( $\Delta\gamma$ ) des courbes contrainte-déformation suit également des distributions en loi puissance. Ces distributions sont illustrées par la figure 2.15 en l'absence d'érouissage et la figure 2.16 en présence d'érouissage. En l'absence d'érouissage, la taille des grosses avalanches augmente à mesure qu'on se rapproche de la contrainte critique, et l'extension du régime en loi de puissance devient de plus en plus important. En présence d'érouissage, le cut-off ne dépend plus de la contrainte critique; en revanche, la taille des grosses avalanches décroît avec le taux d'érouissage.



**Fig. 2.15** Distributions de probabilité des tailles des avalanches de glissement (densité de probabilité  $p(\Delta\gamma)$  vs incrément de déformation  $\delta\gamma$  obtenu à partir d'un ensemble de systèmes de taille 256.256; à gauche : distributions correspondant à différentes contraintes; à droite : distribution universelle obtenue par mise à l'échelle de  $\Delta\gamma \rightarrow \delta\gamma(1 - \tau/\tau_c)^2$  [Zai06].



**Fig. 2.16** Distributions de probabilité des tailles des avalanches de glissement; à gauche : distributions correspondant à différents taux de durcissement; à droite : distribution universelle obtenue par mise à l'échelle de  $\Delta\gamma \rightarrow \theta\Delta\gamma$ . [Zai06]

## 7.2 Dynamique de Dislocation Discrète tri-dimensionnelle (DDD-3D)

Les observations décrites jusqu'à présent dans la dynamique des dislocations discrètes bidimensionnelle se limitent exclusivement aux cas les plus simples, en considérant des échantillons monocristallins qui se déforment suivant un seul système de glissement. Cependant, la déformation plastique dans les matériaux ne se limite pas au mouvement des dislocations dans un seul système de glissement. Lorsque le glissement est multiple, plusieurs phénomènes entrent en jeu, tels que les interactions entre dislocations appartenant à des systèmes différents, ainsi que les interactions entre dislocations et joints de grain pour les polycristaux. Il est donc essentiel d'examiner l'impact du glissement multiple et des joints de grain sur la dynamique collective des dislocations pour mieux comprendre le comportement des matériaux usuels. La dynamique discrète des dislocations (DDD 3D) offre un moyen d'analyser ce comportement plastique en intégrant tous ces phénomènes. Toutefois, les conclusions obtenues peuvent différer de celles issues des observations expérimentales.

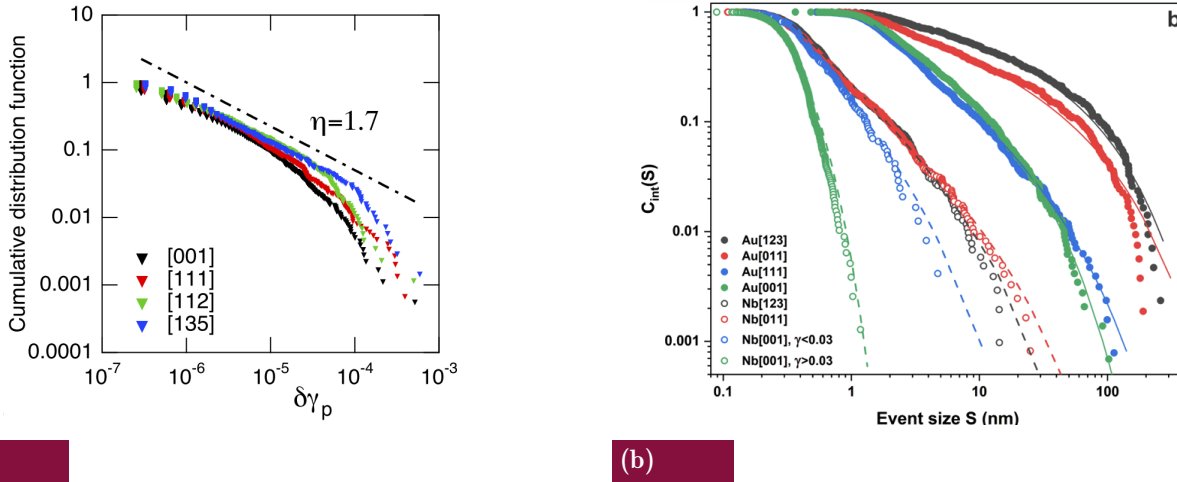
### 7.2.1 Impact de l'orientation du chargement

Parmi les premières études des avalanches de dislocation en DDD-3D on retrouve une étude de Devincere et collab. [DK10a]. Dans cette étude, les auteurs montrent que la distributions des évènements plastiques suit une loi puissance de type  $P(\delta\gamma_p) = \delta\gamma_p^{-\eta}$  avec un exposant critique estimé 1.6, ces distributions semblent être similaires quel que soit la direction de sollicitation, Devincere et collab. ont exploré trois directions de sollicitation qui sont [001], [111] et [112] et les résultats sont similaires. La figure 2.17 (a) résume ces résultats. On obtient une droite de pente  $\eta$  qui est voisine de 1.7 et qui s'étend sur trois décades. La valeur de troncature semble quant à elle dépendre de l'orientation de sollicitation choisie. Toutefois, les résultats obtenus par Sparks et collab. sur la compression des micropiliers selon différentes orientations, présentés dans la figure 2.17(b), arrivent à des résultats différents. Ces auteurs mettent en évidence que la taille des avalanches lors de la compression suit une distribution en loi de puissance. Les exposants critiques ainsi que la troncature de ces distributions dépendent de l'orientation considérée.

### 7.2.2 Influence du mode de chargement

D'autres simulations DDD 3D ont été menées par la suite pour étudier le comportement dynamique des dislocations. Parmi ces investigations, on trouve une étude de Cui et collab. Qui s'intéresse à l'influence du mode de chargement sur les chutes de contrainte et les avalanches de dislocations dans des micro et nano-piliers de cuivre monocristallins, [CPG17]. Les essais ont été pratiqués sur micro-piliers de diamètre compris entre 1000 et 3000 nm. Le modèle utilisé est un code MoDELlib développé par [PG15], où les lignes de dislocations sont discrétisées en une succession de splines cubiques paramétrées. Les conditions aux limites et les forces images sur les dislocations sont également prises en compte grâce à un couplage entre l'approche Parametric Dislocation Dynamics (PDDD) et la méthode des éléments finis, basée sur le principe de superposition de l'élasticité linéaire. Trois modes de chargement ont été examinés : le contrôle pur de déformation (avec une rigidité de machine infinie), le contrôle pur de contrainte (avec une rigidité de machine nulle), et un mode intermédiaire prenant en compte la rigidité finie de la machine.

Expérimentalement dans les essais de compression des micropiliers, le taux de déformation externe  $\dot{\epsilon}_0$  est appliqué à l'aide d'un système de contrôle combiné en boucle ouverte et en boucle fermée, [DUP05 ; CPG16]. Ici, le contrôle en boucle fermée est proportionnel. Le modèle de



**Fig. 2.17** (a) Distribution de probabilité cumulée des cisaillements plastiques dus aux avalanches sur des courbes contrainte déformation simulées pour 4 orientations différentes dans le cuivre [DK10a]. (b) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) de la taille des avalanches dans le Au et Nb pour différentes orientations [SM18]

l'essai est constitué d'un ressort de rigidité finie  $K_p$ , qui représente le dispositif de compression connecté en série avec le micropilier. Le taux de contrainte réel  $\dot{\sigma}$  ressenti par le cristal est alors :

$$\dot{\sigma} = \frac{\xi E}{1 + \xi} (\dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}_p) + \frac{\dot{\sigma}_0}{1 + \xi} \quad (2.3)$$

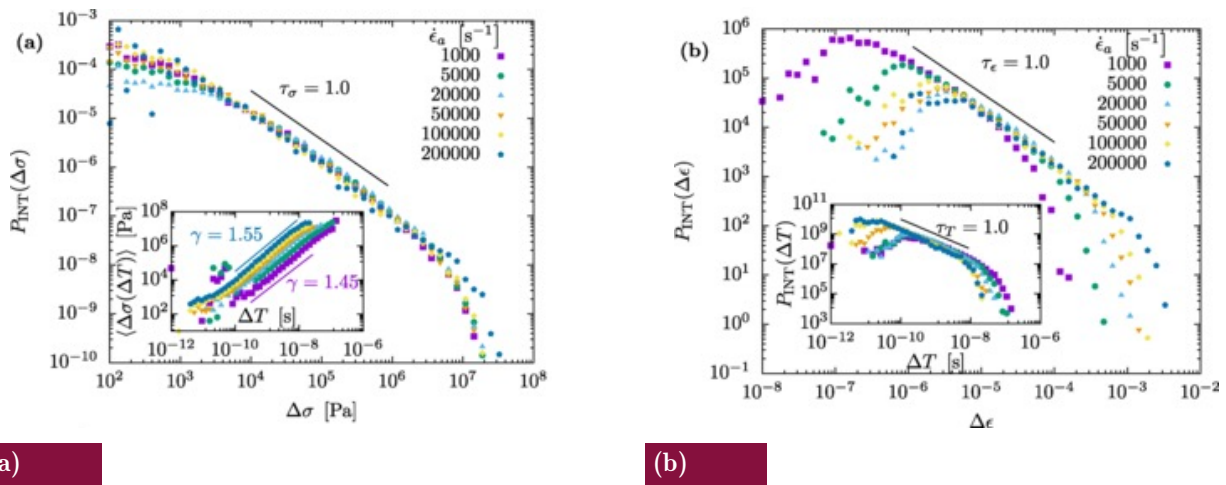
Où  $\xi$  est la rigidité relative de la machine ( $\xi = K_p/K$ ). La rigidité effective de l'échantillon est  $K = \frac{EA}{H}$ , où  $A$  est la surface transversale de l'échantillon et  $H$  est sa hauteur.  $\dot{\epsilon}_p$  est le taux de déformation plastique du cristal.  $\dot{\sigma}_0$  est le taux de contrainte en boucle ouverte, qui est fixé à 0 ici pour  $\xi$  fini. Selon l'équation 2.3, lorsque  $\xi$  est égal à 0, le mode de chargement correspond à un contrôle pure de contrainte, lorsque  $\xi$  est égal à  $\infty$ , il correspond à un contrôle pure de déformation.

L'étude a montré que lorsqu'on passe d'un mode de chargement en déformation pure à un mode de chargement en contrainte pure, le mécanisme d'avalanches évolue d'un fonctionnement intermittent à un mouvement de dislocations fortement corrélées, ce qui modifie la morphologie de la déformation plastique d'un mode localisé à un mode plus homogène. Le mouvement corrélé des dislocations sous le contrôle de la contrainte favorise les interactions et une multiplication accrue du nombre des dislocations. Toutefois il apparaît que le contrôle en déformation constitue une approche plus appropriée pour caractériser et maîtriser la réponse plastique des nano- et microcristaux. La rigidité de la machine, bien que souvent négligée, exerce une influence déterminante sur la plasticité à petite échelle. Les simulations mettent en évidence sa contribution à la reproduction des différents régimes de fluage intermittents ainsi qu'au comportement de déchargement observé dans le cas de rigidités élevées.

### 7.2.3 Influence de la vitesse de déformation

Le caractère critique du comportement des dislocations est fortement influencé par la vitesse de déformation. Ce paramètre, a déjà aussi été mis en évidence dans des simulations DDD en 2D[KL21]. Ce taux de déformation contrôle la vitesse des dislocations.

Une étude réalisée par Kurunczi et al. met en évidence l'influence de la vitesse de déformation sur la plasticité discrète des dislocations dans des monocristaux d'aluminium [KL23]. Kurunczi et al. utilisent un code de DDD 3D ParaDis. Les lignes de dislocations y sont discrétisées par des points nodaux connectés par des segments. Pour chaque taille de système, un nombre initial de dislocations rectilignes  $N_0$  (10, 20 ou 40) a été placé aléatoirement dans les plans de glissement du réseau CFC. Le système a ensuite été relaxé en l'absence de contrainte appliquée jusqu'à atteindre un état métastable avec une densité de dislocations approximative  $\rho_0 \approx 2,5 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ . Après cette relaxation initiale, un chargement contrôlé en déformation a été appliqué au système à différentes vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}_a$  allant de  $1000 \text{ s}^{-1}$  à  $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ . La statistique des avalanches se produisant pendant les simulations est une loi puissance avec des coupures exponentielles, où l'exposant  $\tau_\sigma = 1.0$  est indépendant des vitesses de déformation et des tailles des systèmes.



**Fig. 2.18** (a) Les distributions intégrées des incréments de déformations  $P_{\text{INT}}(\Delta\epsilon)$  pour différents taux de déformation, (b) Les distributions intégrées des chutes de contraintes  $P_{\text{INT}}(\Delta\sigma)$  pour différents taux de déformation.[KL23]

La Figure 2.18(a) montre les distributions intégrées de chute de contrainte  $P_{\text{INT}}(\Delta\sigma)$  pour différents taux de déformation. Ces distributions sont ajustées par une loi de puissance, interrompue par une coupure exponentielle

$$P_{\text{INT}}(\Delta\sigma) = A(\Delta\sigma)^{-\tau_\sigma} \exp\left(-\frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0}\right), \quad (2.4)$$

Avec un l'exposant constant  $\tau_\sigma \approx 1,00$ , indépendant du taux de déformation imposé, et des échelles de coupure  $\Delta\sigma_0$  qui se chevauchent. L'encart de la figure 2.18(a) montre la mise à l'échelle de la taille moyenne des avalanches  $\langle\Delta\sigma(\Delta T)\rangle$  avec la durée de l'avalanche  $\Delta T$ . On peut voir sur cette figure des corrélations en log-log avec un exposant  $\gamma \approx 1,5$  entre les durées des avalanches  $\Delta T$  et les tailles moyennes des avalanches mise à l'échelle  $\langle\Delta\sigma(\Delta T)\rangle$  qui se situe dans le régime en loi puissance. La variation faible du paramètre d'échelle pour les différents taux de déformation montre que la dépendance du taux de déformation est visible que pour des amplitudes de chute de contrainte à une durée d'avalanche données.

Les distributions intégrées correspondantes des incréments de déformation  $P_{\text{INT}}(\Delta\epsilon)$  ainsi que des durées des avalanches  $P_{\text{INT}}(\Delta T)$  sont visualisées sur la figure 2.18(b) et l'encart de la figure 2.18(b). De même que les distributions des amplitudes des chutes de contraintes, les

incréments de déformation sont distribués selon une loi de puissance tronquée avec l'exposant  $\tau_\epsilon = 1,00 \pm 0,05$  pour les différentes vitesses de déformation. Cependant le régime en loi puissance montre une dépendance à la vitesse de déformation avec une augmentation de des cut-off  $\Delta\epsilon_0$  lorsque la vitesse de déformation augmente.

Ces résultats de simulations sont toutefois en contradiction avec les résultats obtenus expérimentalement sur des micropiliers dans [SM18]. L'exposant du régime en loi puissance pour les incrément plastique diminue fortement quand la vitesse de déformation augmente. La valeur se rapproche de 1 pour les plus fortes vitesse de déformation.

### 7.3 Bilan des distributions et corrélations obtenues

Ces différentes observations expérimentales et théoriques présentées précédemment montrent à quel point les investigations sur la dynamique des dislocations se sont diversifiées, avec l'existence de plusieurs approches permettant de mettre en évidence le caractère intermittent de la déformation plastique. Pour décrire la distribution en loi de puissance des événements d'avalanches de déformation. Plusieurs fonctions et corrélation sont utilisés, ces paramètres sont résumés dans le tableau 2.1

paramètre d'échelle	distribution de probabilité	Exposant critique	Nombre décades	matériaux et méthode d'investigation	mode de chargement
$\Delta\epsilon_p$	$\propto (\Delta\epsilon_p)^{-m_{ep}} \exp(-(\Delta\epsilon_p/\Delta\epsilon_p^0)^2)$	$m_{ep} = 1.5$	2.5	3D-DDD, FCC[Csi07]	contrainte/déformation
		1.5	3.5	theorie[ZN07]	contrainte/déformation
	$\propto (\Delta\epsilon_p)^{-m_{ep}}$	1.6	2.5	DDD, FCC[DHK08]	contrainte
$\Delta U$	$\propto (\Delta U)^{-m_U}$	$m_U = 1.5 \sim 1.6$	2	Exp, FCC[Dim06]	chargement hybride
		1.34 $\sim$ 1.76	5	Exp, BCC[Zai08a]	contrainte
		1.47 $\sim$ 1.67	3	Exp, FCC[NN08]	contrainte
		1.5	2.5	3D-DDD, Theory, FCC[CPG16]	contrainte
	$\propto (\Delta U/b)^{-m_U} \exp(-\Delta U/U_c)$	1.5	3.5	Exp, FCC, BCC[BKG08]	déformation
$\propto (\Delta U)^{-m_U} \exp(-A(\tau_c - \tau)^2)$	1.5	3	Exp, FCC, BCC[Maa15]	contrainte/déformation	
$\Delta\sigma$	$\propto (\Delta\sigma)^{-m_\sigma}$	$m_\sigma = 1 \sim 1.5$	1.5	Exp, Alloy[Leb00]	Strain
		1.2 $\sim$ 1.6	2.5	MD, FCC[NS15]	déformation
$V$	$\propto V^{-m_V}$	$m_V = 3$	3.5	2D-DDD, FCC[IsP10]	contrainte
$s$	$\propto s^{-m_1} \exp(\frac{s}{s^*})^{(m_1 - m_2)k}$	$m_1 = 1.52, m_2 = 1.75$	3	3D-DDD, FCC[Leh16]	chargement hybride
$\Delta W_{ac}$	$\propto (\Delta W_{ac})^{-m_W}$	$m_W = 1.6$	8	Exp, Ice[Mig01]	fluage
		1.8, $W_{ac} = V^2$	8	2D-DDD[Mig01]	
		1.5 $\pm$ 0.1	6	Exp, HCP[Ric06b]	déformation
		1.54 $\pm$ 0.08 pour Cu	3		déformation
		2 $\pm$ 0.05 pour Al	3	Exp[Wei15]	fatigue cyclique
$\Delta E_d$	$\propto (\Delta E_d)^{-m_E} \exp(-(\Delta E_d/\Delta E_d^0)^2)$	$m_E = 1.5$	5	Theory[ZM05]	contrainte

**Tab. 2.1** Les distributions en loi de puissance utilisées pour décrire les statistiques des avalanches de déformation, où  $\Delta\epsilon_p$  est l'augmentation de la déformation plastique,  $\Delta U$  est l'augmentation du déplacement,  $\Delta\sigma$  est l'amplitude des chutes de contrainte,  $V$  est la vitesse absolue des dislocations,  $s$  est l'intégration temporelle de la vitesse des dislocations,  $\Delta W_{ac}$  est l'énergie acoustique,  $\Delta E_d$  est l'énergie dissipée,  $U_c$  est une constante,  $s^*$  représente la taille caractéristique des incréments de déformation,  $k$  contrôle la netteté de la transition entre les deux lois de puissance,  $\Delta E_{dc}$  est la magnitude caractéristique de l'énergie dissipée lors des avalanches. Voir les papiers cités pour plus de détails.

Ce tableau récapitule l'ensemble des paramètres employés pour décrire le caractère intermittent retrouver expérimentalement et en DDD-2D et DDD-3D, la forme des distributions de probabilité pour chaque méthode, la valeur de l'exposant critique et le nombre de décades du régime en loi puissance.

On remarque que la plupart des distributions est caractérisée par des cut-off, et que les exposants varient sur une plage relativement similaire qui se rapproche de 1.6 pour la plasticité 3D. Le tableau met également en évidence la diversité des méthodes d'investigation de la dynamique des dislocations sur plusieurs matériaux, ainsi que la persistance de cette criticité pour l'ensemble des modes de chargement.

Toutefois, plusieurs aspects demeurent inexplorés. Notamment, l'influence du glissement multiple et des joints de grains sur la dynamique collective des dislocations n'a pas encore été suffisamment étudiée, que ce soit par simulation DDD 3D ou par l'analyse des salves d'émission acoustique dans les polycristaux. De plus, l'impact du taux de déformation nécessite une attention particulière. Comme mentionné précédemment, ce paramètre influence la dynamique et les cut-off, mais la manière précise dont il affecte les statistiques des avalanches reste à approfondir. Tous ces aspects seront examinés dans le cadre de cette thèse, en plus de l'influence d'autres paramètres sur les statistiques d'avalanche, telles que la densité initiale des dislocations, le mode de chargement, ainsi que l'orientation de sollicitation.

## 8 Méthode de post-traitement des données statistiques

L'analyse des statistiques d'avalanche soulève des interrogations sur la meilleure méthode pour analyser la distribution en loi de puissance. Bien que la fonction de distribution complémentaire cumulative (CCDF) soit largement utilisée, il est intéressant de comprendre son avantage par rapport à la fonction de distribution de probabilité (PDF). Les résultats de la fonction de densité de probabilité dépendent du binning de la variable aléatoire, contrairement à CCDF. Le choix de type de distributions et des méthodes d'estimation des paramètres caractérisant ces distributions sera discuté dans les sections suivantes.

Les lois puissances qui apparaissent dans une gamme diversifiée de phénomènes naturels ou artificiels sont en pratique plus difficiles à caractériser. Ces lois puissance ont attiré une attention particulière au fil des années en raison de leurs propriétés mathématiques, qui conduisent parfois à des conséquences physiques surprenantes. Contrairement aux distributions Gaussiennes, la moyenne et l'écart types sont indéfinies en l'absence de cutoff. Extraire les caractéristiques quantitatives des données pour des lois puissance est délicat, c'est pour cela que nous présentons quelques approches que nous avons suivi [CSN09]. Parmi les revues qui ont introduit ce type de lois et étudié leurs propriétés, on trouve [Mit04][New05] [Sor06].

Une variable aléatoire  $X$  qui prend les valeurs  $x$  obéit à une loi de puissance si sa densité de probabilité s'écrit ,

$$p(x) = Cx^{-\alpha} \quad (2.5)$$

Où  $\alpha$  est un paramètre constant de la distribution, connu sous le nom d'exposant critique ou de paramètre d'échelle et  $C$  une constante de normalisation. La loi puissance diverge en zéro et admet donc une valeur minimal de sa variable qu'on note  $x_{\min}$ .

Quand  $\alpha > 1$ , il est possible de calculer la constante de normalisation.  $\int_{x_{\min}}^{\infty} C p(x) dx = 1$  et on trouve ainsi :

$$p(x) = \frac{\alpha - 1}{x_{\min}} \left( \frac{x}{x_{\min}} \right)^{-\alpha}. \quad (2.6)$$

Dans de nombreux cas, il est également utile de considérer la fonction de distribution cumulative complémentaire (ou CDF) d'une variable distribuée selon une loi de puissance, que nous notons  $P(x)$  et qui pour le cas continu est définie comme étant  $P(x) = \Pr(X \geq x)$ .

Nom	$p(x)$	$C$
Loi de puissance continue	$x^{-\alpha}$	$(\alpha - 1)x_{\min}^{\alpha-1}$
Loi de puissance avec coupure	$x^{-\alpha}e^{-\lambda x}$	$\lambda^{1-\alpha}\Gamma(1 - \alpha, \lambda x_{\min})$
Exponentielle	$e^{-\lambda x}$	$\lambda e^{\lambda x_{\min}}$
Exponentielle étirée	$x^{\beta-1}e^{-\lambda x^\beta}$	$\beta \lambda e^{\lambda x_{\min}^\beta}$
Log-normale	$\frac{1}{x} \exp\left[-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right]$	$\sqrt{2\pi\sigma^2} \left[\operatorname{erfc}\left(\frac{\ln x_{\min} - \mu}{\sqrt{2\sigma}}\right)\right]^{-1}$
Loi de puissance discrète	$x^{-\alpha}$	$1/\zeta(\alpha, x_{\min})$
Distribution de Yule	$\frac{\Gamma(x)}{\Gamma(x+\alpha)}$	$(\alpha - 1) \frac{\Gamma(x_{\min} + \alpha - 1)}{(\Gamma(x_{\min}))^\alpha}$
Exponentielle (discrète)	$e^{-\lambda x}$	$(1 - e^{-\lambda})e^{\lambda x_{\min}}$
Poisson	$\frac{\mu^x}{x!}$	$\left[e^\mu - \sum_{k=0}^{x_{\min}-1} \frac{\mu^k}{k!}\right]^{-1}$

**Tab. 2.2** Définition de la distribution de loi de puissance et de plusieurs autres distributions statistiques courantes. Pour chaque distribution, nous donnons la forme fonctionnelle de base  $p(x)$  appropriée telle que  $\int_{x_{\min}}^{\infty} p(x) dx = 1$  pour le cas continu ou  $\sum_{x=x_{\min}}^{\infty} p(x) = 1$  pour le cas discret.

$$P(x) = \int_x^{\infty} p(x') dx' = \left(\frac{x}{x_{\min}}\right)^{-\alpha+1}. \quad (2.7)$$

En général, la forme visuelle de la CDF est plus robuste que celle de la PDF contre les fluctuations dues aux tailles d'échantillons finies, en particulier dans la queue de la distribution.

## 8.1 Fonctions de distribution de probabilité

### 8.1.1 Fonction de densité de probabilité (PDF)

La *fonction de densité de probabilité* (PDF, pour *Probability Density Function*) est une fonction mathématique utilisée pour caractériser la distribution d'une variable aléatoire continue. Elle permet de quantifier la concentration de la probabilité autour de certaines valeurs. Pour une variable aléatoire continue  $X$ , la fonction de densité  $f_X(x)$  vérifie :

- $f_X(x) \geq 0$  pour tout  $x \in \mathbb{R}$ ,
- $\int_{-\infty}^{+\infty} f_X(x) dx = 1$ ,
- Pour tout  $a, b \in \mathbb{R}$  tels que  $a < b$ , la probabilité que  $X$  appartienne à l'intervalle  $[a, b]$  est donnée par :

$$P(a \leq X \leq b) = \int_a^b f_X(x) dx.$$

La PDF est liée à la fonction de répartition cumulative  $F_X(x)$  par :

$$f_X(x) = \frac{d}{dx} F_X(x), \quad \text{si } F_X \text{ est dérivable.}$$

### 8.1.2 Fonction de répartition cumulative (CDF)

La *fonction de répartition cumulative* (CDF, pour *Cumulative Distribution Function*) d'une variable aléatoire  $X$  est définie comme :

$$F_X(x) = P(X \leq x).$$

Elle représente la probabilité que  $X$  prenne une valeur inférieure ou égale à  $x$ .

La CDF possède les propriétés suivantes :

- Elle est croissante (non décroissante),
- $\lim_{x \rightarrow -\infty} F_X(x) = 0$  et  $\lim_{x \rightarrow +\infty} F_X(x) = 1$ ,
- Elle est continue à droite.

Dans le cas continu, la CDF est reliée à la PDF par :

$$F_X(x) = \int_{-\infty}^x f_X(t) dt.$$

### 8.1.3 Fonction complémentaire de la fonction de répartition (CCDF)

La *fonction complémentaire de la fonction de répartition* (CCDF, pour *Complementary Cumulative Distribution Function*) représente la probabilité que la variable aléatoire  $X$  soit supérieure à une certaine valeur  $x$  :

$$\bar{F}_X(x) = P(X > x) = 1 - F_X(x).$$

La CCDF est particulièrement utile pour analyser la queue des distributions, notamment dans les domaines où les événements rares ou extrêmes sont étudiés (fiabilité, finance, télécommunications, etc.). ce type de distributions sera repris dans nos études

### 8.1.4 Estimation du paramètre $\alpha$ par régression linéaire

L'approche la plus courante pour tester une loi puissance à partir de données empiriques est d'observer que  $\log[p(x)]$  est une fonction affine de  $\log(x)$  puisque :

$$\log p(x) = \alpha \log x + c. \tag{A.1}$$

On calcule l'histogramme des données expérimentales puis on trace point par point le diagramme  $\log[p(x)]/\log(x)$ . La pente de la régression linéaire calculé à partir du diagramme log-log est interprétée comme l'estimation  $\hat{\alpha}$  du paramètre d'échelle

Bien que cette procédure apparaisse fréquemment dans la littérature, elle présente au moins quatre défauts soulevés par Clauset, [CSN09].

- Le premier est que l'optimisation d'une fonction affine par la méthode des moindres carrés dérive de l'optimisation au sens du maximum de vraisemblance sur des points d'abscisses dépourvus d'aléas et d'ordonnées distribuées de façon gaussienne. Ces conditions ne sont manifestement pas respectées dans le cas de la régression log-log.
- Par ailleurs l'histogramme de la distribution est fortement dépendant du nombre et de la largeur de classe choisis pour le calculer (choix d'un binning).
- Troisièmement, une variable aléatoire de variance élevée peut être interprétée à tort comme une distribution en loi puissance.
- Enfin, l'optimisation par fonction affine ne tient pas compte de la normalisation de la densité de probabilité et l'optimisation devrait être conditionnée par une aire sous la droite de valeur cohérente avec cette normalisation.

### 8.1.5 Estimateurs du maximum de vraisemblance pour la loi de puissance

Dans cette section, on présente l'estimateur au sens du maximum de vraisemblance du paramètre d'échelle d'une loi puissance. Cette estimateur a été calculé pour la première fois par Muniruzzaman puis par Hill, [Mun57], [Hil75].

En reprenant les travaux de Clauset et collab. [CSN09], on considère une variable aléatoire  $X$  prenant les valeurs  $x$  et distribuée suivant la loi puissance,

$$p(x) = \frac{\alpha - 1}{x_{\min}} \left( \frac{x}{x_{\min}} \right)^{-\alpha}. \quad (2.8)$$

Où  $\alpha$  est le paramètre d'échelle et  $x_{\min}$  la valeur minimale que prend  $X$ . Soient  $n$  réalisations  $x_i$  de  $X$ . La probabilité de réaliser ces  $n$  valeurs de  $x_i$  est donnée par le produit des probabilités de réaliser chacune d'elles c'est à dire :

$$p(x | \alpha) = \left( \frac{\alpha - 1}{x_{\min}} \right)^n \prod_{i=1}^n \left( \frac{x_i}{x_{\min}} \right)^{-\alpha} \quad (2.9)$$

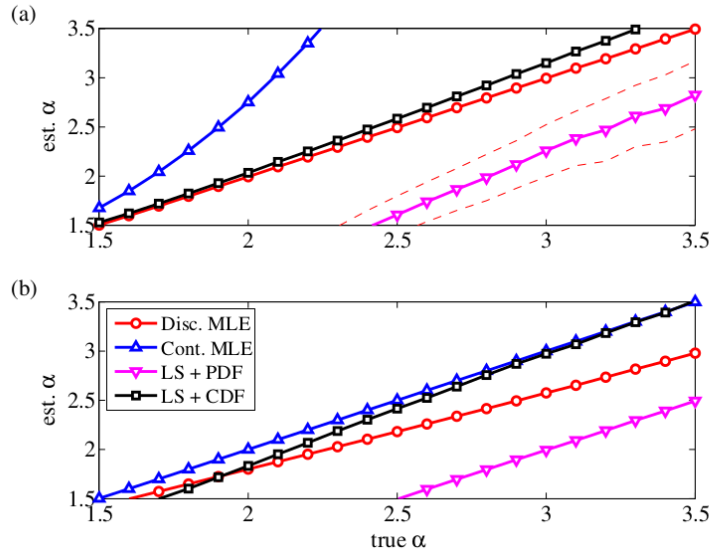
Cette probabilité est la vraisemblance. L'estimation de  $\alpha$  au sens du maximum de vraisemblance est la valeur  $\hat{\alpha}$  de  $\alpha$  qui maximise la vraisemblance. La valeur de  $\alpha$  sera celle qui annule la dérivée de la vraisemblance par rapport à  $\alpha$ . En pratique, Clauset et collab. ont travaillé sur le logarithme  $L$  de la vraisemblance, qui atteint son maximum au même endroit :

$$L = \ln p(x | \alpha) = n \ln(\alpha - 1) - n \ln x_{\min} - \alpha \sum_{i=1}^n \ln \left( \frac{x_i}{x_{\min}} \right) = n \ln(\alpha - 1) - n \ln x_{\min} - \alpha \sum_{i=1}^n \ln \left( \frac{x_i}{x_{\min}} \right). \quad (2.10)$$

En posant  $\partial L / \partial \alpha = 0$  et en résolvant pour  $\alpha$ , nous obtenons l'estimation du maximum de vraisemblance (MLE) pour le paramètre d'échelle :

$$\hat{\alpha} = 1 + n \left[ \sum_{i=1}^n \ln \left( \frac{x_i}{x_{\min}} \right) \right]^{-1} \quad (2.11)$$

Dans le même travail Clauset et al. génère par simulation deux ensembles de données distribuées selon une loi de puissance, l'une continue et l'autre discrète, avec dans les deux cas  $\alpha = 2.5$ ,  $x_{\min} = 1$  et  $n = 10,000$ , [CSN09]. En appliquant une MLE à ces données, il retrouve dans les deux cas les valeurs de  $\alpha$  à partir desquels les données ont été générées validant l'algorithme. La figure 2.19 représente les valeurs du paramètre d'échelle estimée à l'aide des deux méthodes que sont l'ajustement des moindres carrés au logarithme de la probabilité (LS) et le calcul par le maximum de vraisemblance (MLE) pour  $n=10\,000$  réalisations. En (a) pour une distribution de loi puissance discrètes et en (b) continues. La valeur de  $x_{\min}$  est prise égale à 1. On constate dans tous les cas que l'optimisation au sens du maximum de vraisemblance est plus performante. Pourtant une difficulté subsiste, la loi puissance dépend de deux paramètres  $\alpha$  et  $x_{\min}$ , or l'estimation au sens du maximum de vraisemblance ne donne que l'équation 2.11 liant  $\alpha$  et  $x_{\min}$ . Clauset propose alors d'ajuster les deux paramètres liés par l'équation 2.11 en minimisant l'écart entre la loi cumulée calculée avec ces deux paramètres et la loi cumulée mesurée.



**Fig. 2.19** Valeurs de  $\alpha$  estimée à l'aide de deux des méthodes qui sont : ajustement des moindres carrés au logarithme de la probabilité (LS) et maximum de vraisemblance (MLE) pour des observations avec  $n = 10\,000$  tirées de (a) distributions de loi de puissance discrètes et (b) continues avec  $x_{\min} = 1$ . Il est clair que seule l'MLE (maximum de vraisemblance) discrète est précise pour les données discrètes, et l'MLE continue pour les données continues. [CSN09]

## 8.2 Asymétrie (Skewness) et Curtose (Kurtosis)

L'analyse statistique ne se limite pas à la moyenne et à la variance, qui décrivent respectivement la tendance centrale et la dispersion d'une distribution. Pour aller au-delà de ces deux premiers moments, on utilise l'asymétrie (skewness) et la curtose (kurtosis). L'asymétrie renseigne sur la dissymétrie de la distribution par rapport à sa moyenne, tandis que la curtose décrit la concentration des valeurs et l'importance des queues. Ces paramètres offrent une caractérisation plus fine des distributions, révélant des déviations éventuelles par rapport au comportement gaussien.

### Asymétrie (Skewness)

L'asymétrie, ou *skewness*, est une mesure du degré de symétrie d'une distribution par rapport à sa moyenne. Elle permet d'évaluer si les données sont distribuées de manière équilibrée ou s'il existe une tendance à la dissymétrie. Ça formule pour un échantillon de taille  $n$  est donnée par :

$$\gamma_1 = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3}{\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2\right)^{3/2}} \quad (2.12)$$

où :

- $x_i$  représente les observations individuelles,
- $\bar{x}$  est la moyenne de l'échantillon,

Cette mesure correspond au troisième moment centré normalisé. Elle permet d'interpréter la direction de l'asymétrie :

- $\gamma_1 = 0$  : distribution parfaitement symétrique,
- $\gamma_1 > 0$  : asymétrie positive (queue à droite),
- $\gamma_1 < 0$  : asymétrie négative (queue à gauche).

### Curtose (Kurtosis)

La curtose, ou *kurtosis*, mesure la concentration des données autour de la moyenne ainsi que la proportion de valeurs extrêmes (ou “poids des queues”). Elle est définie par la formule suivante :

$$\gamma_2 = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^4}{\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2\right)^2} \quad (2.13)$$

Cette statistique correspond au quatrième moment centré normalisé. On distingue deux types :

- La **curtose brute** ( $\gamma_2$ ) : valeur absolue de la mesure,
- La **curtose excédentaire** :  $\gamma_2 - 3$ , utilisée pour comparer avec la loi normale (dont la curtose vaut 3).

Interprétation de la curtose excédentaire :

- $\gamma_2 - 3 = 0$  : distribution normale (mesokurtique),
- $\gamma_2 - 3 > 0$  : distribution avec des queues plus épaisses (leptokurtique),
- $\gamma_2 - 3 < 0$  : distribution aplatie avec des queues plus fines (platykurtique).

## 9 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons proposé une revue de la nature complexe et dynamique de la déformation plastique des métaux au travers de la littérature. Cette déformation était d’abord considérée comme un écoulement continu et homogène des dislocations, supposé refléter la régularité de la déformation à l’échelle macroscopique. Cependant, des avancées expérimentales ont révélé un caractère fondamentalement intermittent, critique et auto-organisé de la plasticité. Ce phénomène se traduit par des avalanches de dislocations. Ces avalanches génèrent des distributions de cisaillements plastiques suivant des lois puissance, avec des exposants critiques qui ne semblent pas unique, compris entre 1,5 et 2,5, observés à la fois dans des études expérimentales et des simulations numériques. Ces distributions d’avalanches, s’étendant parfois sur plusieurs décades, ne respectent pas le théorème limite central, ce qui empêche la convergence des moyennes dans les procédures d’homogénéisation classiques pour les transitions d’échelles.

Dans ce contexte, certaines techniques se sont montrées particulièrement pertinentes pour étudier la nature intermittente et hétérogène de la plasticité comme i) l’analyse des émissions acoustiques (EA), ont permis de détecter des salves acoustiques associées à ces avalanches, ii) les essais sur microéchantillons qui sont associés à des serrations sur les courbes de déformation, iii) L’analyse topographique par microscopie à force atomique (AFM) a révélé une dynamique d’apparition et l’hétérogénéité des des bandes de glissement en surface d’échantillons, iv) enfin les simulations mesoscopiques en particulier la Dynamique de Dislocations 2D et 3D.

Les signatures statistiques des avalanches de dislocations semblent impactées par plusieurs aspects lié au matériaux ou aux conditions d’essais.

1. L'exposant du régime en loi puissance dépend de la structure cristalline et de la nature du matériaux.
2. L'exposant mesuré dépend du mode de chargement choisit et en particulier de la vitesse de déformation mais des résultats contradictoires existent.
3. Les interactions et microstructures de dislocations sont différentes suivant l'orientation cristalline, mais à nouveaux des résultats contradictoires existent dans la littérature avec des exposants observés comme indépendants ou non selon l'orientation.
4. Au delà de l'exposant, les cutoffs délimitant le régime en loi puissance sont également importants et leurs comportements sont globalement mal connus.
5. La densité de dislocation peut augmenter fortement avec la déformation et il est attendu que cela impact le cutoff maximum en particulier, mais cet effet reste à quantifier rigoureusement.
6. D'autres échelles physiques que celles des dislocations peuvent être présente comme la taille des joints de grains et impacter les signatures statistiques.

L'analyse statistique est un challenge en lui même. Une méthodologie fait consensus et s'appuie sur l'estimation par maximum de vraisemblance et la fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF), a permis une caractérisation précise de ces distributions, malgré les défis liés à la dépendance au binning et à la variabilité des données. C'est celle que nous allons reprendre. Mon travail de thèse s'attachera à étudier et clarifier les points 2 à 6 par une démarche alliant simulations DDD tridimensionnelles et des mesures d'émissions acoustiques sur polycristaux de Cu.

## Dynamique des dislocations discrètes

### Table des matières

1	Introduction . . . . .	61
2	Dynamique des dislocations discrètes . . . . .	61
3	Code microMégas . . . . .	62
4	Discrétisation de l'espace et des lignes de glissement . . . . .	63
5	Calcul des forces sur les segments . . . . .	64
6	Loi de mobilité . . . . .	67
7	Résolution de l'équation dynamique du mouvement de dislocations . . . . .	67
8	Taux de déformation . . . . .	67
9	Mode de chargement . . . . .	68
10	Conditions aux Limites Périodiques et plan de glissement étendu . . . . .	69
11	Le glissement dévié dans la DDD . . . . .	70
12	Quelles simulations pour étudier la criticalité du cuivre? . . . . .	72
	12.1 Orientation du cristal . . . . .	72
	12.2 Impacte de la densité de dislocation . . . . .	73
	12.3 Impact du mode de chargement . . . . .	73
13	Premiers résultats sur les avalanches . . . . .	73
	13.1 Conditions de simulation . . . . .	74
	13.2 Influence de la fréquence d'échantillonnage des données ( $K_{stat}$ ) . . . . .	74
	13.3 Influence de $N_{statcontrol}$ . . . . .	76
14	Resumé . . . . .	78

## 1 Introduction

Un des objectifs de ma thèse est de reproduire et d'analyser en détail les avalanches de dislocations lors de la déformation du monocristal de Cu à l'aide de simulations mésoscopiques de DDD. La DDD est la technique de choix pour cela qui tient compte de l'ensemble des interactions à courte et longue portées qui existent au sein de la microstructure de dislocations en lien avec le chargement appliqué. Puisque ces simulations sont délicates à mettre en oeuvre, il est indispensable de maîtriser son fonctionnement et d'en respecter le domaine de validité.

Après un rapide historique des premières simulations DDD, nous décrirons le fonctionnement du code qu'avons choisi dans le cadre de simulations massives 3D sur le cuivre. Nous verrons comment est traitée la plasticité dans les structures CFC et notamment le choix des mécanismes et paramètres microstructuraux ainsi que les hypothèses physiques de la simulation. Ces paramètres seront définis afin d'obtenir une meilleure statistique d'avalanches et répondre au mieux aux besoins de notre étude. Ce chapitre s'achèvera par une présentation des premières simulations réalisées dans le but de valider le paramétrage utilisé.

## 2 Dynamique des dislocations discrètes

La simulation par dynamique des dislocations (DDD) se situe à une échelle intermédiaire entre la dynamique moléculaire et les approches macroscopiques. À cette échelle, le comportement plastique est contrôlé par le réarrangement des dislocations et les différentes interactions qui existent entre elles. Ces simulations font essentiellement appel à la théorie élastique des dislocations.

Les premières simulations numériques de dislocations ont vu le jour dans les années 60 et ont été formulées en 2D (dans le plan de glissement ou dans un plan orthogonal à la direction coin) [Bro64; Bac67; FM66]. Elles impliquaient le calcul des positions d'équilibre d'une seule ligne de dislocation discrétisée. Ces premiers travaux ont permis de définir les notions de courbure et de tension de ligne. Foreman et Makin ont exprimé par simulation l'expression de la contrainte critique d'une source de Frank-Read, puis étudié la mobilité d'une ligne de dislocation qui interagit avec des défauts ponctuels sur un plan de glissement [FM66]. Les travaux de Lepinoux et collaborateurs ont permis de simuler le comportement d'une population de dislocation coins rectilignes infinies, en variant certains paramètres comme la loi de vitesse et les mécanismes de multiplication, d'annihilation et de glissement dévié [LK87; GA88].

Les simulations DDD en deux dimensions peuvent suivre de nombreuses situations de dynamique des dislocations. Cependant, elles ne peuvent pas expliquer la formation des microstructures ou les phénomènes de durcissement. Pour cela, une troisième dimension doit être introduite afin de prendre en compte tous les systèmes de glissement intervenant lors de la déformation.

Les premières simulations 3D ont été introduites par Canova afin d'étudier la plasticité cristalline [CK91]. Devincere a développé ensuite le code de simulation microMegas permettant l'étude des propriétés collectives d'une population de dislocations dans des cristaux de structure CFC [Dev93]. Cette simulation repose sur une discrétisation de l'espace et du temps dans un continuum élastique. Les lignes de dislocations sont discrétisées à l'aide de segments rectilignes qui ne peuvent adopter que deux caractères, coin ou vis.

Du modèle *Coin-Vis* [Kub92] on est rapidement passé à un *Modèle Mixte* en dynamique des dislocations pour plus de degrés de liberté pour les dislocations. Dans ce modèle, les dislocations sont représentées par une succession de segments rectilignes alternant caractères vis, mixte et coin, permettant de reconstruire les orientations des jonctions binaires et de modé-

liser le glissement plastique à l'échelle mésoscopique grâce à une base de vecteurs définie en accord avec le réseau de simulation. On peut retrouver les principes essentiels sous forme plus détaillés dans la littérature [Dev93 ; Dev96 ; VFG98 ; Que20a]. Les matériaux étudiés couvrent une large diversité de structures cristallines, allant des structures cubiques à faces centrées (CFC) [DK10a ; MDK02], aux structures hexagonales compactes (HCP) [MDK04b], jusqu'aux structures cubiques centrées (CC) [Rhe98 ; KMD ; Que08b]. la DDD incluent également l'étude des déformations à basse température [NMD10 ; MND11], des polycristaux [DW10], ainsi que des phénomènes liés à la fissuration [Fiv08].

Aujourd'hui, les codes de DDD sont nombreux et leurs applications se sont diversifiées, signe que la technique est désormais mature et a fait ses preuves. Parmi les travaux abordés par la DDD on retrouve parmi d'autres :

- la transition d'échelle, du comportement microscopique à la réponse macroscopique [DK10a ; Alc]
- l'évolution collective et l'organisation des dislocations en microstructures [Que20a ; MDK02 ; Ber24]
- les mécanismes de durcissement, qu'il s'agisse du durcissement par la forêt [DK94b ; MDK02 ; Que08b] ou du durcissement par précipitation [Moh01 ; Mon06 ; Que08b ; QD09 ; AQA19]
- le rôle des conditions de chargement, telles que la température et la vitesse de déformation [TKC98 ; MDK04b ; KL21 ; KL23 ; Fan21]
- enfin, le comportement sous chargement cyclique et en fatigue [Shi05 ; Red ; QD09 ; Que24].

### 3 Code microMégas

Le code de simulation utilisé dans ce travail est le code microMégas (*mM*), développé au début des années 1990. *mM* est un logiciel libre distribué sous licence GPL (GNU Public Licence). Son développement est essentiellement réalisé entre le Laboratoire d'Étude des Microstructures (LEM, UMR du CNRS et de l'ONERA) avec des collaborations pérennes (EDF, CEA, USPN,...). Dans *mM* les équations de la dynamique sont résolues sur un réseau de simulation homothétique au réseau cristallin [Kub92]. De nombreuses améliorations ont été apportées à ce code, les principales concernent la discrétisation des lignes de dislocations et le traitement des conditions aux limites [Mad01 ; DRG02], le couplage aux Éléments Finis [Vat14]. Aujourd'hui le code *mM* a évolué et permet l'étude de nombreuses structures cristallines comme le CS, CFC [MDK02 ; DKH06], CC [QMD10 ; NMD10 ; MND11], HC [MDK04b] ou encore les structures orthorhombiques [Dur07].

Les calculs du code *mM* se décomposent en quatre étapes clés que sont : (i) La discrétisation des lignes de dislocations. C'est une étape cruciale pour une bonne description de la courbure des dislocations. Le nombre de segments utilisés pour décrire une microstructure est le paramètre essentiel contrôlant la vitesse d'exécution. Le nombre optimum de segments à utiliser varie en général avec la longueur d'échelle physique et les conditions de chargement.

(ii) La détermination des forces appliquées sur les segments, calculées à partir de la théorie élastique des dislocations et tenant compte des conditions aux limites. Cette étape correspond à l'étape la plus coûteuse en termes de temps cpu.

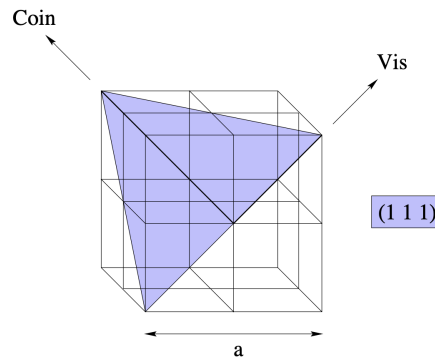
(iii) La considération d'une ou plusieurs lois de mobilité des dislocations, combinée au calcul des forces, pour prédire le déplacement des segments lors d'un petit incrément de temps. Ces lois dépendent de la structure du cœur des dislocations et de leur caractère.

(iiii) Le traitement des règles locales modélisant des phénomènes comme le glissement dévié, les collisions entre segments, les interactions avec des précipités.

Les dislocations sont assimilées à une succession de vecteurs interconnectés, appelés vecteurs lignes. La philosophie de  $mM$  à ce sujet est de limiter le nombre de vecteurs ligne afin de réduire le nombre de degrés de liberté associés aux lignes de dislocations et pouvoir utiliser de grands pas de temps. La flexibilité perdue (en termes de description des courbures) est compensée par les longueurs des segments qui s'adaptent à la courbure locale.

## 4 Discrétisation de l'espace et des lignes de glissement

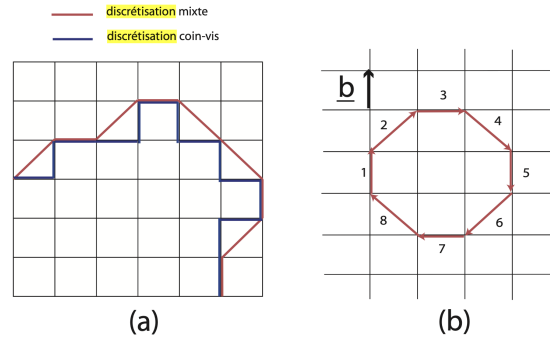
La discrétisation de l'espace dans la simulation par dynamique des dislocations consiste à échantillonner le continuum élastique en utilisant un pavage reposant sur un réseau homothétique de la structure étudiée. Dans le CFC, le réseau de simulation est cubique et ses dimensions sont ajustées de telle sorte que deux plans de glissement (111) soient distants de deux fois la distance critique d'annihilation spontanée d'un dipôle coin [DC92; Dev93]. Cette distance a été déterminée expérimentalement par Essmann [EM79] et vaut  $y_c = 1.6$  nm. Le réseau de la simulation est alors fixé dans ce cas avec un paramètre  $a = 2\sqrt{2}y_c$ .



**Fig. 3.1** Le réseau CFC mésoscopique de la simulation [Lem99]

Les simulations en 3D utilisent une base de vecteurs composée de caractères "coin" et "vis", désignée sous le nom de modèle coin-vis. Devincere [DK94b] utilise cette représentation pour décrire les matériaux de structure CFC, puis Madec introduira les directions mixtes [Mad01; Mad03] Queyreau l'étendra aux structures CC [Que08a]. L'introduction de ce caractère mixte supplémentaire permet de décrire avec précision la courbure des segments de dislocations et leurs interactions (jonctions). Chacun des 12 systèmes de glissement est discrétisé sur une base de 8 vecteurs : deux "vis", deux "coin" et quatre "mixte" (Figure 1.2).

Dans le modèle coin-vis, les lignes de dislocation sont représentées par des segments avec une direction vis et coin pour chaque système de glissement. Une ligne de dislocation est donc discrétisée en une série de segments rectilignes et le caractère de cette ligne est aussi discrétisé. L'ensemble des directions de ligne, des vecteurs de Burgers et des translations sont définis à partir d'une base de vecteur compatible avec le réseau de simulation.



**Fig. 3.2** (a) Discretisation d'une ligne de dislocation avec le modèle mixte et le modèle coin-vis. (b) Base des vecteurs de ligne sur un plan de glissement  $\{111\}$  dans un CFC. Les directions 1 et 5 sont "vis" ( $\vec{b}$  est le vecteur de Burgers), les directions 3 et 7 sont "coin", et les autres segments ont un caractère mixte à  $60^\circ$  [San07].

## 5 Calcul des forces sur les segments

Le calcul des forces effectives sur chaque segment de dislocation est une étape importante dans les simulations DDD, mais c'est également là plus coûteuse en temps de calcul, (coût en  $N^2$ ), car les  $N$  segments de la microstructure interagissent à longue portée. L'équilibre mécanique des dislocations est particulièrement important pour comprendre les configurations critiques à l'origine des avalanches de dislocations. Dans  $mM$  et pour les conditions qui nous intéressent, cette force effective est calculée au centre de chaque segment 'i' et dépend de trois contributions.

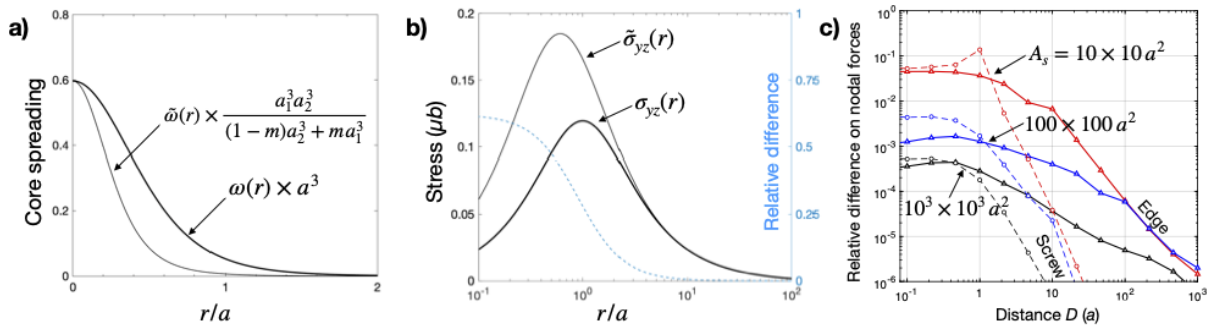
- D'une part, le tenseur des contraintes  $\sigma_{app}$  due au chargement.  $\sigma_{app}$  est homogène pour les petits volumes de simulations et conditions chargements utilisés ici. La variation de  $\sigma_{app}$  dépend du mode de chargement (vitesse de déformation, contrainte imposée, fatigue, relaxation).
- D'autre part, les interactions à distance induites par le champ de contraintes élastiques associé aux autres segments 'j' de dislocations  $\sigma_{j \rightarrow i}(\mathbf{x})$  et à l'ensemble des défauts cristallins. Ces deux contraintes sont transformées en forces par la formule de Peach-Koehler [PK50]  $F_{PK}^i = \int (\sigma_{app} + \sum \sigma_{j \rightarrow i}) \cdot \vec{b} \times d\xi_i$ . Cette force est finalement projetée dans le plan de glissement et transformée en contrainte de cisaillement.
- La dernière contribution est la 'self stress' ou l'interaction du segment avec lui-même. Dans  $mM$ , celle-ci est approximée par une des formules de tension de ligne [dK59; For67; Moh01] en faisant passer un arc de cercle tangent au segment 'i'.

Les champs élastiques au sein d'une microstructure de dislocations dépendent des conditions aux limites et des interactions notamment à trois corps entre dislocations. Les champs  $\sigma_{j \rightarrow i}(\mathbf{x})$  sont dans le cas le plus général inconnus. Toutefois, des formules analytiques existent pour des dislocations contenues dans un domaine infini et en élasticité linéaire isotrope quand le principe de superposition peut s'appliquer. Initialement, le calcul de ce champ de contrainte à été réalisé à l'aide des formules de De Wit [De 67], puis a été optimisé numériquement par Devindre [DC92; Dev95].

Les limitations de la théorie élastique des dislocations sur laquelle la DDD repose, est la singularité des champs élastiques quand on se rapproche du rayon de coupure inférieur et le vecteur de Burgers qui apparaît comme une distribution de Dirac.  $mM$  repose depuis une quinzaine d'année sur la théorie élastique non-singulière proposée par Cai et al [Cai06; Ars07] et Queyeau

[Que14] où le vecteur de Burgers est désormais étalé dans les 3 dimensions de l'espace selon un paramètre  $a$  (voir figure 3.3). Les formules qui en découlent contiennent quelques termes additionnels d'ordre supérieurs qui viennent régulariser les champs dans le cœur, ce qui en fait une théorie numériquement efficace. Plusieurs remarques sont nécessaires.

- Les champs élastiques contiennent une contribution pour des distances inférieures à l'étalement du cœur  $a$ . Cela ne correspond toutefois pas à une contribution réaliste de l'énergie de cœur des dislocations, puisque ce modèle suppose que le milieu reste élastique linéaire y compris dans l'étalement du cœur, région où un formalisme à second gradient serait plus approprié comme l'indiquent Po et collab. [Po14]. Le paramètre d'étalement de cœur pris ici tel que  $a = |b|$  joue un rôle important en adoucissant les contraintes à proximité du cœur. La prise en compte des effets élastiques ou de cœur plus fins sont uniquement requis pour des systèmes petits ou de courbures très fortes ( $\approx$  quelques  $|b|$ ).
- Comme cette théorie a d'abord été pensée pour les interactions entre deux dislocations, les fonctions de Green font appel à une double convolution avec la fonction d'étalement du cœur. La contrainte en un point de la matrice élastique ne correspond donc pas rigoureusement à la contrainte de Cauchy. Queyreau et al [Que20b] ont toutefois montré que la distribution simplement convoluée peut être approximée par la superposition de deux distributions doublement convoluées et que l'erreur est finalement négligeable en pratique.
- Il existe d'autres formulations non singulières comme celles proposées par Lazar et collab. [Po14] qui repose sur une théorie non-linéaire à second gradient du type Helmholtz. Toutefois, des termes de contraintes d'ordre supérieur apparaissent et une intégration numérique reste à faire, ce qui est coûteux et moins pratique dans le contexte de la DDD.

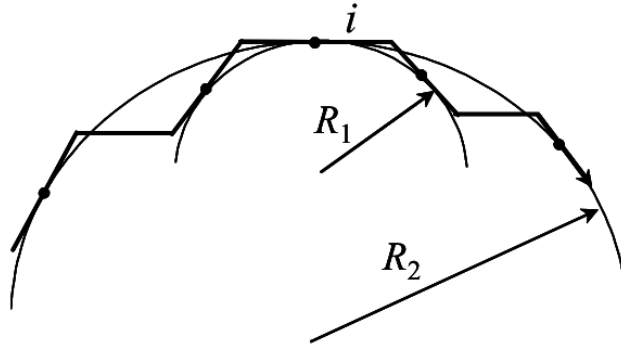


**Fig. 3.3** (a) Distribution de cœur approximée  $\tilde{\omega}(r)$  et distribution de cœur convoluée  $\omega(r) = \tilde{\omega} * \tilde{\omega}(r)$  représentées en fonction de la distance à la dislocation  $r$ . b) Comparaison du champ de contrainte obtenu en utilisant une simple  $\tilde{\sigma}$  ou une double convolution  $\sigma$  de la fonction d'étalement du cœur dans la fonction de Green effective. Ceci est illustré dans le cas d'une dislocation coin le long de la direction  $x$ , avec un vecteur de Burgers tel que  $|b| = a$  le long de l'axe  $y$  dans une base cartésienne. La comparaison est uniquement montrée pour la composante  $\sigma_{yz}$  en fonction de la distance  $r$  le long de l'axe  $y$ . c) Différence relative obtenue dans l'évaluation des forces nodales en utilisant la double par rapport à la simple convolution avec la distribution de cœur. Une dislocation coin orientée le long de  $\langle 112 \rangle$  (lignes continues) ou une dislocation vis  $\langle 111 \rangle$  (lignes en pointillés) sont placées à différentes distances  $D$  devant un élément triangulaire [100]. La taille de l'élément de surface  $A_s$  est variée de  $(10b)^2$  à  $(10^3b)^2$  [Que20b].

A cause du nombre réduit de ddl pour décrire les lignes de dislocations, la self-stress est remplacée par une approximation de tension de ligne. Le rayon de courbure intervenant est déterminé en faisant passer un arc de cercle par trois points (cf. figure 3.4). Nos simulations utilisent le modèle de Mohles [Moh01] :

$$T_L = \frac{\mu b^2}{4\pi} \left( \frac{1 + \nu - 3\nu \sin^2 \theta}{1 - \nu} \right) \ln \left( \frac{2\Lambda}{r_0} \right) \quad (3.1)$$

Avec  $\mu$  le coefficient de Poisson,  $\theta$  l'angle entre la direction de la ligne et le vecteur de Burgers,  $2\Lambda = R\theta$  (où  $R$  est le rayon de courbure locale de la ligne) et  $r_0 = b$ . La distance entre ces points est contrôlée par un paramètre  $R_{local}$  qui définit aussi la distance à partir de laquelle les segments voisins de 'i' interviennent dans les interactions à distance (et non plus la self-stress).  $R_{local}$  influe peu sur l'équilibre mécanique pour les conditions conventionnelles de simulations comme ici, il devient important pour les courbures de l'ordre du nanomètre.



**Fig. 3.4** Comparaison entre les rayons de courbure d'un segment  $i$ , définis à partir de premiers voisins ( $R_1$ ) ou de voisins à une plus grande distance ( $R_2$ ). La configuration correspond ici à une très forte courbure, pour mettre à l'évidence la différence significative que donnent les deux calculs. [Que08a]

Afin de réduire le coût en temps de calcul des forces, Madec [Mad03] a implémenté la méthode dite des multipôles [VFG98]. Cette méthode classique repose sur une décomposition spatiale des simulations en boîte dont le nombre peut être optimisé et exploite le fait que le champ de contrainte induit par les dislocations s'étend loin ( $\propto 1/r$ ) mais évolue moins vite à longue distance. Le calcul des interactions entre les segments localisés dans des boîtes identiques ou voisines est inchangé, à la différence des contributions pour les segments dans des boîtes lointaines pour lesquels le calcul est simplifié et mis à jour moins régulièrement. Ceci permet de réduire le coût numérique à  $N \log(N)$  où  $N$  est le nombre de segments. Avec une erreur numérique limitée les simulations durent en moyenne une quarantaine de jours ce qui correspond à un temps de calcul de 38000 CPU.h en moyenne pour chacune de nos simulations.

Pour être complet, mentionnons les cas plus réalistes des matériaux hétérogènes, du polycristal ou géométries finies. Les formules analytiques mentionnées plus haut pour le cas du cristal homogène infinie doivent être corrigées pour respecter les nouvelles conditions internes et aux frontières. Pour cela, des méthodes hybrides couplant la DDD à des approches continues (Éléments Finis, méthodes spectrales...) existent [Vat14; Que24]

## 6 Loi de mobilité

Dans les métaux CFC, la loi utilisée pour décrire la vitesse d'une dislocation entre deux obstacles est la loi de mobilité. Pour les chargements lents considérés ici, les effets inertiels sont parfaitement négligeables. La loi de vitesse dépend essentiellement de la contrainte effective  $\tau_{eff}$ . Lorsque  $\tau_{eff}$  sur un segment est inférieur à la contrainte de friction de réseau  $\tau_F$ , alors le segment reste immobile.  $\tau_F$  est considérée comme très faible dans les CFC, ici pris à 0,5 MPa. Dans le cas contraire, la vitesse  $\nu$  est reliée linéairement à la contrainte effective :

$$\begin{cases} \nu_i = 0 & \text{si } |\tau_{eff}| < \tau_F \\ \nu_i = \frac{b[\tau_{eff} - |\tau_F| \cdot \text{signe}(\tau_{eff})]}{B} & \text{si } |\tau_{eff}| > \tau_F \end{cases} \quad (3.2)$$

Le coefficient de frottement visqueux  $B$ , représente principalement l'interaction entre les dislocations et les phonons. Il a été calculé théoriquement par [AIK75]. Il vaut  $5 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  à 300K comme déterminé expérimentalement pour le cuivre par [FN93]. Des simulations de dynamique moléculaire permettent de déterminer ces lois de mobilités [GQM11 ; Que11 ; Cer13]. À noter, que les lois de mobilités dans les CC ou HCP sont plus complexes et non-linéaires en raison de la forte friction de réseau [DM05].

## 7 Résolution de l'équation dynamique du mouvement de dislocations

L'algorithme d'Euler Explicite (EE) est la méthode standard d'intégration utilisée dans les simulations DDD pour mettre à jour la position  $r^i$  d'un segment  $i$  à partir de sa vitesse  $v^i$  :

$$r_i(t + dt) = r_i(t) + v_i(\tau_{eff}^i, t)dt$$

Dans un code sur réseau comme  $mM$ , le segment 'i' conserve son orientation et sa connectivité lors de son déplacement. Les segments voisins non colinéaires doivent alors s'allonger et des règles topologiques sont parfois nécessaires (voir [Dev11]). L'algorithme explicite EE est préféré dans la plupart des simulations, car il est peu coûteux en calcul. L'analyse de la stabilité et de la précision de la méthode d'intégration EE fournit un critère simple pour fixer le pas de temps *optimal* de simulation.

L'optimisation de  $dt$  est un problème multi-paramètre. Par exemple, considérer des fortes densités de dislocations et de fortes courbures impose de réduire la longueur de discrétisation, donc le réseau de simulation et, par conséquent, le pas de temps de simulation. Inversement, dans les matériaux avec une faible mobilité de dislocation, des pas de temps peuvent être plus grands, ce qui permet d'atteindre des déformations plastiques plus importantes dans un volume simulé équivalent. Le choix du pas de temps revient à faire un compromis entre la précision et la rapidité des simulations tout en respectant le domaine de validité de ces dernières. De manière empirique,  $dt$  optimal, est tel que le déplacement moyen des segments vaut  $\bar{\ell}_{dis}/100$  par pas de temps, comme  $\bar{\ell}_{dis}$  dépendent des symétries, de la géométrie de glissement et de l'échelle du réseau de simulation [Dev11].

## 8 Taux de déformation

Dans la DDD, la déformation plastique correspond au seul glissement des dislocations. Pour un segment de dislocation donné de vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$ , la loi d'Orowan définie l'incrément de cisaillement plastique qui est donné par :

$$\gamma_i^p = \frac{b_i A_i}{V}$$

Où  $V$  le volume total et  $A_i$  représente la surface balayée par le segment  $i$ .  $A_i$  est calculé pour chaque segment de la microstructure à partir des coordonnées des segments  $r^i(t)$  et  $r^i(t + dt)$ .

L'incrément de déformation plastique  $d\epsilon_{ij}^p$  total est la somme des contributions de tous les segments de dislocation appartenant à tous les systèmes de glissement 'k'. La relation de Schmid généralisée permet de calculer cette quantité :

$$d\epsilon_{ij}^p = \sum_{k=1}^N \frac{1}{2} (n_i^k b_j^k + n_j^k b_i^k) d\gamma_k^p$$

où  $N$  est le nombre de systèmes différents (douze pour les CFC) et  $\mathbf{n}^k$  et  $\mathbf{b}^k$  sont respectivement les vecteurs unitaires de glissement et normal au plan des systèmes de glissement.

## 9 Mode de chargement

Nous verrons par la suite que la vitesse de déformation imposée a un impact important sur la statistique des avalanches de dislocations, c'est pourquoi nous présentons dans cette section la façon dont les modes de chargement sont implémentés. Une déformation nécessite une contrainte motrice qui augmente avec la déformation. Dans la plupart des simulations, le pilotage du système se fait de manière lente ou même quasi-statique, en utilisant soit un contrôle en déformation, soit un contrôle en contrainte avec une machine de rigidité finie.

Dans un test contrôlé par la vitesse de déplacement en traction uniaxiale, la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_{\text{ext}}$  est imposée et la contrainte appliquée est réévaluée selon l'équation suivante :

$$d\sigma_{\text{ext}} = ME [\dot{\epsilon}_{\text{ext}} - \langle \dot{\epsilon}^p \rangle] dt \quad \text{avec} \quad \langle \dot{\epsilon}^p \rangle = \frac{1}{N_{\text{stat}}} \sum_{k=N_{\text{stat}}}^k \dot{\epsilon}^p(k) \quad (3.3)$$

Où  $\langle \dot{\epsilon}^p \rangle$  est la vitesse de déformation plastique résultant de l'activité des dislocations et  $M$  est un coefficient de rigidité apparente de la machine de traction. En pratique  $\langle \dot{\epsilon}^p \rangle$  est obtenue par une moyenne glissante sur une fenêtre de taille  $N_{\text{stat}}$  pas de simulations. Dans un essai réel, cela correspondrait à la fréquence d'échantillonnage du capteur de déformation. Si  $\langle \dot{\epsilon}^p \rangle > \dot{\epsilon}_{\text{ext}}$  pendant la mise à jour, la contrainte externe diminue. Une fois que tous les sites sont stabilisés, on augmente à nouveau la déformation imposée, et ainsi de suite. La procédure peut être visualisée comme 'tirant' le système avec un ressort de rigidité finie : dès que le système cède, le ressort se détend partiellement et la force motrice diminue d'une quantité proportionnelle à la rigidité du ressort [ZN07].

	1	2	3
$\dot{\epsilon} (s^{-1})$	5	50	500
$\langle v \rangle (m/s)$	0.58	5.88	58.8

**Tab. 3.1** Estimation de la vitesse moyenne des dislocations  $\langle v \rangle$  à partir des vitesses de déformation appliqué  $\dot{\epsilon}$ .

Pour l'ensemble des simulations, des vitesses de déformation de 5, 50 et 500  $s^{-1}$  ont été choisis. À partir de chaque taux de déformation, la vitesse moyenne des dislocations a été calculée en se

basant sur la loi d'Orowan  $\langle v \rangle = \dot{\gamma} / \rho_m b$  avec une densité mobile de dislocations de  $\frac{\rho_0}{10}$ , tableau 3.1. Ces vitesses moyennes varient entre 0,58 et 58 m/s pour des vitesses de déformation imposés de 5 à 500 s<sup>-1</sup>.

Mentionnons que la littérature propose d'autres modes de contrôle du chargement pour étudier les avalanches de dislocations en particulier pour des simulations DDD 2D [Fan21 ; SLA21]. Dans ces simulations contrôlées par contrainte, on augmente la contrainte externe  $\sigma_{\text{ext}}$  à partir de zéro par petits incréments  $d\sigma_{\text{ext}}$ . Après chaque incrément de contrainte, les déformations locales de  $d\gamma_0$  sont calculées. Après la mise à jour de tous les sites, les contraintes locales sont réévaluées partout dans le système. Cela est répété jusqu'à ce que tous les sites soient stables. Ensuite, la contrainte externe est augmentée à nouveau, et ainsi de suite.

Dans des protocoles dits quasi-statiques, la vitesse de déformation externe,  $\dot{\epsilon}_{\text{ext}}$  est augmentée jusqu'à ce qu'au moins un site devienne instable. A ce point,  $\dot{\epsilon}_{\text{ext}}$  est maintenue fixe pendant que les déformations aux sites instables soient mises à jour. Après chaque mise à jour, les contraintes locales, la déformation, et la contrainte externe sont réévaluées. Le chargement contrôlé par la déformation permet de réaliser des simulations avec des vitesses de déformation couvrant jusqu'à neuf ordres de grandeur, incluant à la fois deux mécanismes qui contrôlent la plasticité cristalline dans les structures CFC à savoir le durcissement par forêt et le durcissement par vitesse de déformation [Fan21].

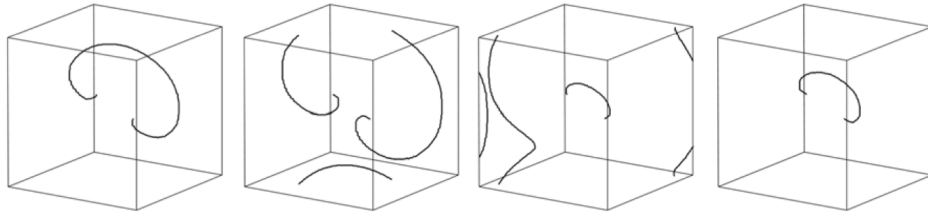
Même si notre modélisation du chargement reste simplifiée, nous pensons qu'elle reste bien adaptée pour comprendre la plasticité dans les échantillons massifs avec vitesse de déformation imposée. D'ailleurs nous verrons qu'un bon accord est obtenu entre la DDD et l'EA pour l'étude de la dépendance avec la vitesse de déformation de la statistique des avalanches.

## 10 Conditions aux Limites Périodiques et plan de glissement étendu

Pour se rapprocher le plus de nos conditions expérimentales, il est nécessaire de simuler un volume représentatif d'un petit élément de volume noyé dans la masse d'un monocristal ou d'un grain de dimensions macroscopiques. Pour résoudre ce problème, Fivel a d'abord proposé de réintroduire aléatoirement des dislocations aux bords libres en fonction de la densité de dislocations sortantes, afin de réduire les effets de bords et satisfaire ainsi à l'équilibre mécanique du volume simulé [Fiv98]. Bulatov et al. [Bul01] ont été les premiers à utiliser et à discuter des Conditions aux Limites Périodiques (CLP) dans le contexte de la DDD, en considérant un volume de simulation entouré par des volumes images. Chaque segment de dislocation sortant par une face du volume est compensé par un segment image introduit par la face opposée, assurant ainsi l'équilibre des flux entrants et sortants de dislocations, tout en conservant la continuité des lignes de dislocations et en assurant l'équilibre des contraintes internes.

Les CLP ont été introduites dans  $mM$  par Madec [Mad01]. Cependant, il a été suggéré assez tôt que leur utilisation induit des problèmes de corrélations spatiales, tels que l'auto-annihilation après quelques renvois d'une dislocation avec son image ou l'auto-interaction dipolaire. Travailler sur un volume de simulation orthorhombique, plutôt que cubique, est une solution simple pour augmenter le nombre de renvois possibles et ainsi retarder l'auto-annihilation. Cependant, cela réduit la distance entre les plans de renvois, ce qui peut conduire à des interactions dipolaires plus fortes lorsque la dislocation et son image sont proches.

Afin de capturer la taille naturelle des avalanches de dislocations et déterminer les valeurs de queue de leur distribution, il faut qu'une avalanche produite par une boucle ne subisse pas d'auto-annihilation avec elle-même. Le chemin avant l'auto-annihilation définit le plan étendu de glissement des dislocations et sa détermination est un problème complexe, impliquant la géo-



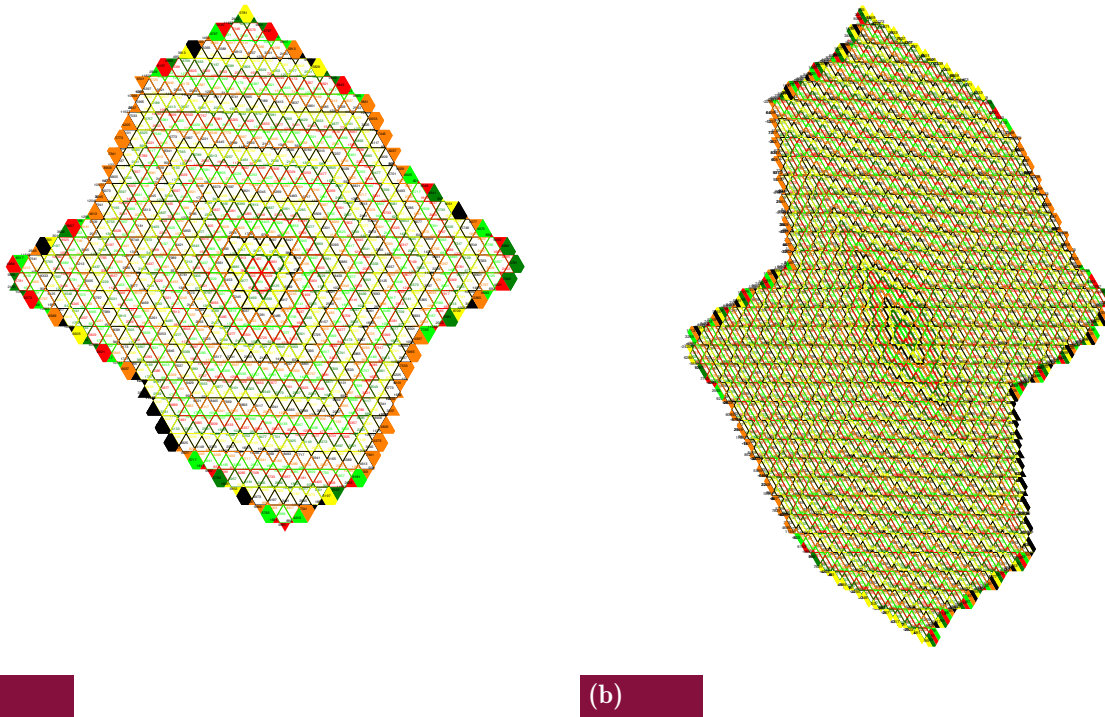
**Fig. 3.5** Illustration de l'auto-annihilation forcée d'une source de Frank-Read de caractère initialement vis dans le CC. La première annihilation a lieu au bas de la boîte cubique de simulation, puis une seconde entre les deux points d'ancrage et la dernière a lieu sur la gauche. En définitive, il ne reste plus rien de la boucle émise par la source [Que08a]

métrie du glissement, les dimensions du volume de simulation et la direction de déplacement du segment de dislocation. Plusieurs auteurs ont traité ce problème et montré qu'il se réduit à un système d'équations diophantiennes [MDK04b; Mad03]. Madec [Mad03] propose une méthode numérique intéressante de calcul des distances de première auto-annihilation dans toutes les directions de propagation d'une dislocation. La figure 3.6 montre la géométrie du plan de glissement étendu pour un des quatre systèmes de glissement activés lors d'une traction [001] qui sera étudiée par la suite (géométrie utilisée pour les [112] et écrouissage latent). La boîte de simulation a une géométrie orthorhombique avec des dimensions dont les proportions ont été optimisées par R. Madec. La géométrie des plans étendus est presque isotrope. La dimension la plus petite du plan étendu de glissement est  $2 \times 66,3 \mu\text{m}$ , et la dimension la plus grande est de  $2 \times 105,5 \mu\text{m}$ . Dans le cas du glissement simple selon [135], le libre parcours moyen des dislocations est très grand. Nous avons donc utilisé une géométrie de boîte différente offrant un plan étendu de glissement encore plus grand, avec des distances d'auto-annihilation de  $2 \times 94,4$  à  $2 \times 245 \mu\text{m}$ . Ces dimensions sont supérieures aux déplacements estimés de l'ordre de 30 à 70  $\mu\text{m}$  pour les avalanches simulées les plus grandes (voir détails chapitre suivant). Nous verrons que nos simulations permettent de bien capturer les queues de distributions des avalanches.

## 11 Le glissement dévié dans la DDD

Le glissement dévié est le processus par lequel une dislocation vis change son plan de glissement principal pour passer dans un autre plan. Il est reconnu comme l'un des mécanismes les plus significatifs contrôlant l'évolution de la microstructure des dislocations. Ce processus est donc crucial pour des phénomènes macroscopiques fondamentaux de déformation plastique, tels que l'écrouissage ou la fatigue. Dans cette thèse, nous distinguerons parfois et pour simplifier notre propos les systèmes primaires et ceux déviés ou collinéaires.

Dans nos simulations les dislocations sont supposées parfaites et possèdent un plan de glissement bien défini. La possibilité du glissement dévié est prise en compte en considérant une probabilité de déviation des dislocations d'un plan de glissement à un autre. Le glissement dévié dans la structure CFC est modélisé par le célèbre mécanisme d'Escaig [Esc68], basé sur un chemin de réaction proposé par Friedel [Hir57]. Ce chemin se décompose en deux étapes. Tout d'abord, il faut effectuer un pincement local de la dislocation dissociée dans le plan primaire, appelé constriction. Ensuite, la constriction se dissocie en deux demi-contractions, limitant un segment de dislocation parfaite qui se dissocie immédiatement dans le plan de déviation.



(a)

(b)

**Fig. 3.6** a) Plan de glissement étendu pour un des systèmes (111) activés dans la simulation de traction selon [001]. Ce pavage est obtenu en suivant les intersections entre une boucle, initialement proche du centre, de taille croissante et les frontières du domaine simulé, jusqu'à auto-annihilation. La tessellation en polygones et la géométrie du plan étendu dépend faiblement du point origine de la boucle et du plan choisi. b) Plan étendu pour le seul système de plan (-1 1 1) activé lors d'une traction selon [135]. Les tessellations sont constituées de 1541 et 4625 polygones, respectivement, ce qui représente autant de réentrées de la boucle de dislocation dans la boîte de simulation au travers des PBC. la tailles des boîte est de  $Vol = 6656 \times 8208 \times 9792 \times a_{simul}^3$  avec  $a_{simul} = 1.21830$  nm

Nos simulations reposent sur le jeu de règles locales proposé par Kubin [Kub92; Dev93; Dev96], intégré au modèle de Friedel-Escaig. Celui-ci décrit la déviation de segments vis, dont l'énergie d'activation dépend de l'énergie de faute d'empilement, des contraintes locales et de la température. Le processus se déroule en trois étapes :

1. **Identification des segments vis** : les auteurs repèrent les segments proches de l'orientation vis, avec une tolérance angulaire de  $\pm 5^\circ$ . La longueur effective  $l$  est alors calculée et un plan de déviation est défini.
2. **Vérification de la force motrice** : la déviation est activée si le rapport entre la contrainte projetée dans le plan dévié  $\tau_{GD}$  et celle du plan primaire  $\tau_G$  dépasse une valeur critique  $\chi$ , liée aux efforts de constriction :

$$\frac{\tau_{GD}}{\tau_G} > \chi \quad (3.4)$$

3. **Probabilité de déviation** : elle est évaluée via une loi d'Arrhénius, qui relie la longueur du segment, l'échelle de temps et les contraintes locales :

$$P(l) = B \frac{l}{l_0} \frac{\Delta t}{\Delta t_0} \exp\left(\frac{|\tau_G| - \tau_{III}}{S}\right) \quad (3.5)$$

avec  $B$  une constante de normalisation,  $l_0$  la longueur critique de l'arc dévié,  $\Delta t_0$  un temps de référence,  $\tau_{III}$  la cission critique caractéristique du stade III de la traction, et  $S = kT/V$  avec  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $V$  étant le volume d'activation.

## 12 Quelles simulations pour étudier la criticalité du cuivre ?

La bibliographie du premier chapitre a montré que le comportement plastique des matériaux CFC est critique. Nous souhaitons faire une étude systématique du comportement du cuivre à afin de dégager l'influence des paramètres microstructuraux et du mode de chargement de la simulation sur la statistique des avalanches. Dans ce but 50 simulations à grande échelle ont été réalisées à l'aide de *mM*. Chaque simulation compte au minimum 20 000 évènements plastiques ou avalanches, ce qui en fait une des plus grande base de donnée de simulations de ce type.

### 12.1 Orientation du cristal

En comparant les deux directions de traction [135] et [001] Devincre et collab. ont montré que les amplitudes maximales des avalanches diminuent avec l'augmentation du nombre de systèmes de glissement actifs [DK10a]. Les distributions qu'ils obtiennent s'étendent sur trois décades avec un domaine en loi puissance limité. Ici, nous choisissons trois orientations de traction, les axes [001], [112], [123] afin d'étudier trois cas d'érouissage dus à des interactions différentes et qui conduisent à différentes microstructures. Différents exposants critiques avaient été identifiés pour des micropiliers orienté différemment par Spark et Maa $\beta$  [SM18]. Nos résultats seront comparés aux observations expérimentales lors d'essais de traction sur polycristaux à gros grains. L'érouissage latent est une technique expérimentale permettant d'étudier les interactions entre systèmes de glissement dans un monocristal. Elle consiste d'abord à déformer le monocristal dans une direction spécifique, activant un système de glissement principal et générant des dislocations mobiles ainsi que des dislocations forets, qui agissent comme des obstacles. Ensuite, des échantillons plus petits sont découpés selon divers angles de l'échantillon initial et soumis à des essais de traction secondaires, activant de nouveaux systèmes de glissement. Les dislocations

mobiles issues de ces systèmes secondaires interagissent avec les dislocations forêts du système primaire, ce qui augmente la résistance au glissement et la contrainte nécessaire pour poursuivre la déformation. Ces interactions, permettent de comprendre les mécanismes d'écrouissage et l'anisotropie de la déformation plastiques des matériaux monocristallins.

## 12.2 Impacte de la densité de dislocation

En plasticité cristalline l'écrouissage est proportionnel à la densité de dislocations. Les études de Zaizer [Zai06] en DDD 2D et Dimiduk [DUP05] sur les micropiliers ont montré que les contraintes critiques dépendent de la taille des systèmes étudiés.

Une étude en DDD 2D menée par Kurunczi [KL21] a également mis en évidence l'influence de la densité initiale de dislocations sur la statistique des avalanches de dislocations. En analysant les distributions des amplitudes des chutes de contrainte dans différents domaines où la densité initiale de dislocations  $N_0$  a été modifiée, les résultats montrent que les petits systèmes, caractérisés par une faible densité de dislocations, conduisent à des (cut-off) plus élevées dans ces distributions. De plus, Devincere [DK10a] montre que pour le libre parcours moyen est lié au nombre de système actifs et à l'orientation du monocristal. Ces différents résultats vont dans le même sens que la prédiction qualitative tirée de l'équation 3.6 suggérée par Csikor et collab. [Csi07].

$$\Delta\gamma_{\max} \propto \frac{bE}{D(\theta + M)} \quad (3.6)$$

Une étude quantitative reste toutefois à faire.

## 12.3 Impact du mode de chargement

La partie 7.3 traite du mode de chargement utilisé en DDD et de son impact sur le comportement plastique et la statistique d'avalanches de dislocations. Ce problème a été principalement traité jusque là par des simulations 2D, rarement par des simulations 3D. Nous allons présenter une étude systématique de DDD 3D en faisant varier l'ensemble des paramètres liés au mode de chargement en vitesse de déformation imposée. Ces paramètres sont le taux de déformation pour des valeurs restant raisonnables allant de 5 à 500 /s avec possibilité ou non d'un glissement dévié, la raideur  $R$ , le pas de temps  $\delta t$  et le coefficient de frottement visqueux  $B$ . L'ensemble des simulations décrites dans les paragraphes ci-dessous est présenté dans le tableau 8.1 (en annexe), accompagné des paramètres utilisés pour chaque simulation.

## 13 Premiers résultats sur les avalanches

Cette partie commencent par une étude préliminaire sur les paramètres d'entrées de la simulation. Un choix réfléchi de ces paramètres a permis d'optimiser l'efficacité de la simulation pour l'étude des statistiques d'avalanches. Deux paramètres de simulation se sont montrés importants pour obtenir des statistiques d'avalanches pertinentes et significatives : i) la fréquence d'échantillonnage des données ( $Kstat$ ) et ii) la période de contrôle de vitesse de déformation ( $N_{statcontrol}$ ). Dans les chapitres résultats suivants, nous montrerons ensuite l'impact des paramètres microstructuraux (orientation et densité) et du mode de chargement sur les statistiques des avalanches obtenues.

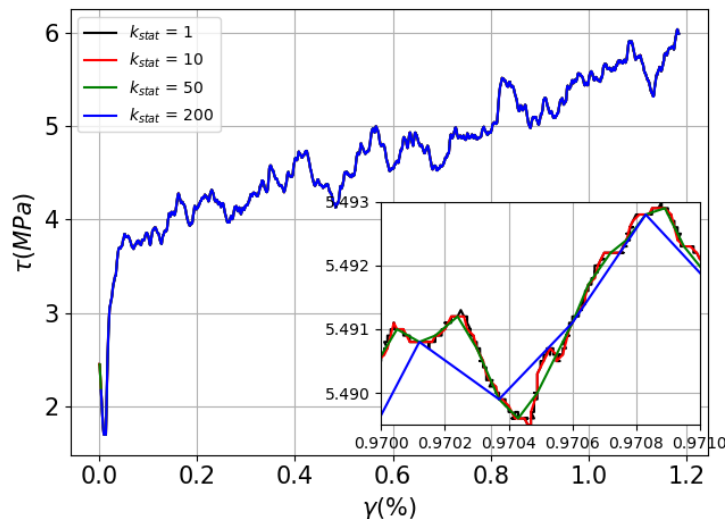
### 13.1 Conditions de simulation

Dans cette section, nous présentons des simulations de dynamique des dislocations discrètes (DDD) conçues pour reproduire les conditions expérimentales décrites dans la partie bibliographique, avec des déformations plastiques atteignant jusqu'à 12 % dans un volume de simulation de  $10 \mu\text{m}^3$ , sous conditions aux limites périodiques et un pas de temps de 0,1 ns et un coefficient de frottement visqueux de  $B = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ . L'accent est mis sur la traction selon l'axe [001], condition de glissement multiple.

Nos simulations restent des simulations modèles mais elles ont fait leurs preuves et sont largement employées dans l'école française de la DDD [DK94a ; MDK04b ; MDK04a ; Que08a]. Les microstructures des systèmes actifs sont faites de boucles prismatiques distribuer de manière aléatoire dans la boîte. L'application du principe de similitude des microstructures de dislocations conduit à prendre pour longueur de boucle prismatique initiale  $l_1 = 10/\sqrt{\rho_1}$ . Ces boucles ne sont pas fixées à des points d'ancrages peu réalistes comme le propose le modèle des sources de Frank et Read. La longueur dans les systèmes colinéaires de ces boucles prismatiques représente  $1/5 l_1$ . Ceci est considéré comme une bonne approximation du réseau de Frank, toujours mal connu. Les dimensions de la boîte, de forme orthorhombique optimisée, suivent aussi le principe de similitude avec  $L_B = 10/\sqrt{\rho_1}$ . Dans la plupart des simulations,  $dt = 0.1 \text{ ns}$ , sauf si mentionné autrement.

### 13.2 Influence de la fréquence d'échantillonnage des données ( $K_{stat}$ )

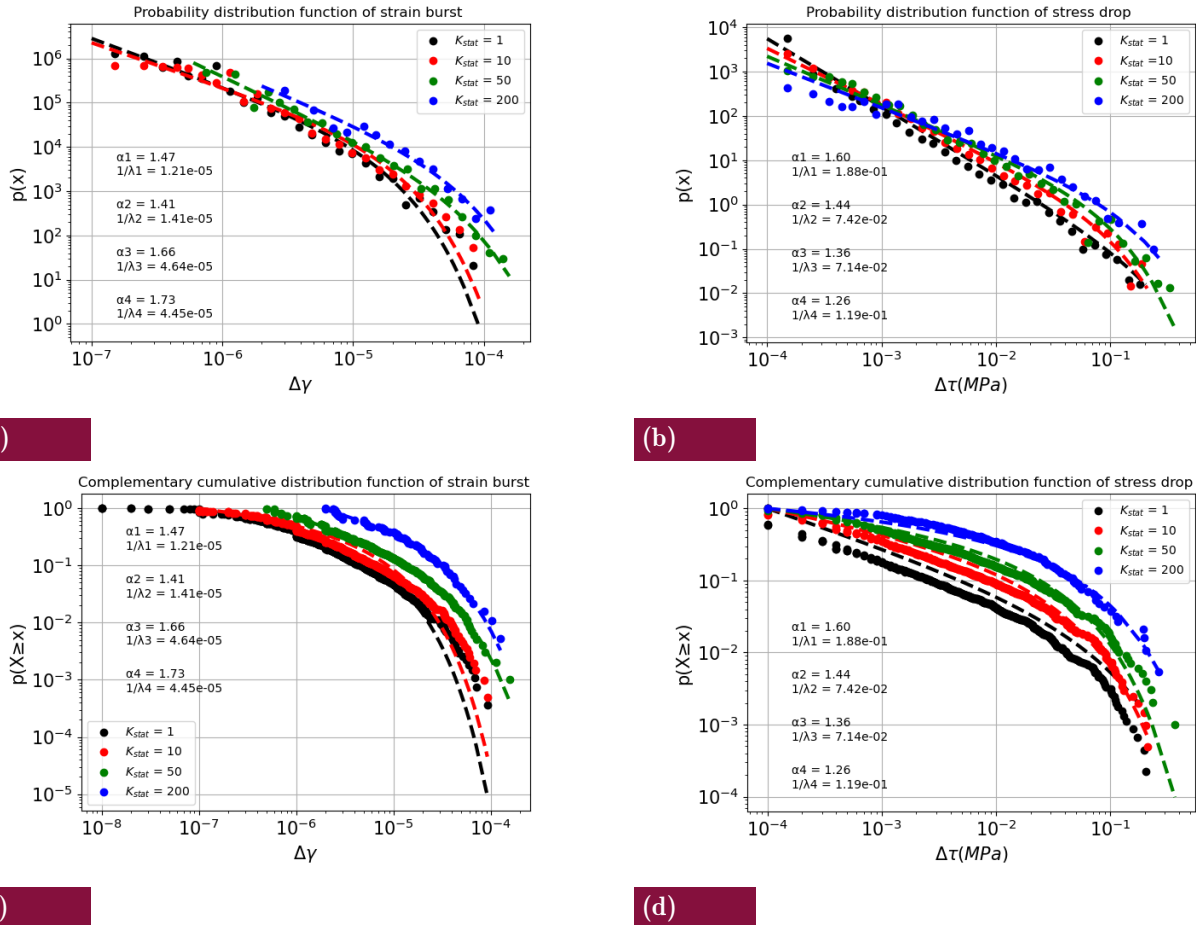
Dans  $mM$ , le paramètre  $k_{stat}$  correspond à la période d'échantillonnage des données en nombre de pas de simulation. Comme beaucoup de codes numériques,  $mM$  ne sauve pas toutes les variables du code à chaque itération. Ceci permet un gain de stockage (typiquement entre quelques 100 Mo à quelques Go) et de temps d'écriture des données (gestions I/O).



**Fig. 3.7** Les différentes courbes de contraintes - déformations pour différentes  $K_{stat}$

Nous avons fait varier  $k_{stat}$  de 200, 50, 10 et 1 pas temps. A titre d'illustration, cela correspond à des fréquences d'échantillonnage  $f = 1/(k_{stat}dt)$  comprises entre 50 MHz et 10 GHz pour le pas de temps utilisé  $dt = 0,1 \text{ ns}$ . Ces ordres de grandeur peuvent être intéressants lors de la confrontation avec des expériences. La figure 3.7 représente les courbes de contrainte-déformation

pour un axe de traction [001], une densité de dislocations initiale de  $\rho_{initial} = 1 \times 10^{12} m^{-2}$  et un taux de déformation de  $50 s^{-1}$ . L'utilisation des mêmes paramètres microstructuraux conduit à des courbes contrainte-déformation qui ont globalement la même allure. Le zoom dans l'encart de la figure 3.7 permet d'apprécier la différence d'échantillonnage sur les courbes de déformation ce qui impacte la précision des mesures de chute de contrainte ou incréments de déformation.



**Fig. 3.8** (a) et (b) représentent la fonction de densité de probabilité des chutes de contraintes et des incréments de déformation respectivement et (c), (d) la fonction de densité de probabilité cumulée des chutes de contraintes et des incréments de déformation

Le fort impact de la fréquence d'échantillonnage sur les statistiques d'avalanches est pré-occupant, figure 3.8. Les figures 3.8a et 3.8b représentent respectivement les distributions des incréments de déformation et des chutes de contraintes. Les figures 3.8c et 3.8d donnent respectivement les fonctions de distributions cumulées complémentaires des incréments de déformations et des chutes de contraintes.

Quand  $k_{stat}$  augmente, on remarque que :

- Les plus petits événements ( $x_{min}$ ) se décalent significativement vers la droite. Le cut-off minimal n'est bien défini que pour  $k_{stat} < 10$ .
- Les probabilités pour une même taille d'événements sont plus grandes, car certains événements sont la superposition de plusieurs événements plus petits non individualisés.

- Le comportement critique en loi puissance est moins bien défini. Pour  $k_{stat} = 200$ , les événements s'étendent sur deux décades et demi, là où les distributions des événements pour un  $k_{stat} = 1$  s'étendent sur près de quatre décades.

Pour être plus quantitatif, nous avons optimisé au sens du maximum de vraisemblance sur les données de simulations les paramètres d'un loi puissance avec cut-off proposée par Clauset et collab. [CSN09], cf partie 2.9. On calcule ainsi un paramètre d'échelle  $\alpha$  et un paramètre de coupure  $\lambda$ . Les méthodes d'optimisation de ces paramètres sont implémentées en code python par Alsott [ABP14]. On remarque figure 3.8 que l'exposant critique  $\alpha$  tend vers la valeur de la littérature qui est de l'ordre de 1.7 quand la période d'échantillonnage diminue.

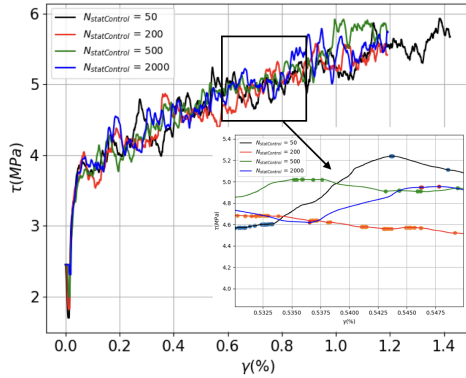
Nous concluons que les statistiques d'avalanches sont mieux définies pour les hautes fréquences d'échantillonnage, ( $k_{stat} < 10$ ). Ce point n'a pas été discuté à notre connaissance dans la littérature ce qui expliquerait pourquoi dans certaines publications les cut-offs ou les régimes critiques sont mal définis. Une autre conséquence bénéfique est que pour une même simulation nous obtenons un nombre conséquent d'avalanches ( $> 10000$ ), ce qui est très supérieur à ce qui est rapporté dans la littérature et nous permet d'effectuer des statistiques d'avalanches dans des conditions favorables. Nous utiliserons dans nos simulations une valeur  $k_{stat} = 2$ . On peut noter toutefois deux inconvénients, les simulations sont ralenties par un nombre accru d'écritures (I/O) et par la taille des données enregistrées. Nous obtenons des données de simulations de taille de 18 Go avec  $k_{stat}$  fixé à 1.

### 13.3 Influence de $N_{statcontrol}$

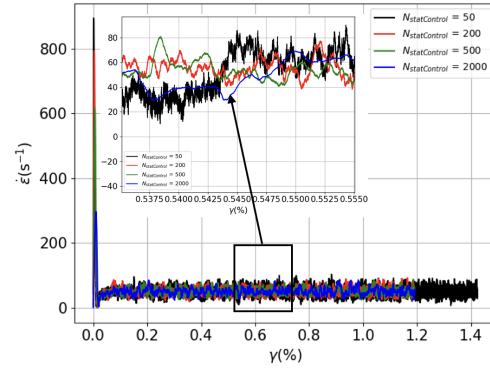
Comme nous l'avons vu dans la partie mode de chargement, l'équation 3.3 qui réévalue la contrainte appliquée a besoin de la valeur du taux de déformation actuel. Ce taux de déformation est calculé à l'intérieur d'une fenêtre glissante dont le nombre de pas de simulations quantifié par  $N_{statcontrol}$ . Une étude de l'influence de la vitesse de déformation demande au préalable de connaître l'influence de ce paramètre d'entrée sur les résultats des simulations.

Ce paramètre modélise la vitesse de réaction de l'asservissement de la machine de traction. Nous avons fait varier  $N_{statcontrol}$  entre 50 et 2000 pas de simulations. Avec un pas de temps  $dt = 0,1$  ns, les fenêtres testées représentent des durées ( $N_{statcontrol}dt$ ) en temps réel comprises entre 5 ns et 2  $\mu$ s. Ces faibles valeurs sont nécessaires pour les vitesses et pas de temps considérés ici et leurs ordres de grandeur seront utiles lors de la confrontation avec les expériences. Les figures 3.9 représentent respectivement l'évolution de la contrainte, la densité et le coefficient d'interaction moyen  $\bar{\beta}$  en fonction de la déformation. On constate que les simulations sont stables avec une même évolution de la densité de dislocations, un coefficient d'interaction moyen de l'ordre de 0,25 et une évolution de la contrainte de même taux d'écrouissage sur la même plage de déformation pour les quatre valeurs de  $N_{statcontrol}$ . On observe figure 3.9a que les variations rapides de contraintes différent pour chaque valeur de  $N_{statcontrol}$ . Le zoom sur l'intervalle [0.53 - 0.55], figure 3.9b montre des fluctuations de  $\dot{\epsilon}$  dont la fréquence augmente à mesure que  $N_{statcontrol}$  diminue.

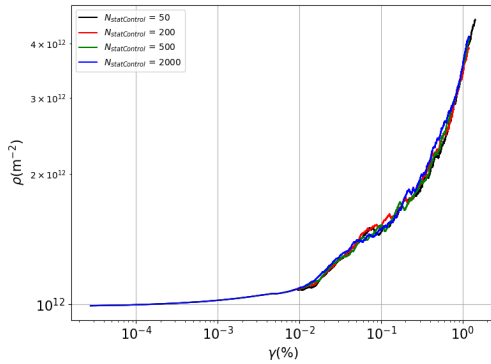
Les figures 3.10 représente respectivement les distributions d'incrément de déformation et de contrainte. Quand  $N_{statcontrol}$  augmente, la forme de la distribution change et on passe pour les incréments de déformation d'un exposant critique proche de 1.6 (1.4 pour les incréments de contrainte) à une valeur de 1.26 (1.15 pour les incréments de contrainte). Le régime en loi puissance est mal défini quand on augmente  $N_{statcontrol}$ , ce qui n'est pas en accord avec les résultats de la littérature, mais pourrait expliquer certaines de nos différences avec la littérature. On constate par ailleurs que les queues de distribution ressemblent a une forme exponentielle



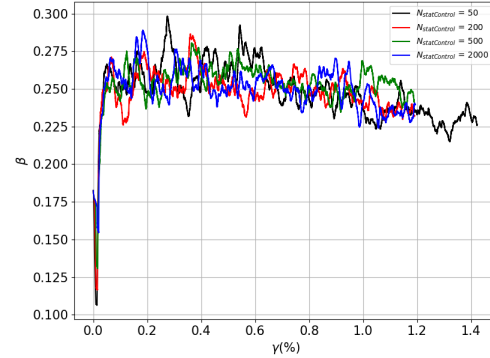
(a)



(b)



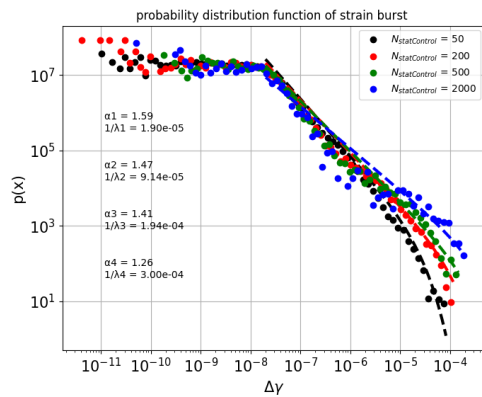
(c)



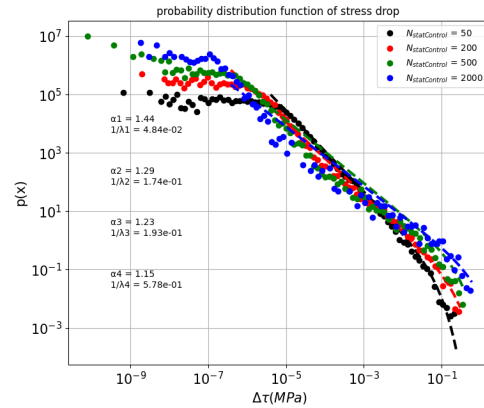
(d)

**Fig. 3.9** (a) Les différentes courbes de contraintes déformations pour différentes  $N_{statcontrol}$  (b) les courbes donnant l'évolution de taux de déformation au cours de temps pour différentes  $N_{statcontrol}$  (c) les courbes donnant l'évolution de la densité de dislocations en fonction de la déformation (d) les courbes donnant l'évolution du coefficient d'interaction  $\beta$  pour les différentes  $N_{statcontrol}$

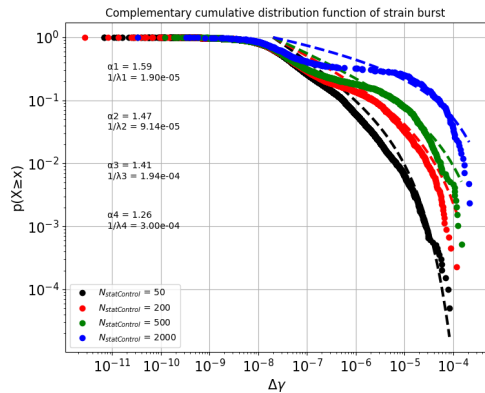
quand  $N_{statcontrol}$  diminue. Les figures 3.10c et 3.10d représentent respectivement les fonctions de distributions cumulées complémentaires des incréments de déformation et de contrainte. On constate sur ces figures que la probabilité des événements de grande taille croît avec la valeur de  $N_{statcontrol}$  alors que les paramètres du cut-off  $\lambda$  restent de valeurs voisines. Le calcul de  $\langle \dot{\epsilon} \rangle$  sur une fenêtre large a tendance à lisser les faibles fluctuations de déformation et de contrainte au profit des événements de grande taille. Le choix de  $N_{statcontrol}$  a une influence considérable sur la statistique d'avalanche. Le choix que nous ferons de  $N_{statcontrol}$  est celui qui permet de tenir compte de tous les événements plastiques de la simulation, avec  $N_{statcontrol} = 50$ , ce qui donne une statistique d'avalanches sur le nombre le plus étendu de décades avec des exposants d'échelle bien défini qui tendent vers 1.6. L'impact important de ces paramètres de simulations n'a pas été discuté dans la littérature à notre connaissance.



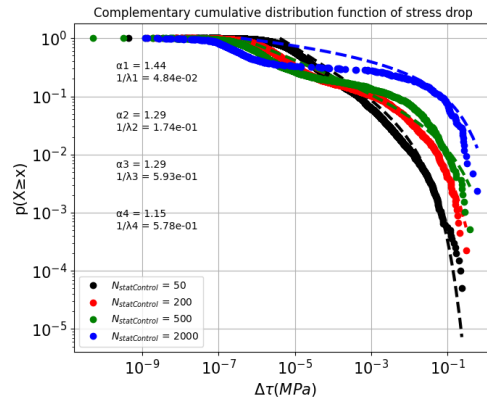
(a)



(b)



(c)



(d)

**Fig. 3.10** (a) et (b) représentent la fonction de densité de probabilité des chutes de contraintes et des incréments de déformation respectivement et (c), (d) la fonction de densité de probabilité cumulée des chutes de contraintes et des incréments de déformations

## 14 Resumé

Ce chapitre présente la technique de Dynamique des Dislocations Discrètes (DDD) qui est une simulation à l'échelle mesoscopique intermédiaire entre la dynamique moléculaire et les approches macroscopiques. Elle permet d'étudier le comportement plastique des matériaux en tenant compte des interactions entre dislocations dans une microstructure discrétisée en lien avec le chargement mécanique imposée. Il s'agit d'une technique de choix pour étudier les avalanches de dislocations. Une revue de la littérature souligne la maturité de la technique DDD pour étudier la plasticité cristalline en général.

Mon travail de thèse repose sur le code de simulation microMégas (mM), open source développé principalement à l'Onera et avec une collaboration de longue date avec le LSPM. La force de mM est de limiter le nombre de degrés de liberté des segments discrétisés en travaillant sur un réseau cristallin homothétique du réseau réel. Ce code permet aujourd'hui de modéliser les interactions entre systèmes dans différentes structures cristallines (CFC, CC, HC, etc.),

d'étudier les effets de friction de réseau à basse température (CC, HC) ou prendre en compte des conditions de limites finies (joints de grains, surfaces libres, fissures). Le chapitre détaille les étapes clés des calculs dans mM, notamment la discrétisation des dislocations, le calcul des forces sur les segments, la mobilité des dislocations et les célèbres règles locales.

Dans ma thèse, de nombreux développements techniques ont été requis principalement autour du posttraitement (sous python) des données de simulations : analyses pour les statistiques d'avalanche suivant la méthode consensus [CSN09], détermination des contraintes d'initiation des avalanches et configurations associées.

Nos premiers résultats sur les avalanches montrent que la fréquence d'échantillonnage des données ( $k_{stat}$ ) et la fenêtre de calcul du taux de déformation ( $N_{statcontrol}$ ) ont un impact significatif sur les statistiques des avalanches ce qui n'a jamais été discuté dans la littérature et pourrait expliquer certaines différences entre les études. Une fréquence d'échantillonnage élevée permet de mieux capturer les petits événements plastiques, tandis qu'une fenêtre de calcul de la vitesse de déformation plus large tend à lisser les fluctuations et à favoriser les événements de grande taille.

Nos choix de paramètres nous ont permis d'obtenir un très grand nombre d'événements ( $> 20000$ ) plastiques pour chacune de nos simulations et ainsi définir de manière convainquante les statistiques d'avalanches.

## Influence des paramètres microstructuraux sur la statistique d'avalanches de dislocations

### Table des matières

1	Introduction . . . . .	81
2	Influence de la densité de dislocations sur la statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	82
2.1	Méthodologie et conditions de simulations [001] . . . . .	82
2.2	Comportement plastique et microstructure . . . . .	83
2.3	Séquences de déplacements des dislocations durant des avalanches . . . . .	85
2.4	Étude des contraintes d'initiation d'avalanches . . . . .	88
2.5	Statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	89
2.6	Étude de l'influence de la densité de dislocations sur la statique d'avalanche avec des boîtes homothétiques . . . . .	91
2.7	Contribution de chaque système de glissement dans la statistique d'avalanches . . . . .	94
2.8	Loi d'échelle quantitative du cut-off des avalanches . . . . .	97
3	Influence de l'orientation sur la statistique d'avalanches de dislocations . . . . .	98
3.1	Méthodologie . . . . .	99
3.2	Comportement plastique et microstructure . . . . .	100
3.3	Statistiques d'avalanches de dislocations . . . . .	102
3.4	Évolution quantitative du paramètre du cut-offs $\Delta\gamma_{\max}$ avec l'orientation et la densité . . . . .	105
4	Résumé . . . . .	106

## 1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'influence de deux paramètres microstructuraux sur la statistique d'avalanches à savoir la densité de dislocation et l'orientation des monocristaux sollicités en traction. Devincere et collaborateurs [DHK08] ont montré qualitativement le lien entre l'arrêt d'une avalanche et le stockage des dislocations représenté par le *libre parcours moyen*. La contribution la plus importante au libre parcours moyen provient des interactions entre les dislocations mobiles et les dislocations de « forêt » ainsi que de leur stockage subséquent.

Le choix d'un axe de traction conditionne les types d'interactions entre dislocations. Ce lien prend une forme relativement simple dans le cas d'un chargement le long d'orientations symétriques comme [001], [111], ou [112]. Dans ces configurations  $n$  systèmes de glissement actifs (respectivement  $n = 4, 3$  et  $2$ ) contribuent également à la déformation totale. Le libre parcours moyen s'exprime alors par :  $\frac{1}{L_i} = \frac{\tau_c^i}{\mu b K_{hkl}}$  avec  $K_{hkl} = n(1+k)^{3/2} \frac{p_0 k_0}{\sqrt{a(n-1-k)}}$ , où  $p_0$ ,  $k_0$  et  $k$  sont trois constantes sans dimension pour les CFC [DHK08]. Lorsque  $n$  augmente, la densité de forêt vue par chaque système de glissement actif augmente également, et le libre parcours moyen diminue. Étant donné que  $n$  dépend de l'orientation  $[hkl]$  de l'axe de chargement, une dépendance du libre parcours moyen par rapport à l'orientation apparaît. Ce résultat est en accord aussi avec les courbes de tractions traditionnelles caractérisant les cristaux monocristallins cubiques à faces centrées [Mit67]. Le stade I, à faible écrouissage, au cours duquel un seul système de glissement est activé, apparaît pour des orientations de faible symétrie comme [123]. Le stade II est dû à l'écrouissage de forêt, et sa pente augmente avec le nombre de systèmes de glissement actifs. La diminution ultérieure du taux d'écrouissage dépend également de l'orientation et provient de la restauration dynamique. Les prédictions de ce modèle de plasticité cristalline sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux de référence sur monocristaux [Mit67 ; Tak75]. Une autre étude de Csikor et collaborateurs [Csi07] suggère que lors du déroulement d'une avalanche, deux processus réduisent la contrainte effective agissant sur les dislocations :

- En raison de l'écrouissage intrinsèque avec un coefficient d'écrouissage  $Q$ , une contrainte de chargement plus élevée est nécessaire pour maintenir l'avalanche.
- Dans le cas d'un contrôle par la déformation, la contrainte diminue en raison de la relaxation élastique. La chute de contrainte effective totale causée par une avalanche de déformation  $S$  est  $(Q + G)$ , où  $G$  est la rigidité effective du système échantillon-machine. Cette chute de contrainte met fin aux plus grandes avalanches. Par conséquent, le seuil évolue en proportion inverse de  $(Q + G)$ . De grandes avalanches de dislocations s'étendent le long d'une région lamellaire sur toute une section transversale de l'échantillon. La déformation totale produite par une telle avalanche couvrant tout le système est proportionnelle au module du vecteur de Burgers des dislocations  $b$  et inversement proportionnelle à la taille caractéristique de l'échantillon  $L$ .

En combinant ces relations, et en se basant sur les travaux de Zaizer, [ZN07], Csikor et collab relient l'origine physique des coupures dans les distributions d'amplitudes des avalanches à l'écrouissage du matériau. Pendant un événement, la déformation plastique rend le matériau plus dur, de sorte que la force motrice diminue de manière relative. Csikor et collab. Traduisent ce phénomène physique par une formule qui relie les amplitudes des avalanches et l'écrouissage du matériau  $S_0 \propto \frac{bE}{L(Q+G)}$  où  $G$  est la raideur effective du système,  $E$  le module élastique,  $b$  le vecteur de Burgers et  $L$  la taille caractéristique du spécimen.

Même si le lien entre ces paramètres microstructuraux et les statistiques d'avalanches semble assez naturel, il n'a été montré que pour les micropiliers et de façon qualitative, [Dim06 ; SM18].

En conséquence, nous étudierons l'influence de ces paramètres pour les systèmes massifs, et nous proposerons une modélisation quantitative de la statistique d'avalanches. Nous avons réalisé deux jeux de simulations en DDD 3D. Dans le premier cas, nous avons fait varier la densité initiale de dislocations de deux manières différentes afin de montrer son influence sur la statistique d'avalanches. Dans un second cas, nous avons fixé la densité de dislocations en faisant varier l'orientation du monocristal, changeant les microstructures simulées. Nos résultats confirment et clarifient certains des résultats de la littérature. En particulier, nous allons voir que :

- Nos simulations massives de DDD permettent d'identifier des lois puissances s'étendant sur 2 à 5 décades de tailles d'évènements, rarement obtenus en simulations.
- Nos simulations montrent que la densité de dislocations et l'orientation n'impactent pas l'exposant critique (classe d'universalité).
- Un cutoff est présent pour les gros événements en exponentielle décroissante, en accord avec un processus de Poisson 1D pour les collisions entre dislocations.
- Nos résultats sur des boîtes de simulations homothétiques montrent une dépendance marquante de la densité de dislocations sur les cut-offs, que nous avons quantifié rigoureusement.
- Nous avons quantifié les contraintes critiques à l'origine des avalanches. Ces distributions sont bien décrites par une loi d'extremum généralisée, et semblent suivre le classique *principe de similitude*.
- Nos données de simulations permettent une meilleure compréhension de ce qui constitue une avalanche à l'échelle mésoscopique, avec les contributions relatives et corrélations entre systèmes de glissement.

## 2 Influence de la densité de dislocations sur la statistique d'avalanches de dislocations

### 2.1 Méthodologie et conditions de simulations [001]

Une première série de simulations d'un essai de traction par DDD selon l'orientation [001] a été réalisée sur un monocristal de cuivre (module de cisaillement  $\mu = 42$  GPa, coefficient de Poisson  $\nu = 0,34$ ) et avec différentes densités de dislocations initiales  $\rho_0$ . Aux frontières de la boîte de simulation orthorhombique de dimension  $\approx 10 \mu m$  sont imposées des conditions aux limites périodiques (CLP). La microstructure initiale est construite à partir de boucles prismatiques la longueur  $4 \mu m$  formées de quatre dislocations coins qui appartiennent successivement à un système primaire puis à un de ses déviés. Cette solution permet d'éviter l'introduction artificielle de points d'ancrage.

Trois densités initiales de dislocations sont testées couvrant environ deux ordres de grandeur,  $\rho_0 = 0.5 \times 10^{11}$ ,  $10^{12}$ , et  $2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ . La vitesse de déformation appliquée  $\dot{\epsilon}_a$ , doit être suffisamment basse pour éviter les effets dynamiques dus à des vitesses de dislocations libres trop élevées. La vitesse moyenne des dislocations est donnée par  $\langle v \rangle \approx \dot{\gamma}_a / f_m \rho b$ . Avec une vitesse de déformation imposée fixé à  $50 \text{ s}^{-1}$ , et une fraction de dislocations mobile  $f_m \approx 0.1$ , la vitesse moyenne de dislocations est de l'ordre de  $1 - 20 \text{ m/s}$  pour les trois simulations. Pour chaque simulation, huit systèmes de glissement activés avec quatre systèmes que l'on considère primaires et quatre autres systèmes déviés. Cette condition de glissement multiple se rapproche des conditions expérimentales de traction sur polycristaux en grandes déformations.

Dans le cas du cuivre monocristallin déformé selon l'orientation [001], huit systèmes de glissement présentant un facteur de Schmid identique ( $m = 0.408$ ) peuvent théoriquement être activés, dont des systèmes colinéaires deux à deux. Expérimentalement, il est généralement observé que si huit systèmes sont globalement actifs, seuls quatre d'entre eux se manifestent localement dans les microstructures [VGS71 ; DKH07].

Cette sélection particulière des systèmes de glissement peut s'expliquer par l'activité des systèmes colinéaires, qui, bien que déviés les uns des autres, interagissent fortement. L'interaction colinéaire est en effet la plus intense parmi les interactions entre dislocations, ce qui conduit à un mécanisme de compétition et de sélection des systèmes de glissement [DKH07 ; DHK08]. Ces interactions colinéaires tendent à favoriser une redistribution des activités de glissement, menant à un état stationnaire caractérisé par environ 80 % d'activité sur les systèmes dits « primaires » et 20 % sur les systèmes colinéaires, indépendamment de la microstructure initiale [DKH06 ; QMD09].

Dans les simulations de dynamique des dislocations discrètes (DDD), une déformation stable dans l'orientation [001] est obtenue par la combinaison de quatre systèmes primaires choisis parmi les huit théoriquement activés. Deux familles de combinaisons équivalentes sont typiquement observées :

$$\{A2, B4, C3, D1\} \quad \text{ou} \quad \{C1, A3, B2, D4\}.$$

. Cette approche permet de reproduire quantitativement le comportement plastique du cuivre monocristallin, en bon accord avec les observations expérimentales [Tak75], et a été largement exploitée dans la littérature récente [DHK08 ; KHD09 ; Que24].

Les systèmes de glissement sont choisis pour que la rotation cristalline associée rende la traction [001] stable. Le glissement dévié des vis est activé. Plusieurs tirages de microstructure initiale ont été réalisés, nous montrons les résultats pour les simulations d'axe [001] qui restent les plus stables, (glissement bien équilibré sur les systèmes primaires). Nous avons vérifié que partir avec les huit systèmes de glissement initialement conduit à une surestimation de l'écrouissage et du stockage et ne garanti pas une direction [001] stable.

## 2.2 Comportement plastique et microstructure

Dans un premier temps, nous allons montrer que nos simulations DDD reproduisent bien les spécificités du comportement plastique des métaux CFC, en particulier : i) la contrainte d'écoulement, ii) l'anisotropie d'orientation liée aux différents systèmes de glissement, et iii) le taux d'écrouissage. Les résultats de simulations sont regroupés figure 4.1. La figure 4.1 (a) représente les courbes de contrainte-déformation pour les trois simulations où la densité initiale est de  $\rho_0 = 0.5 \times 10^{11}$ ,  $10^{12}$ , et  $2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ . À l'image de nos résultats préliminaires présentés au chapitre précédent, la déformation revêt un aspect discontinu et intermittent avec la présence de serrations  $\Delta\gamma, \Delta\tau$  sur les courbes de déformation. Ces serrations sont le point de départ des analyses des avalanches de dislocations dans la communauté [CSN09]. L'insert dans la figure 4.1 (a) représente un zoom des fluctuations présentes sur les courbes contraintes-déformation avec une individualisation d'une avalanche de dislocations qui est caractérisée par une chute de contrainte  $\Delta\tau$  et un incrément de déformation  $\Delta\gamma$ . L'amplitude des incréments de déformation de chaque simulation est présentée en fonction de chaque avalanche, figure 4.1 (c) où on voit des avalanches atteindre presque une taille de  $10^{-4}$ . Cette figure montre aussi que le nombre d'événements de chaque simulation dépasse les 20000, ce qui est supérieur à ce qui est relevé dans la littérature. La figure 4.1 (a) donne les courbes contrainte-déformation, pour chaque simulation. La contrainte critique sur un système activé 'i' dépend de la densité de dislocations

obstacle 'j' selon la formule de Taylor-Franciosi,  $\tau_c^i = \mu b \sqrt{\sum a_{ij} \rho_j}$  (cf. chap. bibliographique). Le coefficient d'interaction moyen est de l'ordre de  $\sqrt{\bar{a}_{ij}} \approx 0.34$  en accord avec les valeurs pour les interactions activées par DDD selon l'axe [001], [DHK08].

L'existence d'un écrouissage dont le taux a été estimé en ajustant une fonction affine sur la partie plastique de la courbe contrainte-déformation est clairement visible et semble indépendant de la densité de dislocations initiale. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1 et sont comparés aux valeurs proposées par Devincere en simulation DDD, [DHK08], ainsi qu'aux courbes de traction classiques obtenues par Takeuchi pour le cuivre monocristallin sollicité suivant [001].

Le taux d'écrouissage donné par le modèle classique de la plasticité cristalline (ici scalaire) est  $\theta = \frac{d\tau}{d\gamma} = \frac{d\tau}{d\rho} \times \frac{d\rho}{d\gamma}$  avec  $\frac{d\tau}{d\rho} = \frac{\beta \mu b}{2\sqrt{\rho}}$ . En négligeant la restauration dynamique faible au début de déformation :  $\frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{\beta \sqrt{\rho}}{bK_{hkl}}$ . On obtient ainsi  $\theta = \frac{a\mu}{2K_{hkl}}$  avec  $\beta = \sqrt{a}$ . On voit que l'estimation  $\theta$  dépend essentiellement de deux paramètres que sont le coefficient lié à l'orientation  $K_{hkl}$  et le coefficient d'interaction  $a$ . Ces deux coefficients sont indépendants de la densité de dislocations (en négligeant la dépendance logarithmique de  $a_{ij}$ ), mais dépendent de l'orientation de l'axe de traction.

En utilisant la représentation proposée par Devincere [DK10b], les courbes densité déformation montrent une évolution identique translatée d'une valeur initiale, figure 4.1 (b) avec la racine de la densité qui varie linéairement en fonction de la déformation. Le modèle de stockage-restauration  $\frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{1}{bL}$  permet d'exprimer le taux de stockage  $\frac{d\rho}{d\gamma}$  en fonction du libre parcours moyen des dislocations  $L$ . [Koc76]. Une modélisation formelle de cette quantité a été réalisée à l'aide de simulations DDD [DHK08], [KHD09],

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = \frac{d\rho_s}{d\gamma_s} = \frac{1}{bL_f} = \frac{\tau_c}{\mu b^2 K_{hkl}} = \frac{\beta \sqrt{\rho}}{bK_{hkl}}$$

Dans la relation ci-dessus l'indice  $f$  indique que seul le taux de stockage induit par les systèmes de la forêt est considéré, résultant en un libre parcours moyen  $L_f$  qui est, comme attendu, inversement proportionnel à la contrainte critique  $\tau_c$ . En intégrant les deux termes du taux de stockage dans l'équation 2.2 on obtient une relation de l'évolution de la densité en fonction de la déformation.

$$2\sqrt{\rho} = \frac{\beta \gamma}{bK_{hkl}}$$

$\sqrt{\rho}$  varie linéairement en fonction de  $\gamma$  avec une pente que nous estimons en ajustant un modèle linéaire sur les courbes racine de la densité - déformation. Le paramètre  $K_{hkl}$  est calculé à partir de ces pentes et l'ensemble des résultats sont présentés dans le tableau 4.1.

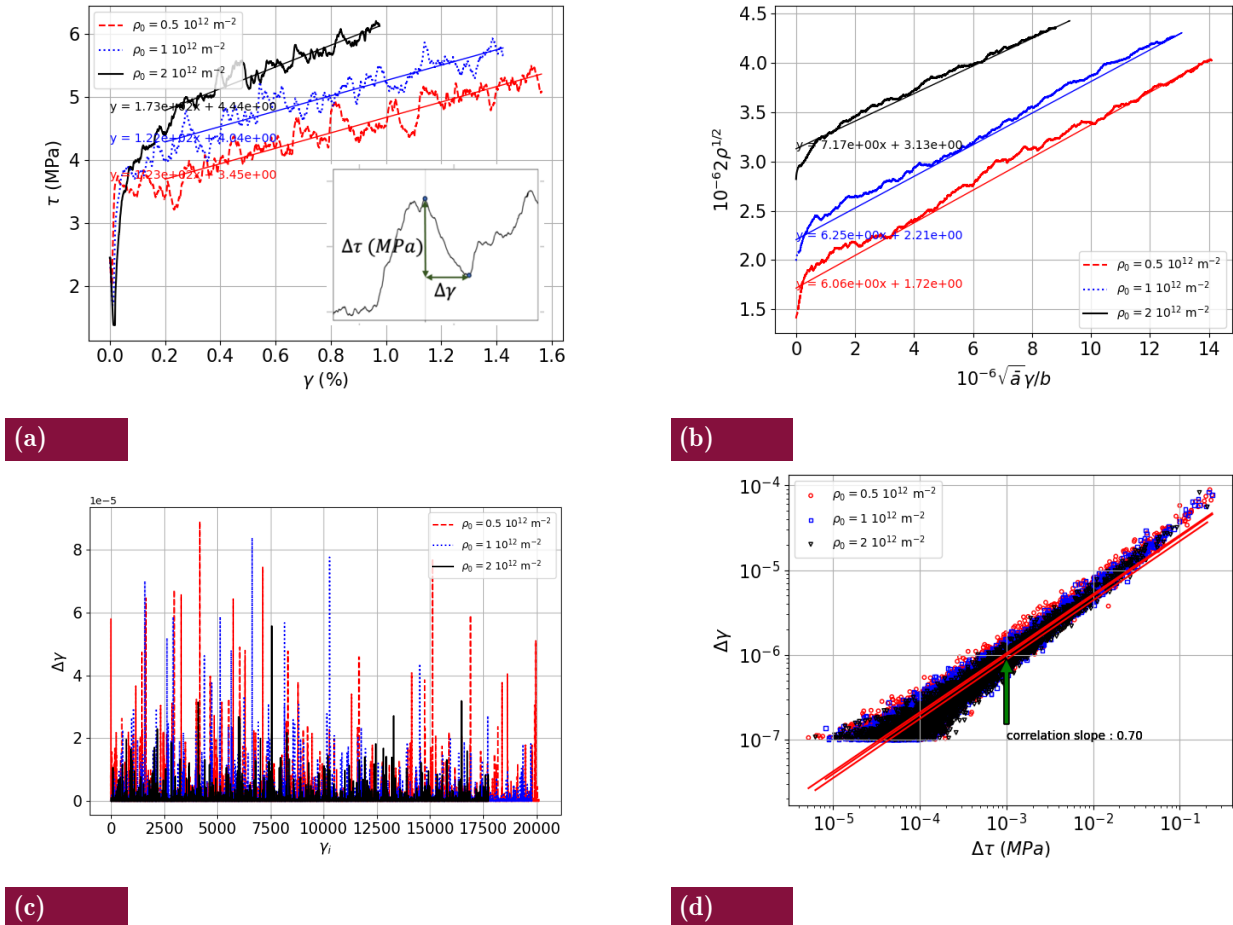
Le tableau 4.1 montre aussi des valeurs de taux d'écrouissage qui sont semblables pour l'ensemble de simulations. Le calcul des  $K_{hkl}$  dans le cas de nos simulations donne des valeurs voisines de celles identifiées par Devincere qui trouve  $K_{001}$  proche de 5.

$\rho_0$ ( $m^{-2}$ )	$0.5 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
$\theta \approx (\frac{\mu}{150})$	$\mu/123$	$\mu/122$	$\mu/173$
$K_{001}$	6.06	6.25	7.17

**Tab. 4.1** Tableau donnant les valeurs du taux d'écrouissage et du paramètre d'orientation  $K_{hkl}$  pour les trois densités initiales de dislocations

### 2.3 Séquences de déplacements des dislocations durant des avalanches

Maintenant que nous avons démontré le réalisme du comportement plastique moyen simulé, nous allons aborder la nature intermittente de l'activité des dislocations. La figure 4.1 (d) montre les chutes de contraintes ( $\Delta\tau$ ) en fonction des incréments de déformations ( $\Delta\gamma$ ) de chaque avalanche en échelle log-log pour les trois densités initiales de dislocations  $\rho_0$ . On remarque une forte corrélation entre ( $\Delta\tau$ ) et ( $\Delta\gamma$ ), qui s'étend sur quatre décades. Cette corrélation est de type  $\Delta\tau = A \cdot \Delta\gamma^c$  avec un paramètre  $c$  de 0.70. Il est intéressant de noter que cette corrélation ne dépend pas de la densité initiale de dislocations.



**Fig. 4.1** Simulations massives de DDD de la déformation en traction dans des monocristaux de cuivre selon [001], pour différentes densités de dislocations initiales  $\rho_0$ . (a) Évolutions correspondantes de la contrainte résolue  $\tau$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma = \sum_s \gamma^s$ . Encadré : zoom sur une variation soudaine dans la courbe contrainte-déformation, où l'on observe les incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et les chutes de contrainte  $\Delta\tau$  pour chaque avalanche. (b) Évolutions correspondantes de la densité de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$ . (c) Amplitude de chaque incrément de déformation  $\Delta\gamma$ . (d) Corrélation entre les Amplitudes des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et les amplitudes des chutes de contrainte  $\Delta\tau$ .

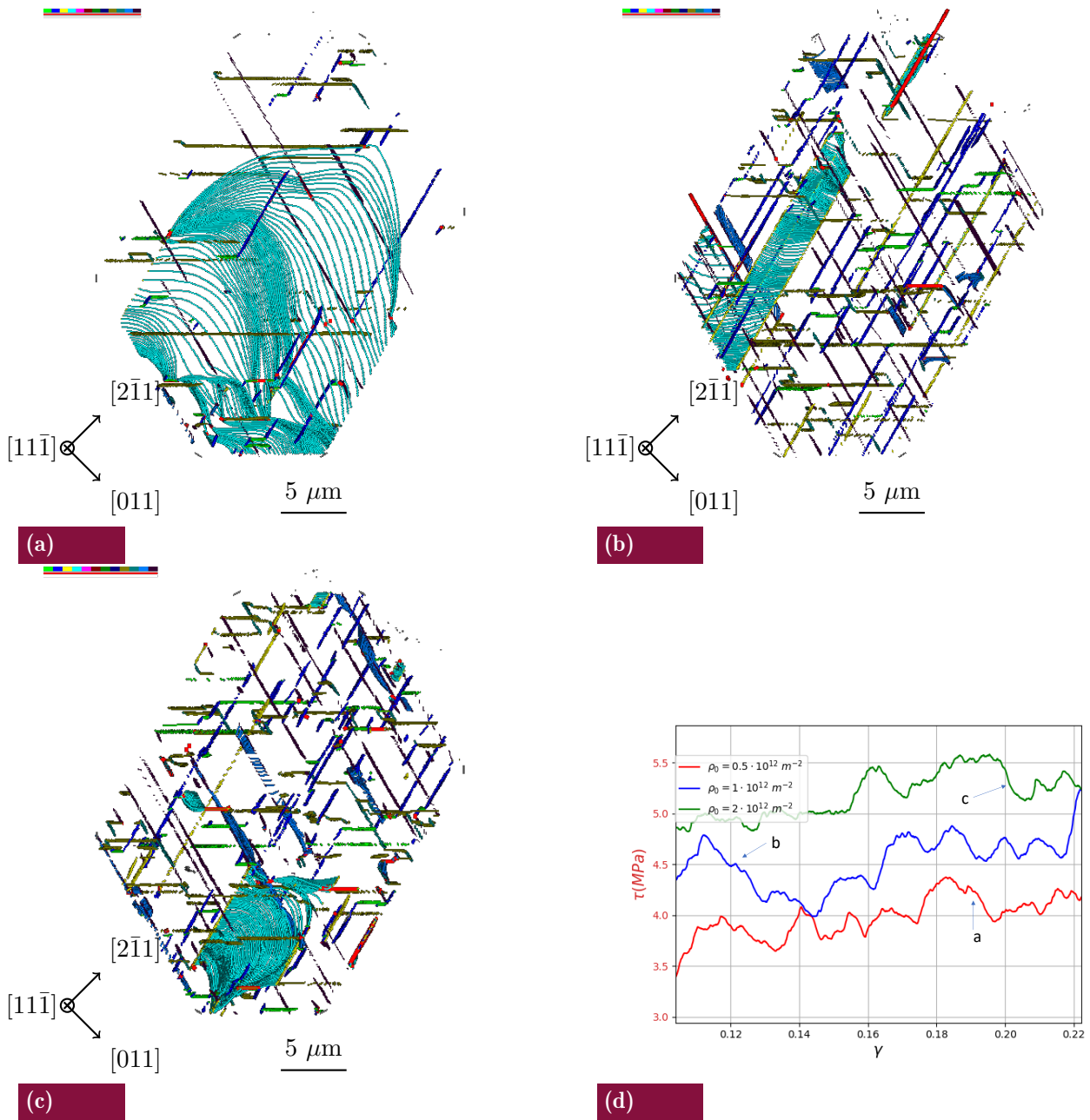
Pour les mêmes simulations, des séquences de mouvement de dislocations sur un des systèmes

primaires sont enregistrés et superposés afin de reconstruire le glissement d'une dislocation lors de l'avalanche sur le même intervalle précis de déformation. Ces séquences données figure 4.2 représentent des avalanches successives de dislocations qui se produisent dans le système de glissement  $s = 1/2[011](11\bar{1})$  pour les trois densités de dislocations initiales  $\rho_0$ .

Notre analyse se concentre sur l'un des quatre systèmes de glissement activés. Nous observons ici une lame mince de  $0.2 \mu\text{m}$  d'épaisseur, orientée par rapport au système considéré, avec le plan de glissement actif représenté par la couleur bleue. Un code couleur est fourni pour représenter les 12 systèmes de glissements dans le cas de structure CFC. Tout d'abord, on retrouve le comportement typique des dislocations CFC purs qui est contrôlé par les interactions entre dislocations et notamment les réactions (cf. partie bibliographique). Les jonctions, représentées en rouge, correspondent à la collision et à la recombinaison d'au moins deux dislocations de systèmes différents qui forment un nouveau segment. Comme cette recombinaison minimise l'énergie globale (élastique) de la configuration, il faut donc apporter plus d'énergie mécanique pour séparer les deux dislocations.

Pendant la déformation, les dislocations mobiles (en bleu) glissent et forment des jonctions avec les dislocations obstacles (toutes les dislocations qui appartiennent à d'autres systèmes de glissements). Les dislocations sont temporairement bloquées jusqu'à ce que la contrainte locale devienne suffisamment grande pour détruire la jonction. La destruction des jonctions se fait par un mécanisme de dézipage via le mouvement latéral des dislocations parentes. Lorsqu'une jonction est détruite, la dislocation bleue devient très longue et donc mécaniquement instable sous le chargement actuel ce qui déclenche une avalanche qui finit à nouveau par se bloquer jusqu'à ce qu'une nouvelle avalanche soit initiée ailleurs.

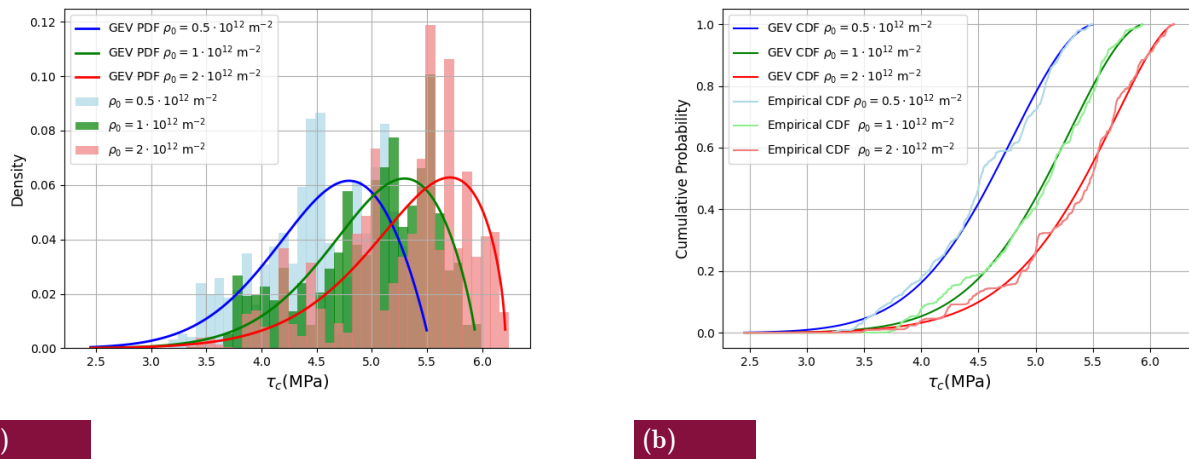
La figure 4.2(d) montre les courbes de traction correspondant aux descriptions qualitatives données en a, b et c. L'observation des microstructures de dislocations simulées met en évidence certaines différences et permet une comparaison qualitative entre les densités obstacles pour les trois simulations. Nous avons choisi des événements plastiques de taille similaire parmi les plus grands événements. La densité obstacle augmente et l'aire balayée par les dislocations semble diminuer quand la densité de dislocations initiale augmente. Par conséquent, la taille des avalanches dépend de la densité de dislocations.



**Fig. 4.2** Illustration d'avalanches de dislocations se produisant pour le système de glissement  $s = 1/2[011](11\bar{1})$  dans une simulation de traction selon  $[001]$ . Des configurations superposées, prises à intervalles de temps constants 2 ns, sont montrées dans un film mince de  $0,2 \mu\text{m}$  d'épaisseur contenant l'ensemble actif de plans de glissement  $(11\bar{1})$ , le système de glissement actif (lignes bleues) forment des jonctions (lignes rouges) avec Les systèmes de glissement forêt (autres couleurs). (a) (b) (c) correspondent respectivement a  $\rho_0 = 0.5 \times 10^{12} \text{m}^{-2}$ ,  $\rho_0 = 1 \times 10^{12} \text{m}^{-2}$ ,  $\rho_0 = 2 \times 10^{12} \text{m}^{-2}$  (d) représente la position de ces avalanches de dislocations sur la courbe de traction

### 2.4 Étude des contraintes d'initiation d'avalanches

La résolution de nos données de simulations permet de définir précisément la contrainte maximale appliquée qui est à l'origine d'une avalanche elle-même concomitante à la chute de contrainte. Il s'agit d'une contrainte critique, car la montée de contrainte précédent l'avalanche correspond à un chargement élastique du cristal (avec éventuellement des effets microplastiques comme l'augmentation de courbure des dislocations). A l'instant qui précède le déclenchement de l'avalanche la contrainte macroscopique appliquée  $\tau_a$  égale la contrainte de la configuration critique  $\tau_c$  de la microstructure de dislocations. Accéder à la distribution de configurations critiques de la microstructure est particulièrement intéressant pour comprendre les fluctuations des propriétés de dislocations qui contrôlent la localisation de la plasticité, la rupture ou la sensibilité à la vitesse (cf. chap. suivant).

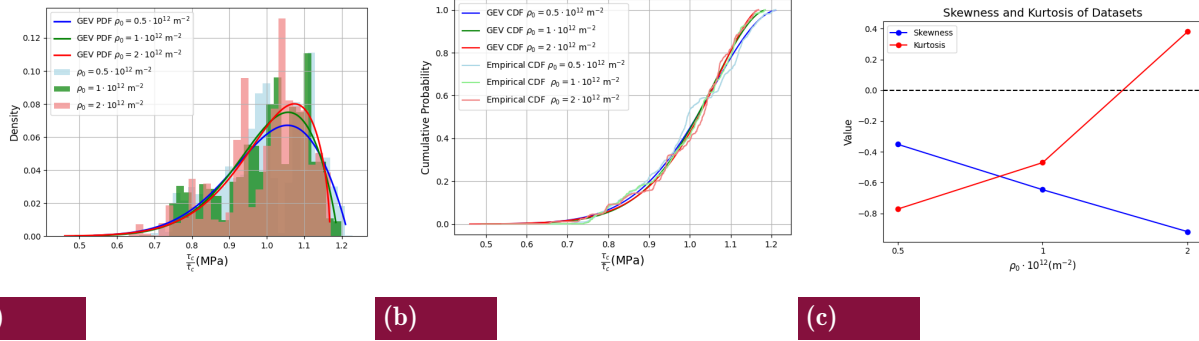


**Fig. 4.3** (a) La fonction de densité de probabilité (PDF), (b) la fonction de répartition cumulative (CDF) des contraintes critiques  $\tau_c$  des trois densités initiale de dislocation

Les configurations critiques activées correspondent certainement à des minima d'une distribution sous-jacente. En supposant que les évènements critiques sont identiques et indépendants (hypothèse forte), le théorème de Fisher–Tippett–Gnedenko [Fré27; FT28] indique que la distribution de  $\tau_c$  devrait converger vers une loi d'extremum généralisé. À partir des courbes contrainte-déformation, une étude statistique des contraintes critiques  $\tau_c$  a été réalisée. Les distributions sont relativement bien définies comparé aux rares tentatives de la littérature [Ber25], avec une distribution qui se resserre, un maximum qui croit, une moyenne qui se décale vers les valeurs de  $\tau_c$  plus élevées quand la densité initiale augmente.

Comme le montre les figures (a) et (b), les valeurs des contraintes critiques  $\tau_c$  pour les trois densités de dislocations initiales ne sont clairement pas Gaussienne mais semblent suivre une distribution décrite par le théorème des valeurs extrêmes (EVT). Cette distribution asymétrique, avec une longue queue à gauche, suggère une concentration de valeurs extrêmes plus importantes du côté des valeurs élevées de  $\tau_c$ . Cette tendance semble s'accroître quand la densité de dislocation initiale augmente. Berta et al trouvent pour les cissons critiques une distribution de Weibull mais la détermination des valeurs de  $\tau_c$  dans les sous domaines est discutable [Ber25].

Notre analyse statistique ne se limite pas à la moyenne et à l'écart type des contraintes critiques, mais inclut également des moments plus élevés des distributions : le skewness (asymétrie) et le kurtosis (aplatissement) cf partie 8. Ces deux mesures décrivent la forme de la distribu-



**Fig. 4.4** (a) La fonction de densité de probabilité (PDF), (b) la fonction de répartition cumulative (CDF) des contraintes critiques divisées par la contrainte moyenne. (c) correspond à la valeur de skewness le Troisième moment de la distribution et le kurtosis le le Quatrième moment de la distribution des  $\frac{\tau_c}{\bar{\tau}_c}$  des trois densités initiale de dislocations

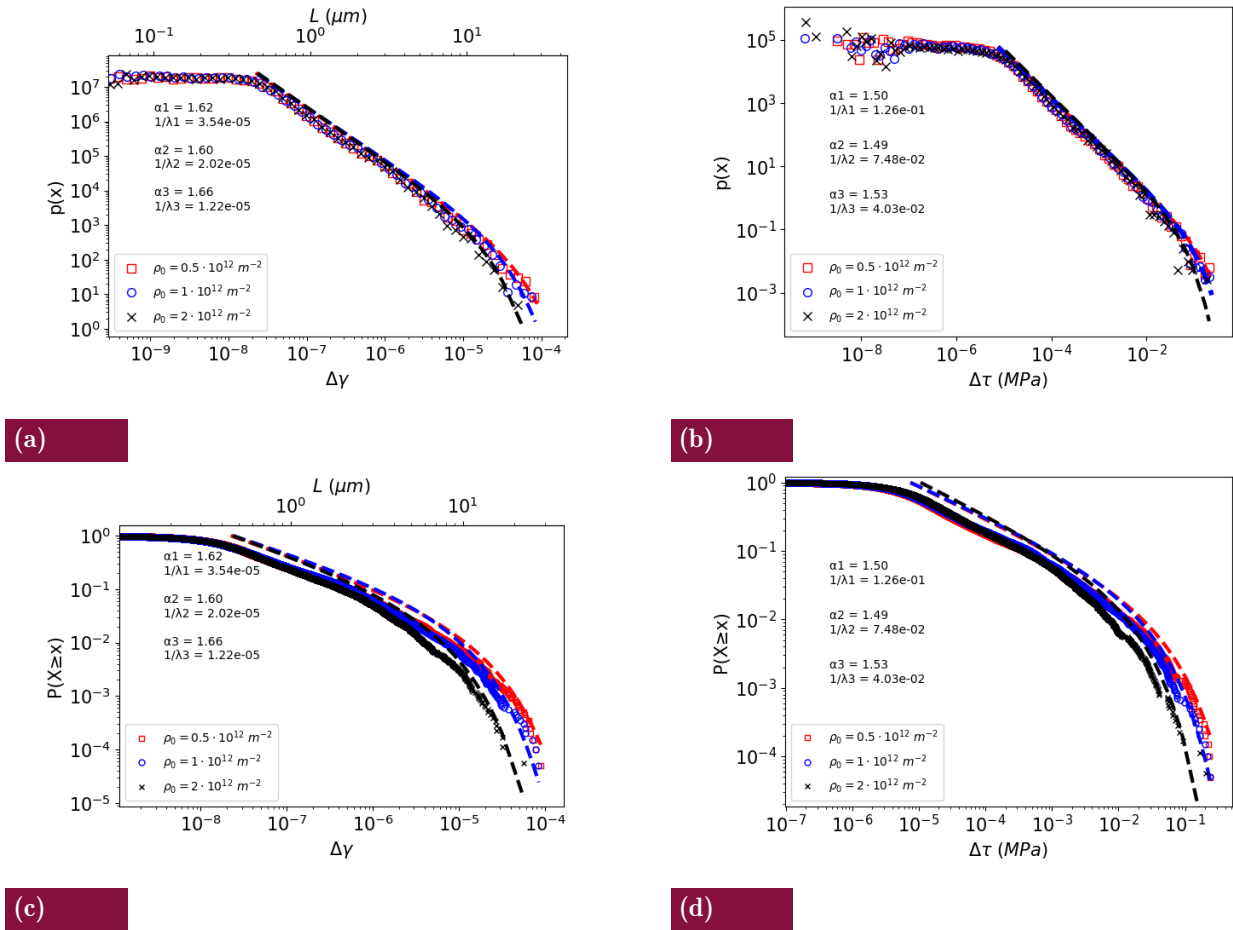
tion, fournissant des informations sur sa symétrie et la concentration de ses valeurs extrêmes par rapport à une distribution normale. La figure 4.4(c) montre l'évolution de ces paramètres en fonction de  $\rho_0$ . L'asymétrie est croissante et la concentration des valeurs extrêmes augmente avec la densité initiale de dislocations. Les similitudes entre les PDF des trois simulations indépendantes sont frappantes et on peut se demander si elles ne dérivent pas d'une distribution unique. Les PDF ou CDF pour  $\tau_c$  ont été normalisées par la contrainte critique moyenne globale  $\bar{\tau}_c$ , et les résultats sont présentés figure 4.4, (a) et (b). Les distributions 'normalisées' par  $\bar{\tau}_c$  convergent clairement vers une unique distribution.  $\bar{\tau}_c$  suit lui-même le principe de similitude,  $\propto \mu b \sqrt{\rho}$  ce qui démontre que le comportement moyen, mais aussi les configurations critiques des dislocations semblent suivre la relation de dimensionnalité classique en fonction de  $1/\sqrt{\rho}$ . À notre connaissance, ceci n'avait jamais été démontré par simulation 3D.

## 2.5 Statistique d'avalanches de dislocations

Dans ce qui suit, nous menons une analyse des avalanches de dislocations et nous confirmons que les distributions des chutes de contrainte et des incréments de déformation dues aux avalanches dans les matériaux CFC suivent une loi puissance avec des exposants proches de ce qui est rapporté dans la littérature.

Les figures 4.5 (a) et (c) représentent la fonction de densité de probabilité et la fonction de répartition complémentaire cumulative des incréments de déformations  $\Delta\gamma$  et les figures 4.5 (b) et (d) représente la PDF et la CCDF des chutes de contraintes  $\Delta\tau$  pour les trois densités de dislocations initiales. La PDF permet de bien identifier le régime en loi puissance, la CCDF apporte une meilleure vision du cut-off et est indépendante de l'échantillonnage [CSN09].

Le modèle utilisé pour identifier et donner des valeur quantitatifs des distributions d'incrémentes de déformation est une loi puissance tronquée par une exponentielle décroissante de la forme  $p(\Delta\gamma) = A(\Delta\gamma)^{-\alpha\gamma} \exp\left(-\frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_{max}}\right)$ . Dans les lignes qui suivent, l'intégration de  $p(x)$  donne la loi de répartition ou loi cumulée notée  $P(x)$ . Nous utiliserons un modèle similaire pour les chutes de contrainte. Nous estimerons les paramètres de la loi de probabilité au sens du maximum de vraisemblance (MLE) proposée par Clauset et al [CSN09] et incrémentée par [ABP14] dans un code python. À partir de l'analyse MLE et des lois de puissance tronquées correspondantes, nous calculons  $P(x)$  par intégration de  $p(x)$ . Nous obtenons  $P(x) \propto \Gamma(1 - \alpha, \lambda x)$ , où  $\Gamma$



**Fig. 4.5** Impact de la densité de dislocation initiale sur les statistiques d'avalanches de simulations [001]. (a) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des incréments de déformation  $x = \Delta\gamma$  et du libre parcours moyen des dislocations  $L(\mu m)$ . (b) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des chutes de contrainte  $x = \Delta\tau$ . (c) Fonction de répartition complémentaire cumulative (CCDF) des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et du libre parcours moyen des dislocations. (d) Fonction de répartition complémentaire cumulative (CCDF) des chutes de contrainte  $\delta\tau$  pour les trois densités initiales de dislocations  $\rho_0$ .

est la fonction gamma incomplète et  $\lambda = 1/\Delta\gamma_{max}$  une constante non universelle de la fonction de coupure  $f(x)$ .

Nos ajustements permettent d'estimer de manière automatisée le paramètre d'échelle  $\alpha$  qui se situe entre 1.6 et 1.7 et qui semble indépendant des densités initiales de dislocations. Nos distributions présentent clairement des coupures aux petits événements  $\Delta\gamma_{min}$  et grands événements, visibles sur les CCDF, plus sensibles à ces effets. Nous justifierons, par la suite, pourquoi nous modélisons les coupures par une exponentielle décroissante, caractérisée par un paramètre  $\lambda$  avec  $\lambda = \frac{1}{\Delta\gamma_{max}}$ .  $\Delta\gamma_{max}$  n'est pas l'évènement le plus grand mais un paramètre de convergence vers une probabilité nulle quand l'évènement devient grand.

Pour donner une idée de la taille des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  dans nos simulations, nous définissons une longueur  $L$  semblable au libre parcours d'une avalanche individuelle (dont

la moyenne devrait converger vers le fameux libre parcours moyen selon l'idée de Kubin et al [DHK08]). À partir de la relation d'Orowan  $\delta\gamma = L^2b/Vol$ , nous pouvons écrire  $\sqrt{\frac{\Delta\gamma Vol}{b}} = L$  avec  $Vol$  le volume de simulation. Ici, les plus petits événements ont une taille de  $(0.3 \mu m)^2$  et correspondent certainement à des mouvements individuels de segments de dislocation (voir section suivante). Les plus gros événements ont une taille de  $(30 \mu m)^2$ . Il s'agit de gros événements, rarement rapportés dans la littérature DDD 3D.  $L$  est 3 fois plus grands que la dimension des boîtes de simulations. Ces événements sont toutefois plus petits que la dimension du plan maximum étendu associé à la géométrie de boîte choisie (cf. chap. méthodologie) qui est de l'ordre de  $100 \mu m$ . Cela démontre donc que la géométrie de nos boites de simulations permet de capturer la limite naturelle des avalanches de dislocations.

Le cut-off maximum  $\Delta\gamma_{max}$  diminue avec la densité de dislocations. Ceci a été aussi vu dans les simulations DDD-2D par Zaizer, [Zai08b] ou lors d'essais sur micropiliers à différents taux de déformation [SM18; Dim06; BKG08], avec une physique différentes dans ces deux cas. La diminution du  $\Delta\gamma_{max}$  avec la densité de dislocations a également été proposée pour expliquer la diminution de la contribution discrète des signaux d'émission acoustique signe de la plasticité *sauvage* au cours d'essais cycliques [Wei15; Wei21b].

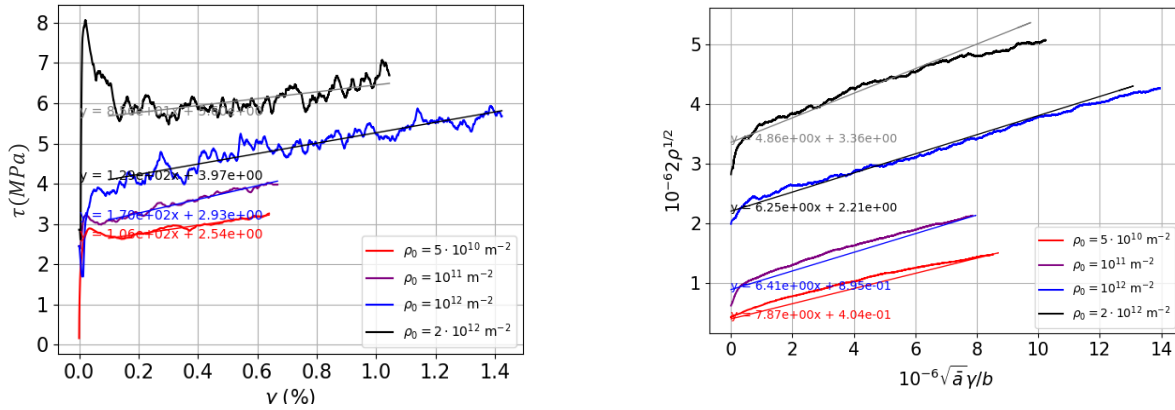
## 2.6 Étude de l'influence de la densité de dislocations sur la statique d'avalanche avec des boîtes homothétiques

Afin d'analyser plus finement l'influence de la densité initiale de dislocations  $\rho$ , rappelons que, comme montré dans la section 2.5, une variation relativement faible de  $\rho$  sur une décade et demie modifie déjà la statistique des avalanches, en particulier les valeurs de coupure des distributions. Par ailleurs, accroître la densité initiale de dislocations sans modifier la taille de la boîte ni la discrétisation entraîne une augmentation du coût numérique de la simulation, qui évolue en  $N \log(N)$ , où  $N$  désigne le nombre de segments considérés. Pour pallier ce problème une stratégie classique est d'utiliser des boites de simulations homothétiques. Si on modifie le paramètre  $a$  du réseau de simulation la longueur des lignes dislocation variera proportionnellement à  $a$ , le volume à  $a^3$  et la densité à  $1/a^2$ . A partir d'une densité de référence  $10^{12} \text{ m}^{-2}$  nous avons modifié le paramètre du réseau de simulation sans modifier la vitesse de déformation. Nous obtenons des densités de dislocations qui vont de  $5 \cdot 10^{10}$  à  $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$  sur plus de 3 décades). Cette méthode permet de tester l'influence de la densité de dislocations initiale avec une boîte de simulation unique. La densité initiale de dislocations et le volume de la boîte de chaque simulation sont présentés dans le tableau ci dessous 4.2. Les autres conditions restent identiques à celles qui sont utilisées dans la partie 2.1.

$\rho_0 \text{ (m}^{-2}\text{)}$	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
$volume \text{ (}\mu\text{m}^3\text{)}$	$44.72^3$	$31.62^3$	$10^3$	$7.071^3$

**Tab. 4.2** Tableau donnant les valeurs de volume et des densités initiales de dislocations des simulations mises à l'échelle par un facteur d'homothétie  $a$

Les résultats de simulations étant très semblables aux précédents, cette section discutera seulement des différences observées. Les courbes densité-déformation sont données figure 4.6. Les contraintes d'écoulement variant avec la densité de dislocations en respectant la relation de Taylor [FBZ80]  $\tau_c^i = \mu b \sqrt{\sum a_{ij} \rho_j}$ . L'écrouissage très visible est bien indépendant du choix de densité initiale (sauf dépendance logarithmique des coefficients d'interaction  $a_{ij}$ ).



(a)

(b)

**Fig. 4.6** Évolution des paramètres de microstructure (a) Évolutions correspondantes de la contrainte résolue  $\tau$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  pour les quatre densités initiales  $\rho_0$ . (b) Évolutions correspondantes de la densité de dislocations  $\rho(t)$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  pour quatre densités initiales  $\rho_0$   $5 \cdot 10^{10}$   $1 \cdot 10^{11}$   $1 \cdot 10^{12}$   $2 \cdot 10^{12}$

Pour une densité initiale de  $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$  on observe un pic d'activation due à la sur-contrainte nécessaire pour activer les boucles de faible longueur avec  $\frac{1}{\sqrt{\rho_0}}$  ( $0.7 \mu\text{m}$  dans le cas de la densité initiale de dislocations de  $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$ ).

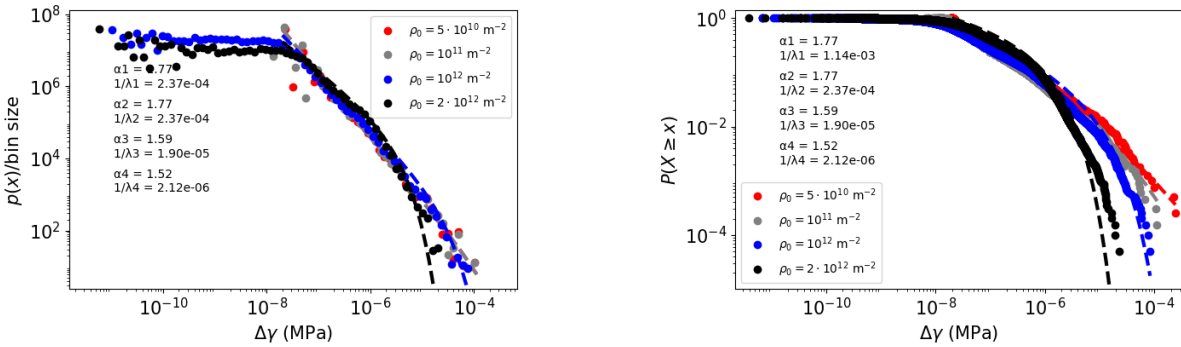
La figure 4.6 (b) présente l'évolution de la densité de dislocations de quatre simulations pour lesquelles la densité initiale varie sur près de trois décades entre  $5 \cdot 10^{10}$  et  $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$ . Le taux d'écroissance et le taux de stockage ont été estimés en ajustant un modèle linéaire sur la partie plastique des courbes de contrainte-déformation et sur les courbes densité-déformation. L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 4.3. On retrouve un accord autant qualitatif et quantitatif avec la littérature expérimentale et DDD sur monocristaux ( $\theta \approx \frac{\mu}{150}$  et  $K \approx 5$ ).

$\rho_0 \text{ (m}^{-2}\text{)}$	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
$\theta \approx (\frac{\mu}{150})$	$\mu/106$	$\mu/170$	$\mu/129$	$\mu/85.2$
$\frac{d\rho}{d\gamma}$	0.13	0.15	0.12	0.15
$K_{hkl}$	7.6	6.4	6.25	4.86

**Tab. 4.3** Valeurs du taux d'écroissance, du taux de stockage et du paramètre d'orientation  $K_{hkl}$  pour les quatre densités initiales de dislocations

Nous pouvons à présent étudier les statistiques d'avalanches dans ce jeu de simulations à boîtes homothétiques. La figure 4.7 représente la fonction de distribution complémentaire (CCDF) des incréments de déformation ( $\Delta\gamma$ ). Ces nouveaux résultats confirment les signatures statistiques déjà trouvées mais de plus exacerbent les effets discutés précédemment. Les incréments de déformation sont distribués selon une loi puissance de type  $P(\Delta\gamma) = (\Delta\gamma)^{-\alpha_\gamma} \exp(-\frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_{max}})$  avec un terme exponentiel décroissant qui décrit les cut-off. L'exposant critique  $\alpha_\gamma$  varie entre 1.5 et 1.7. Le cut-off se décale largement vers la gauche à mesure que la densité de dislocations augmente. A l'opposé, à faible densité  $\rho_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$ , un cut-off avec

décroissance exponentielle est à peine visible.



(a)

(b)

**Fig. 4.7** (a) La fonction de densité de probabilité et (b) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des incréments de déformation  $\delta\gamma$  pour des simulations avec une densité initiale de dislocation de  $5 \cdot 10^{10}$  à  $2 \cdot 10^{12}$ . Les figures donnent également les valeurs quantitatives de nos modélisations en loi puissance tronquée par une exponentielle décroissante.

On observe des évènements de très grande taille. Le libre parcours des dislocations associé à ces grands évènements est estimé à partir de la relation 2.5 et les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.4 ci-dessous.

$\rho_0$ ( $m^{-2}$ )	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
$L_{max}$ ( $\mu m$ )	444.08	179.48	27.92	14.36

**Tab. 4.4** Tableau donnant les valeurs du libre parcours moyens des gros évènements pour les 4 densités initiales de dislocations

$L_{max}$  diminue avec l'augmentation de la densité initiale de dislocations passant d'un libre parcours de  $400 \mu m$  pour une densité initiale de dislocations  $\rho_0$  de  $5 \cdot 10^{10} m^{-2}$  à un libre parcours de  $14 \mu m$  pour la densité initiale de  $\rho_0$  de  $2 \cdot 10^{12} m^{-2}$  ce qui correspond à deux fois la taille de la boîte.

En résumé,

- Les statistiques d'avalanches montrent l'existence d'un régime en loi puissance sur 2 à 5 décades mieux délimité que dans la littérature.
- L'exposant est indépendant de la densité de dislocations vaut 1.6-1.7 pour  $\Delta\gamma$  en accord avec la littérature [DHK08 ; DK10b] et 1.5 pour  $\Delta\tau$ .
- $\Delta\gamma$  et  $\Delta\tau$  sont corrélés avec un exposant  $c = 0.7$ , ce paramètre est indépendant de la densité de dislocation. Nous nous focaliserons alors sur les statistiques en  $\Delta\gamma$ .
- Les cut-off minimum  $\Delta\gamma_{min}$  sont constants de l'ordre de  $10^{-8}$ .
- Le cut-off maximum  $\Delta\gamma_{max}$  diminue avec la densité de dislocations en accord avec les observations expérimentales [SM18 ; Dim06 ; Zai08b ; BKG08 ; Wei15 ; Wei21b] Nous allons chercher par la suite à explorer ce comportement

Le fait que  $\Delta\gamma_{max}$  diminue avec la densité de dislocations a deux conséquences importantes qui n'ont jamais été discutées à notre connaissance. i) Au cours de la déformation, la densité de dislocations évolue, donc les statistiques ci-dessus sont les résultats d'une moyenne de PDF qui évolue avec la déformation. Ceci pourrait expliquer les formes plus rondes des distributions parfois obtenues dans la littérature. ii) Il est raisonnable de penser que l'augmentation de la densité initiale contribue à l'augmentation de la densité d'obstacles et fait croître la probabilité de stopper les avalanches. Mais dans une microstructure, les différents systèmes ne voient pas la même densité d'obstacles. Une question se pose alors, de la densité de quel système dépend  $\Delta\gamma_{max}$ ? C'est ce à quoi nous cherchons à répondre dans ce qui suit.

## 2.7 Contribution de chaque système de glissement dans la statistique d'avalanches

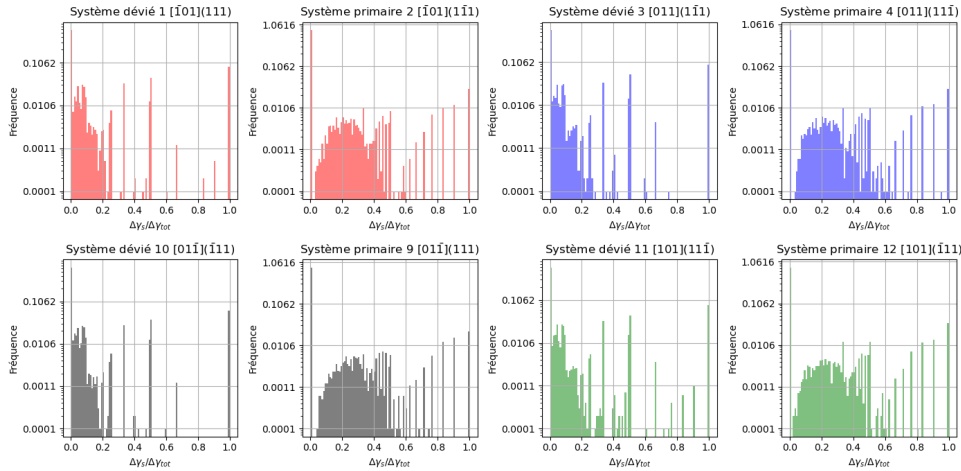
On sait que le libre parcours moyen des dislocations se réduit à mesure que la densité de dislocations d'obstacles augmente. On définit cette densité d'obstacles comme étant la densité des dislocations ancrées. Cette densité d'obstacles est relative au système de glissement activé  $s$  dans laquelle l'avalanche  $a$  est déclenchée et dépend du bilan des densités de dislocations de tous les autres systèmes  $j \neq s$ .

Dans cette partie, on a réalisé une étude sur la contribution individuelle des systèmes de glissement aux avalanches de dislocations. On se focalise sur le cas d'une simulation et une densité initiale de dislocations de  $2 \cdot 10^{12} \text{m}^{-2}$  avec une orientation de traction suivant [001].

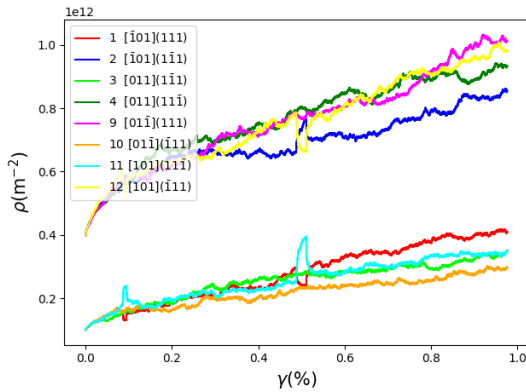
Comme pour la partie 2.5 une étude de la distribution des incréments de déformations sur l'ensemble des systèmes  $\Delta\gamma_{tot}$  est menée afin de la comparer aux distributions des incréments de déformation sur chaque système. La distribution des  $\Delta\gamma^i$  suivent une loi puissance avec un exposant critique compris entre 1.5 et 1.7 voisin de l'exposant de la distribution globale. On remarque néanmoins des différences entre les distributions suivant la nature du système. Les avalanches produites dans les systèmes primaires s'étendent de  $10^{-8}$  à  $5 \cdot 10^{-6}$  alors que celles produites dans leurs systèmes de glissement déviés s'étendent de  $2 \cdot 10^{-7}$  à  $2 \cdot 10^{-5}$ . De ce fait une avalanche de taille  $S$  a une plus grande probabilité de se produire dans un système de glissement primaire que dans un système de glissement dévié correspondant. On constate que les cut-off dépendent des systèmes de glissement actifs dont les dislocations traversent des densités de forêt différentes (cf. Fig.4.9).

La figure 4.10, permet de vérifier que la distribution de la somme des avalanches sur tous les systèmes se superpose à la distribution globale. L'avalanche totale enregistrée à l'instant  $t$  vient de la contribution de toutes les avalanches produites dans l'ensemble des systèmes de glissement et  $P(\Delta\gamma_{tot}) = P(\sum_s \Delta\gamma_s)$ . Par contre on vérifie aussi que  $P(\Delta\gamma_{tot}) \neq \sum_s P(\Delta\gamma_s)$  ce qui indique que les événements ne sont pas indépendants. Les événements plastiques des systèmes sont corrélés entre eux comme Akhondzadeh a pu le montrer lors d'une étude d'activité globales des systèmes, [Akh21]. La figure 4.11 montre la corrélation des avalanches  $\Delta\gamma_s$  et  $\Delta\gamma_d$  associées respectivement au système primaire  $[\bar{1}01](1\bar{1}1)$  et à son système dévié  $[\bar{1}01](111)$ . La corrélation entre le même système primaire et l'ensemble de tous les autres systèmes existe mais elle est plus faible. Ce résultat est surprenant car le facteur de Schmid est identique pour les huit systèmes. De plus, on observe dans nos simulations qu'une avalanche sur un système primaire entraîne avec elle de courts segments déviés ou superjogs déjà présents. Cela qui semble signifie qu'il y a un phénomène d'exclusion de l'activité du système dévié quand le primaire est actif.

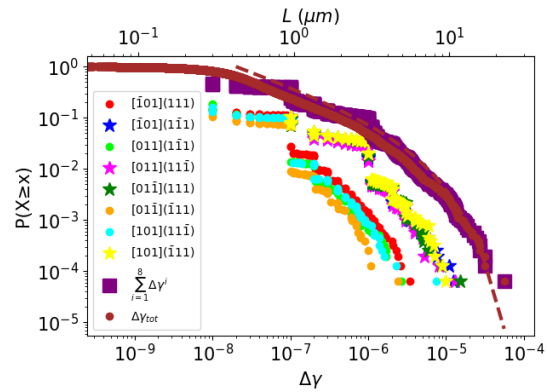
Considérons l'avalanche  $\Delta\gamma_{tot}$  somme sur les systèmes  $s$  des avalanches  $\Delta\gamma_{tot} = \sum_s |\Delta\gamma_s^i|$ . A noter que l'utilisation des valeurs absolues n'est utilisée que pour ce qui va suivre pour éviter la compensation entre contributions de systèmes avec des signes opposés. La figure 4.8 donne



**Fig. 4.8** Histogrammes des contributions des 4 systèmes primaires et des 4 systèmes déviés pour une sollicitation suivant l'orientation [001] dans les avalanches de dislocations.

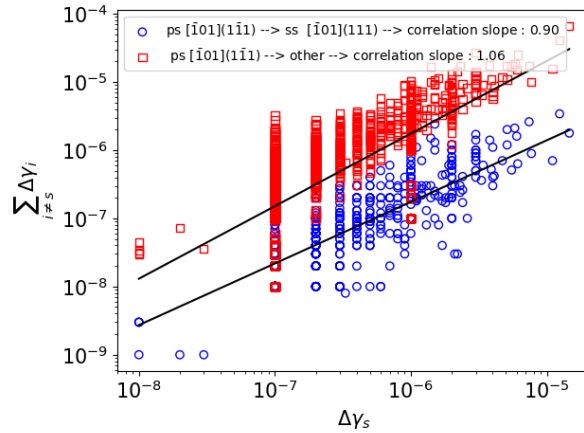


**Fig. 4.9** Évolution de la densité de dislocations en fonction de la déformation dans chaque système de glissement pour une sollicitation suivant l'orientation [001]



**Fig. 4.10** Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et du libre parcours des dislocations dans chaque système de glissement

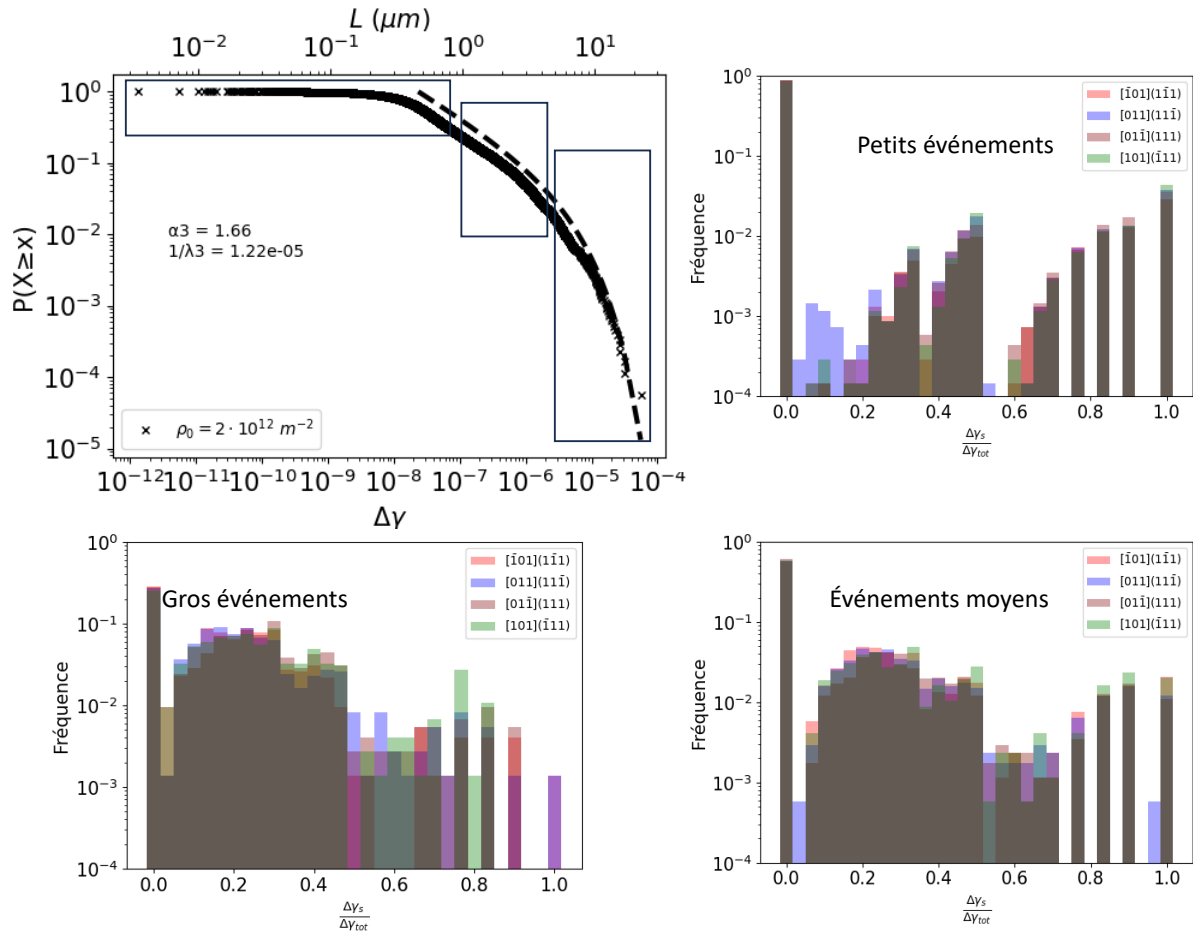
les histogrammes des contributions relatives  $c_{sa} = \left| \frac{\Delta\gamma_s^i}{\Delta\gamma_{tot}} \right|$  de chaque système de glissement. Les valeurs de  $c_{sa}$  sont comprises entre [0-1]. Si  $c_{sa}$  est égale à 0 le système de glissement  $s$  ne contribue pas à l'avalanche et si  $c_{sa}$  est égale à 1 le système de glissement  $s$  contribue à 100% à l'avalanche  $i$ . Les résultats indiquent une contribution marquée des systèmes primaires à l'incrément de déformation totale avec des valeurs qui s'étendent entre 0 et 50%. On distingue pour les systèmes primaire un maximum vers 25% ( $\approx 1/n$  avec  $n$  le nombre de primaires actifs qui se partagent la grande majorité de la déformation). Pour les systèmes déviés les histogrammes indiquent une contribution plus faible à l'incrément de déformation total dans un intervalle plus



**Fig. 4.11** Corrélation des avalanches entre systèmes de glissement : (rouge) corrélation des avalanches qui appartiennent au système de glissement  $[\bar{1}01](1\bar{1}1)$  et celle appartenant aux système dévié  $[\bar{1}01](111)$ . (Bleu) corrélation des avalanches appartenant au système  $[\bar{1}01](1\bar{1}1)$  et celle appartenant à tous les autres systèmes de glissement sauf le système dévié  $[\bar{1}01](111)$  (les résultats sont identiques pour les quatre systèmes primaires)

étroit situé entre 0 et 30%. Ces contributions sont en accord avec l'activité globales des systèmes et l'évolution des densités de dislocations de chacun d'eux représentée dans la figure 4.9. Il existe un facteur 4 entre l'évolution de la densité de dislocations dans les systèmes primaires et les systèmes déviés. Rappelons que ce choix de configuration initiale garantie le bon stockage suivant  $[001]$

Nous analysons maintenant la contribution des systèmes de glissement aux incréments de déformation totale en faisant intervenir leur taille. Nous définissons trois catégories, les petits évènements plastiques  $\Delta\gamma < 2.10^{-7}$ , les avalanches intermédiaires pour lesquelles le régime est en loi puissance  $2.10^{-7} < \Delta\gamma < 3.10^{-6}$  et les plus grosses avalanches,  $\Delta\gamma > 3.10^{-6}$ , figure 4.12. Les histogrammes montrent un nombre non négligeable de cas où des systèmes de glissement ne contribuent pas à l'incrément de déformation globale quel que soit sa taille, ( $c_{sa} = 0$ ). On constate aussi, pour des évènements de taille petite ou intermédiaire, que certains systèmes de glissement contribuent seuls à l'incrément de déformation totale ( $c_{sa} = 1$ ). Pour les grands évènements il est rare qu'un système contribue seul. Entre ces extrêmes, l'histogramme des petits évènements comporte des zones discontinues avec des maxima à  $c_{sa} = 30\%$ ,  $50\%$  et  $70\%$  séparés par des zones de faible contribution. Pour les grosses avalanches on observe une continuité sur l'ensemble de l'histogramme avec peu de cas de systèmes de glissement inactifs. La plupart des grands évènements plastiques sont constitués d'activités concomitantes sur tous les systèmes de glissement, avec un pic autour de  $c_{sa} \approx 20 - 25\%$ . Les évènements intermédiaires se répartissent de façon similaire aux grands évènements. Les évènements moyens et grands auxquels l'ensemble des systèmes de glissement contribuent au long de l'essai, qu'ils soient activés par la contrainte extérieure ou par l'activité d'une région adjacente, correspond bien à l'image qu'on se fait des avalanches.

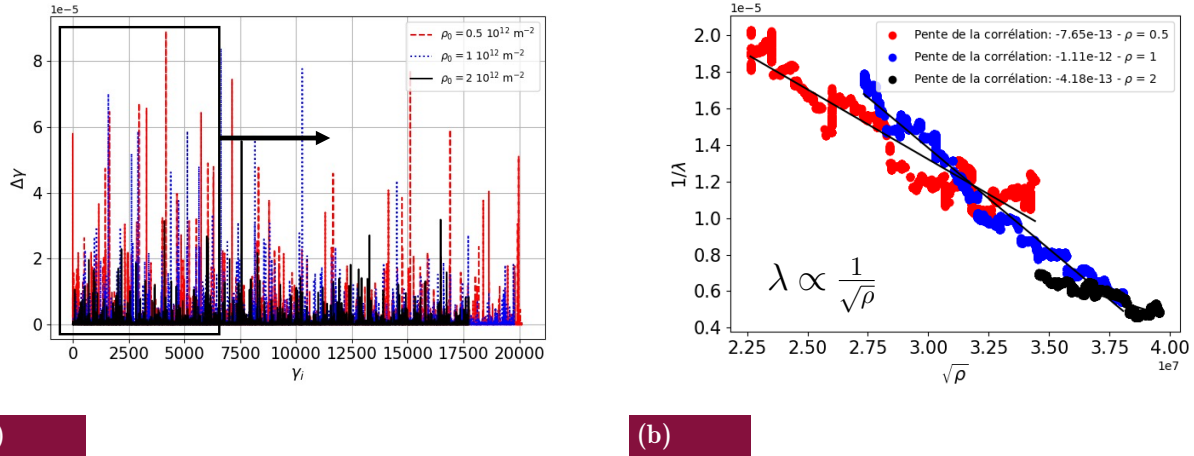


**Fig. 4.12** Séparation des évènements plastiques en trois catégories de tailles. Histogrammes des contributions des systèmes de glissements aux avalanches en fonction de leurs tailles avec les catégories de petits, moyens et gros évènements. Les simulations correspondent à une  $[001]$  avec densité initiale de dislocation de  $10^{12}$ .

## 2.8 Loi d'échelle quantitative du cut-off des avalanches

Nous avons vu que le cut-off des distributions d'avalanches se décale vers la gauche quand la densité de dislocation augmente cette même densité de dislocations augmente avec la déformation simulée. Pour capturer cet effet au cours de la simulation, nous calculons des statistiques d'avalanches sur une fenêtre glissante de taille finie, fig. 4.13. Nous supposons une densité de dislocations constante sur chaque fenêtre. Nous avons vérifié que la taille de la fenêtre n'impacte pas de plus de 10 % les paramètres décrivant la statistique. Grâce à la grande quantité de données de simulation, les statistiques d'avalanche sur une fenêtre reste bien définie. On constate que la probabilité des grands évènements décroît à mesure que la fenêtre se déplace vers les grandes déformations. Le paramètre  $\lambda$  qui caractérise le cut-off dans la loi  $P(\Delta\gamma) \propto (\Delta\gamma)^{-\alpha_\gamma} \exp(-\lambda\Delta\gamma)$  est ajusté sur les données de simulation par la méthode du maximum de vraisemblance.

À l'aide des équations de la plasticité cristalline on établit que  $\Delta\gamma_{max} \propto b\sqrt{\rho_{obs}}$ . Nous avons testé cette corrélation. La figure 4.13 montre le tracé de  $\frac{1}{\lambda}$  en fonction de la densité d'obstacle  $\sqrt{\rho_{obs}}$  calculée sur chaque fenêtre pour les trois simulations. Comme attendu, nous constatons



**Fig. 4.13** Estimation de la probabilité que les gros événements apparaissent. (A) Illustration de la procédure de fit avec fenêtre glissante. (b) Évolution du paramètre  $\lambda$  dans la partie exponentielle de la distribution en fonction de la densité d'obstacle dans les 3 simulations avec des densités initiales de dislocation de  $0.5, 1, 2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ .

une variation proportionnelle de  $\frac{1}{\lambda} = \Delta\gamma_{max}$  en fonction de  $\sqrt{\rho_{obst}}$  avec une pente négative. Nous obtenons la même corrélation en choisissant différentes tailles de fenêtres (cf. annexes 2).

Cette loi d'échelle quantitative est cohérente avec la loi qualitative proposées par Csikor et collab à partir de résultats expérimentaux et de simulations [Csi07] :

$$\Delta\gamma_{max} \propto \frac{bE}{D(\theta + M)} \quad (4.1)$$

La longueur  $D$  associée à la microstructure peut reproduire l'effet que nous venons de tester. Le principe de similitude suggère que  $D \propto 1/\sqrt{\rho}$  ce qui est donc en accord avec nos résultats.

On peut justifier qualitativement à posteriori le choix de modélisation du cut-off. Nos simulations montrent que le cut-off décroît à mesure que la densité d'obstacles augmente. Les obstacles sont essentiellement des collisions pour le cuivre pur. Sills et collab. [Sil18] suggèrent que les interactions suivent un processus de Poisson à 1D, dont la PDF est exponentielle décroissante. Ainsi le cut-off exponentiel décroissant est justifié par un processus physique. Cette loi nous permettra de modéliser la distribution d'avalanches à l'échelle macroscopique et d'interpréter mieux les résultats expérimentaux de la littérature ou ceux présentés dans ce manuscrit.

### 3 Influence de l'orientation sur la statistique d'avalanches de dislocations

L'étude présentée dans la section précédente (2) a montré l'impact de la densité de dislocations sur la statistique des avalanches dans le cas du cuivre monocristallin déformé suivant [001]. Cette étude souligne l'influence notable de la densité obstacles sur la dynamique des dislocations ainsi que le rôle de chaque système de glissement dans le comportement plastique du cuivre. Différents modes de déformations conduisent à des interactions et des microstructures différentes. Comment se comporte la statistique d'avalanches quand d'autres systèmes de glissements actifs interagissent ? Des études montrant l'impact de l'orientation de l'axe de traction sur les signatures statistiques des avalanches sont peu nombreuses et contradictoires. Devincre et collab.

Ont obtenu en DDD 3D sur le cuivre des distributions d'avalanches avec un exposant identique pour le régime en loi puissance [DK10b]. Pourtant on s'attend à ce que la contribution relative des interactions à courte et longue portée contrôle l'exposant critique et la classe d'universalité à laquelle les avalanches de dislocations appartiennent, comme l'ont montré Zhang et collab [Zha17] sur des piliers contenant différents types d'obstacles — précipités et différentes densité de dislocations forêts. Sparks et Maaβ obtiennent par des expériences sur des micropiliers d'or des exposants critiques qui dépendent de l'orientation choisie [SM18]. Dans cette section, nous cherchons à étudier l'impact de l'orientation sur le comportement plastique et sur la statistique des avalanches de dislocation pour clarifier ce désaccord.

### 3.1 Méthodologie

Les simulations DDD 3D ont été réalisées avec une taille de boîte de  $10 \mu\text{m}$  et avec un même taux de déformation  $\dot{\epsilon}$  de  $50 \text{ s}^{-1}$ . Le glissement dévié est toujours activé. Plusieurs configurations initiales ont été réalisées, et nous présentons les résultats des simulations qui sont les plus réalistes. Dans un premier temps, nous justifions nos choix d'orientation et de conditions de simulation.

- [001] : Une sollicitation selon l'orientation [001] permet l'activation de 8 systèmes 4 primaires et 4 déviés colinéaires 2 à 2. Cette orientation est particulièrement pertinente car elle correspond aux glissements multiples observés dans des polycristaux fortement déformés. Les systèmes primaires activés sont  $[011](\bar{1}\bar{1}1)$ ,  $[101](\bar{1}11)$ ,  $[0\bar{1}1](111)$  et  $[\bar{1}01](1\bar{1}1)$ , identifiés comme C1, A3, B2, et D4 selon la convention de Schmid et Boas. Ce choix de systèmes permet d'obtenir un chargement stable selon [001] et de retrouver le bon durcissement cf partie 2.1 . Chaque système primaire est associé à son système dévié qui est aussi en activité mais possède une densité de dislocations initiale plus faible. Ces systèmes correspondent à D1, C3, A2, et B4. Quatre types de jonctions, l'auto-interaction, l'interaction colinéaire avec les déviés, les jonctions glissiles et les jonctions de Hirth sont créées pour des sollicitations suivant [001]. Ce chargement conduit généralement à des microstructures en cellules de dislocations.
- $[\bar{1}12]$  : Pour cette orientation, 2 systèmes de glissement s'activent :  $[\bar{1}01](111)$  et  $[011](\bar{1}\bar{1}1)$ , correspondant respectivement à C1 et B4 selon la notation de Schmid et Boas. Pour cette orientation deux types d'interaction rentrent en jeu, l'auto-interaction (avec colinéaires) et les jonctions de Lomer. Ce chargement conduit généralement à des microstructures planaires avec des murs de dislocations alignées selon la direction unique de jonction.
- $[\bar{1}35]$  : Au centre de triangle standard, le seul système de glissement activé est  $[101](\bar{1}11)$ , noté A3. La seule auto-interaction conduit a une microstructure en enchevêtrement avec beaucoup d'interaction à distance multipolaire et quelques interactions colinéaires avec le système dévié.
- L'écrouissage latent : Le trajet de chargement reprend la méthodologie de Queyreau et Devincere, [QMD09 ; DKH06]. Le système de glissement primaire (p) choisi est  $1/2[011](11\bar{1})$  avec une densité de dislocations  $\rho_p = 10^{12} \text{m}^{-2}$ . Les dislocations primaires interagissent avec une densité  $\rho_f = 5 \cdot \rho_p$  des dislocations forêt. Les dislocations forêt sont une distribution aléatoire de segments de dislocations de longueur  $2\rho_f^{-1/2}$ , dont les caractères sont aussi aléatoires. Ces segments sont positionnés pour que leur interaction avec le système primaire produise un seul type de réactions, des jonctions de Lomer appartenant au système de glissement  $1/2[\bar{1}01](111)$ . Cette simulation est très différente des autres puisque

la part forêt de la microstructure est quasi figée et n'est plus le seul fruit de l'organisation des dislocations lors de la déformation.

### 3.2 Comportement plastique et microstructure

Les évolution des densités de dislocations sont données figure 4.14 et présentent des signatures différentes.

La figure 4.14(a) donne l'évolution des densités pour le chargement selon  $[001]$ . Cette évolution dépend de quatre systèmes primaires de densité élevée. Les quatre systèmes participent de manière égale à la plasticité, en conséquence leurs densités sont voisines. On remarque aussi une évolution importante de la densité des dislocations sur les systèmes déviés, car le facteur de Schmid 0,408 est identique pour les 8 systèmes. On remarque un pic dans l'évolution de la densité du système 11 à  $\gamma = 0.2\%$  de déformation. Ce pic correspond certainement à l'activation d'une boucle par glissement dévié de dislocations du système 11 qui va s'annihiler par réaction colinéaire avec le système 12.

La figure 4.14(b) montre la densité de dislocations des systèmes de glissement numéro 1 et 4 respectivement activés lors d'une sollicitation suivant l'orientation  $[\bar{1}12]$ . On observe une évolution de la densité de dislocations avec une compétition entre ces deux systèmes de glissements. Contrairement au cas de sollicitation suivant  $[001]$  on remarque une absence de densification des systèmes déviés car les facteurs de Schmid sont ici défavorables.

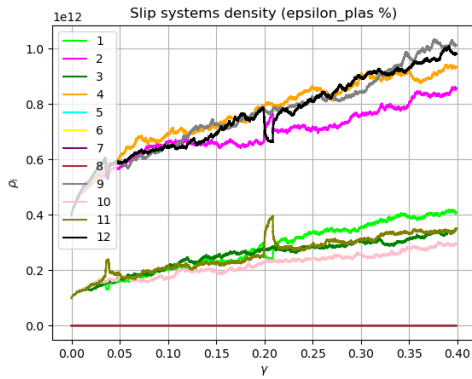
La figure 4.14(c) montre l'évolution de la densité du système de glissement numéro 12 activé lors d'une sollicitation suivant la direction  $[\bar{1}35]$  avec le facteur de Schmid maximum de 0.5. Comme pour le cas de la sollicitation suivant l'orientation  $[\bar{1}12]$  on remarque l'absence de densification du système dévié.

La figure 4.14 (d) montre l'évolution de la densité de dislocations lors d'une simulation de l'écroutissage latent. Le système primaire, système 4, interagit avec une densité de dislocation forêt constante du système 7 et l'évolution de la densité de dislocations se produit essentiellement dans le système 4 comme attendu.

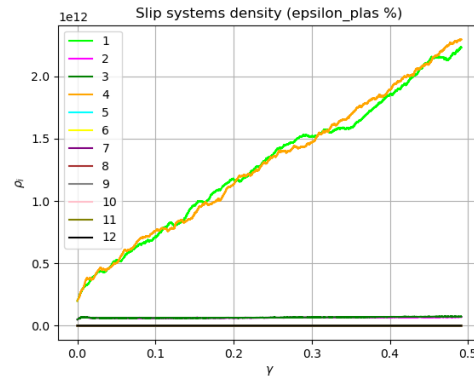
Les figures 4.15 (a), (b), (c), et (d) illustrent des séquences d'avalanches par des superpositions d'images de microstructure pour des instants espacés de  $\Delta t$  de 2 ns, pour les orientations  $[001]$ ,  $[\bar{1}12]$ ,  $[\bar{1}35]$ , et l'écroutissage latent, respectivement. Ces séquences correspondent aux avalanches produites dans le système de glissement numéro 4 pour (a), (b) et (c), tandis que (d) correspond au seul système activé qui est le système de glissement numéro 12.

Les propagations d'avalanches sont un peu différentes selon les modes de chargement. Pour le glissement multiple  $[001]$ , les avalanches sont souvent réparties sur les différents systèmes de glissement. On voit que l'avalanche est fortement contrainte par les nombreuses dislocations obstacles et jonctions qui se forment. On devine le déplacement des segments forêts qui coupent le plan d'observation. Pour le glissement double  $[\bar{1}12]$ , on voit que la propagation des dislocations se localise dans des canaux avec moins de dislocations et un mouvement facilité lorsqu'il est le long des jonctions Lomer (en rouge). Des murs commencent à se former. Les avalanches dans les simulations  $[\bar{1}35]$  sont très différentes puisqu'il n'existe aucun point fixe. En effet, les interactions multipolaires avec le même système, ou colinéaire avec les segments déviés sont très mobiles. Enfin, la microstructure pour la simulation de l'écroutissage latent partage des similitudes avec toutes les autres observations, les dislocations du système primaire se propage de manière *fluide* un peu comme la simulation  $[\bar{1}35]$ , avec des points d'encrages temporaires sur des jonctions fixes (toujours en rouge), il n'y a toutefois pas de direction privilégiée de propagation comme en  $[\bar{1}12]$ .

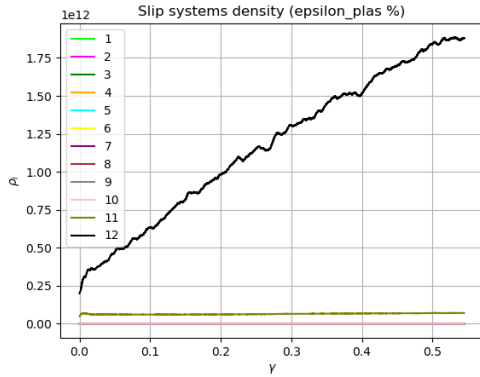
Les courbes de déformation simulées sont typiques des orientations choisies et du comportement attendu à l'échelle mésoscopique. A noter tout d'abord que les courbes pour les simulations



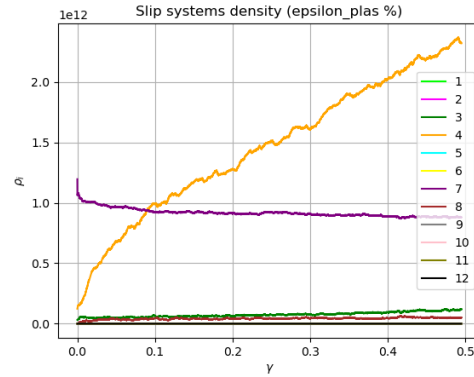
(a)



(b)



(c)

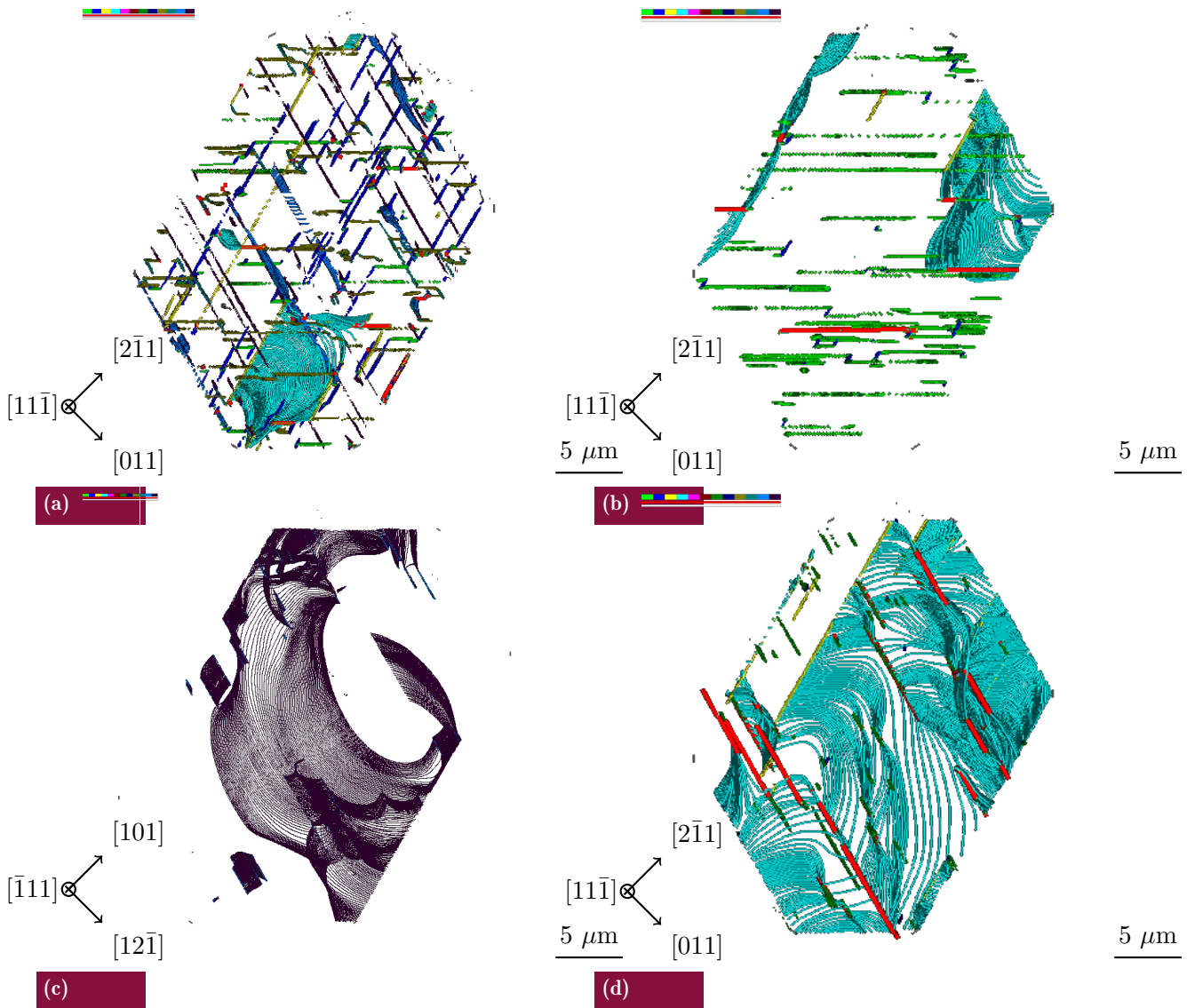


(d)

**Fig. 4.14** Évolutions de la densité de dislocations par système  $\rho$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  dans le cas de la sollicitation suivant : (a) [001], (b)  $[\bar{1}12]$ , (c)  $[\bar{1}35]$  et (d) l'écroissage latent

$[\bar{1}12]$ ,  $[\bar{1}35]$  et écroissage latent présentent des pics de multiplications typiques qui sont des sur-contraintes nécessaires pour maintenir un taux de déformation imposé de  $50 \text{ s}^{-1}$  à partir d'une densité initiale insuffisante.

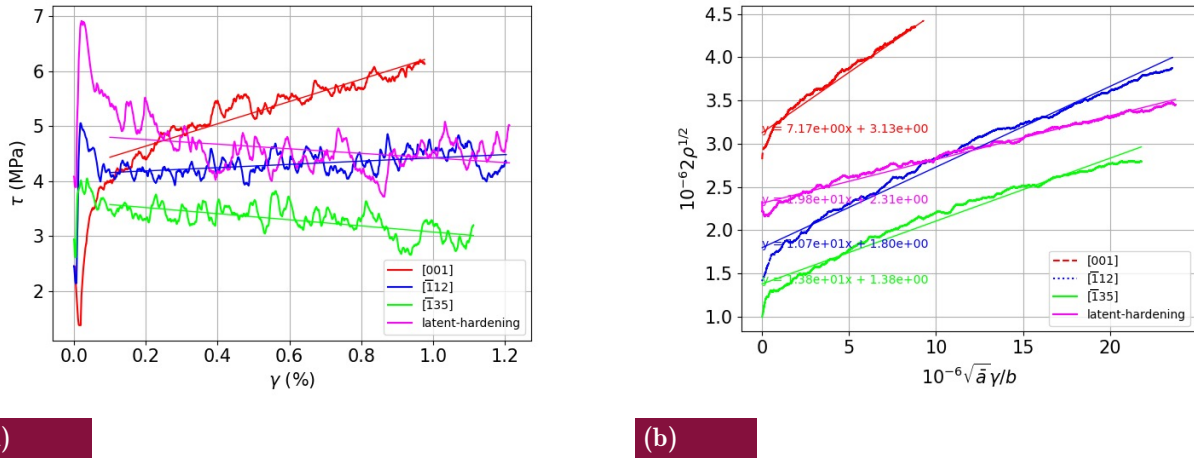
On retrouve l'anisotropie du comportement plastique du monocristal [Tak75 ; DHK08] avec des limites d'écoulement (hors pic de multiplication) très différentes et qui augmente avec le nombre de système de glissement actifs. On vérifie que  $\tau_y^{[\bar{1}35]} < \tau_y^{[\bar{1}12]} < \tau_y^{[001]}$ . Hors pics de multiplication, on s'attend à voir pratiquement aucun durcissement pour la simulation  $[\bar{1}35]$ , le durcissement attendu de  $\theta^{[\bar{1}35]} \approx \mu/3000$  étant trop faible pour être visible en DDD bien que la densité du système actif augmente. La contrainte diminue même pour la direction  $[\bar{1}35]$ , suggérant que la microstructure s'organise pour offrir moins de résistance. De même, on s'attend à ne voir quasiment aucun durcissement pour la simulation de l'écroissage latent, puisque la densité forêt principale source d'interaction reste constante. Enfin, on retrouve  $\theta_c^{[\bar{1}12]} \approx \mu/300$  et  $\theta_c^{[001]} \approx \mu/150$  et la hiérarchie classique de l'écroissage  $\theta_c^{[\bar{1}35]} \ll \theta_c^{[\bar{1}12]} < \theta_c^{[001]}$ .



**Fig. 4.15** Évolution de la microstructure pendant une avalanche (a) (b) (d) correspondent aux avalanches successives de dislocations se produisant dans le système de glissement  $s = 1/2[011](11\bar{1})$  d'un cristal se déformant selon les directions  $[001]$   $[112]$ , et l'écroutissage latent. Des configurations superposées, prises à intervalles de temps constants 2 ns, sont montrées dans une lame mince de  $0,2 \mu\text{m}$  d'épaisseur contenant les plans de glissement actif  $(11\bar{1})$ . Le système actif (lignes bleues) forme des jonctions (lignes rouges) avec les systèmes de glissement forêt (autres couleurs). (c) correspond aux avalanches successives de dislocations se produisant dans le système de glissement  $s = 1/2[101](\bar{1}11)$  d'un cristal se déformant selon la direction  $[\bar{1}35]$ . Ces avalanches sont prises à des intervalles de déformations comprises entre (a)  $[0.18 - 0.20]$ , (b)  $[0.21 - 0.24]$ , (c)  $[0.12 - 0.13]$ , (d)  $[0.09 - 0.11]$ .

### 3.3 Statistiques d'avalanches de dislocations

Les observations des séquences d'avalanches discutées ci-dessus montrent des comportements de dislocations très différents, avec notamment le mouvement  $[\bar{1}35]$  qui est fluide sans point d'ancrage fixe, les avalanches en glissement multiple qui dépend de la dynamique des collisions



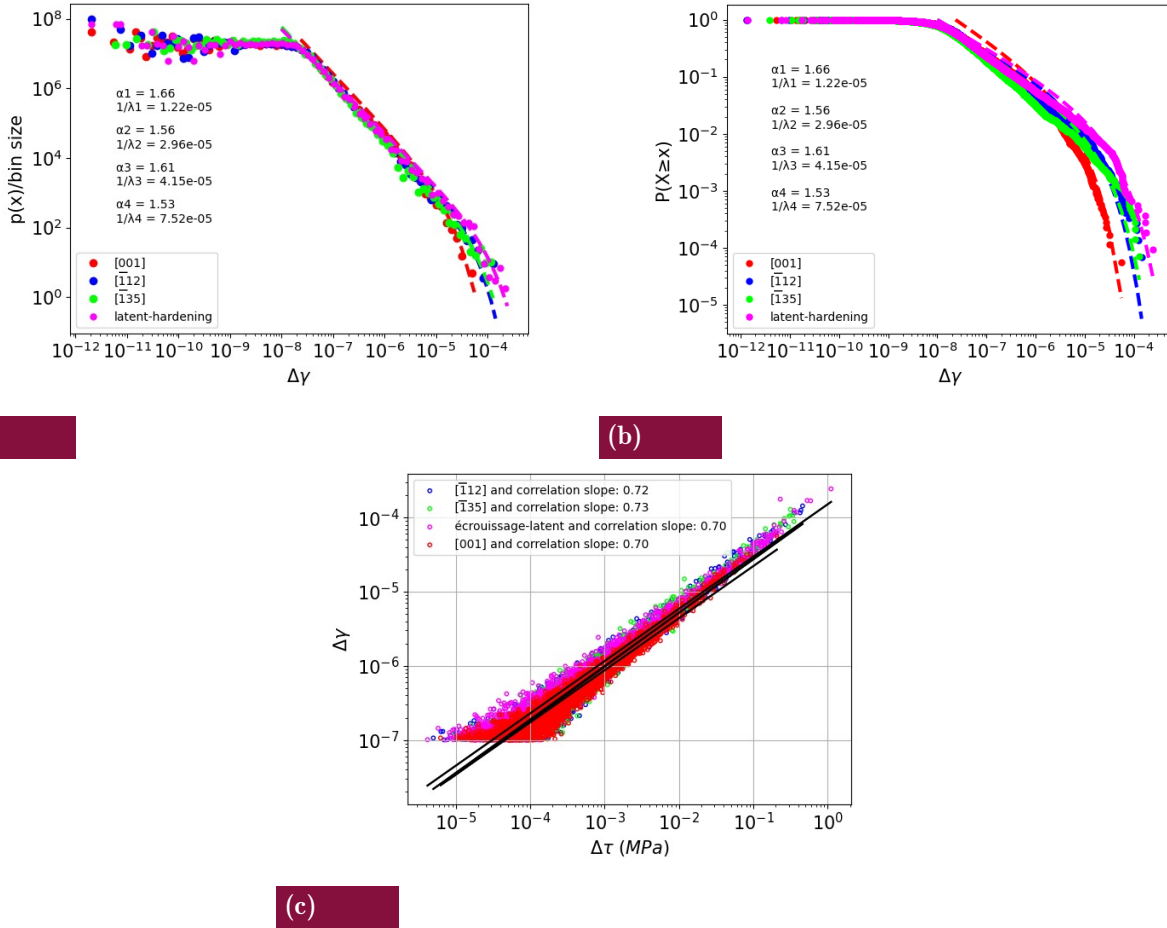
**Fig. 4.16** Simulation du comportement plastique mesoscopique pour différents modes de chargement. (a) Évolutions correspondantes de la contrainte résolue  $\tau$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  pour les quatre orientations de sollicitation [001]  $[\bar{1}12]$   $[\bar{1}35]$  et l'écroissage latent. (b) Évolutions correspondantes de la densité de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation  $\gamma$  pour les quatre orientations de sollicitation [001]  $[\bar{1}12]$   $[\bar{1}35]$  et l'écroissage latent

avec les autres systèmes mobiles, et enfin les changements de trajets de l'écroissage latent, où une partie de la microstructure est fixe. Est-ce que ces différents comportements sont associés à une seule et même classe d'universalité comme Zhang et collab [Zha17]? On note aussi, que les avalanches en glissement multiples se retrouvent distribuées sur les différents systèmes de glissement qui voient alors des densités d'obstacles sécants différents.

Nous avons mené une analyse statistique des avalanches pour ces conditions de déformation. Les résultats sont présentés figure 4.17 où sont données la PDF et la CCDF des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  pour chaque orientation. Les résultats montrent des signatures d'avalanches semblables à celles obtenues jusqu'ici, un régime en loi puissance bien défini sur plusieurs décades et clairement visible sur les PDF. L'exposant critique identifié par la méthode du maximum de vraisemblance a une valeur comprise entre -1.55 et -1.7 et reste semblable à celui obtenu pour les simulations d'axe [001]. Les distributions des incréments de déformation suivent de nouveau une loi de puissance de type  $P(\Delta\gamma) = C(\Delta\gamma)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_{max}}\right)$  où  $C$  est la constante de normalisation. Le domaine en loi puissance est borné par deux paramètres : Une valeur minimale de taille des événements notée  $\Delta\gamma_{min}$  et le paramètre du cut-off  $\Delta\gamma_{max}$ . Les petits événements de taille inférieures  $\Delta\gamma_{min}$  s'écartent de la loi puissance en raison du manque de configuration stable pour les segments non réactifs à des distances d'approche trop faibles d'une jonction.

De manière surprenante, la corrélation entre la chute de contrainte  $\Delta\tau$  et l'incrément plastique  $\Delta\gamma$  est inchangé par les conditions de chargement, tout comme l'exposant critique. Nous verrons dans le chapitre suivant que cet exposant  $c$  dépend avant tout des conditions de chargement.

Si on compare les distributions des avalanches de dislocations pour les différentes orientations, figure 4.17, on remarque que les amplitudes maximales des avalanches diminuent à mesure que le nombre de systèmes de glissement actifs augmente. Il n'est qu'à comparer l'orientation  $[\bar{1}35]$  en glissement simple à l'orientation [001] en glissement multiple. Quand le nombre de systèmes de glissement actifs est  $n$ , le nombre de systèmes de forêt est  $(n-1)$ . Par conséquent, les avalanches subissent de nombreuses interactions avec la forêt par unité de surface balayée ce qui limite leur



**Fig. 4.17** étude des avalanches en fonction de l'orientation (a) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des incréments de déformation  $x = \Delta\gamma$ . (b) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  pour des simulations avec différentes orientations [001],  $[\bar{1}12]$ ,  $[\bar{1}35]$  et de l'écroissage latent (c) corrélation entre les incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et les chutes de contraintes  $\Delta\tau$  pour l'ensemble des orientations

taille. Ce nombre d'interactions augmentent avec  $n$ . Le libre parcours des grands événements, indiquée dans le tableau 4.5 en  $\mu m$ , montre clairement une dépendance à l'orientation. Ces résultats confirment les observations faites sur la distribution de ces événements et sont en accord qualitativement avec l'équation 4.2 plus loin.

orientation	[001]	$[\bar{1}12]$	$[\bar{1}35]$	écroissage latent
$L_{max}$ ( $\mu m$ )	22.45	35.99	34.09	46.94

**Tab. 4.5** Tableau donnant les valeurs du libre parcours des gros événements pour les 4 orientations de sollicitation considérées.

Nous pouvons à nouveau nous limiter à l'étude des statistiques des  $\Delta\gamma$ . Les exposants des orientations [001] et  $[\bar{1}11]$  sont très proches visuellement, figure 4.17. Les résultats que nous obtenons sont plutôt en accord avec les simulations de Devincré et al. [DK10b] avec un expo-

sant critique identique pour différentes orientations. La différence d'exposant obtenue sur des micropiliers déformés en compression n'est donc pas totalement comprise [SM18].

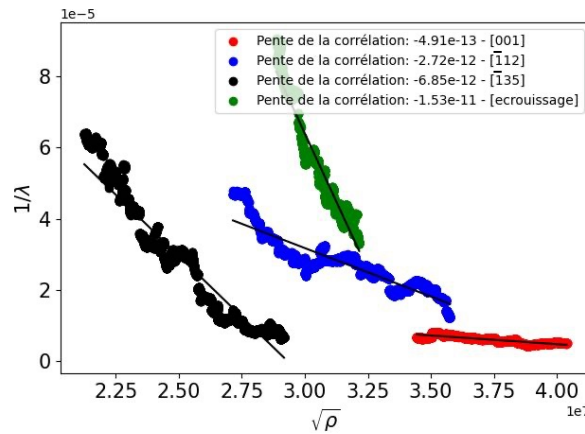
Csikor et collab [Csi07] propose une relation qui estime ces événements maximums  $\Delta\gamma_{\max}$  par

$$\Delta\gamma_{\max} \propto \frac{bE}{D(\theta + M)} \quad (4.2)$$

On rappelle que dans cette expression,  $E$ ,  $\theta$  et  $M$  sont respectivement le module de Young, un coefficient durcissement constant et la rigidité combinée de l'échantillon et de l'appareil d'essai.  $D$  est une dimension caractéristique de l'échantillon. L'équation 4.2 exprime que la taille d'une avalanche est limitée par la relaxation de contrainte dans une machine rigide ou par le durcissement du cristal sous contrainte constante, de sorte que la distance parcourue par les dislocations a nécessairement une borne supérieure. Cette dernière peut être liée à la structure de dislocations comme il a été démontré dans la partie 2. La longueur  $D$  dépend de la microstructure et est lié aux effets de taille observés dans les matériaux de petites dimensions [Csi07] [Dim06] [LDH07].

### 3.4 Évolution quantitative du paramètre du cut-offs $\Delta\gamma_{\max}$ avec l'orientation et la densité

Comme dans la partie 2.5, nous allons chercher à établir la corrélation entre le cut-off des distributions et la densité d'obstacles pour nos quatre simulations : [001],  $[\bar{1}12]$ ,  $[\bar{1}35]$ , et écrouissage latent. Nous effectuons une série de statistiques sur des fenêtres glissantes de 6000 évènements. Sur chaque fenêtre  $\lambda$  est estimé et la densité obstacle  $\rho$  est prise comme la moyenne des densités obstacles de la fenêtre.



**Fig. 4.18** Corrélation entre le paramètre d'atténuation dans la partie exponentielle de la loi puissance et la racine carrée de la densité obstacles pour des simulations avec différentes orientations [001],  $[\bar{1}12]$ ,  $[\bar{1}35]$ , et de l'écrouissage latent

Les résultats présentés figure 4.18 sont semblables à ceux proposés figure 4.13, avec une corrélation entre  $\frac{1}{\lambda}$  paramètre qui est lié aux grands évènements et la racine de la densité obstacle  $\sqrt{\rho_{obs}}$ . Nous observons une série de relations linéaires du type  $\frac{1}{\lambda} = Cb\sqrt{\rho_{obs}}$ .

À mesure que la densité de dislocations augmente, la densité d'obstacles augmente, et la probabilité des grands évènements diminue. Ce résultat est observé pour l'ensemble des orientations. Contrairement aux résultats présenté figure 4.13 où la pente  $C$  est la même pour des

simulation de densités initiales différentes, on observe une valeur de pente  $C_{(hkl)}$  qui dépend de l'orientation  $[hkl]$ . Cela s'explique par le nombre de dislocations obstacles rencontrés par les dislocations en mouvement. Ce résultat permet de mieux interpréter les écarts entre les simulations et les observations expérimentales, et ouvre la voie à une première modélisation quantitative mésoscopique

## 4 Résumé

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie révèle une dépendance marquée de la statistique des avalanches de dislocations aux densités de dislocations et à l'orientation de la sollicitation. L'ensemble des événements plastiques présentent un caractère intermittent qui se manifestant par une distribution en loi de puissance  $p(\Delta\gamma) \propto \Delta\gamma^\alpha$  avec un exposant critiques compris entre -1,5 et -1,7. Ce paramètre suggère que ces événements appartiennent à la même classe de criticalité alors que les interactions entre dislocations et microstructures observées sont significativement différentes *a priori*. Une corrélation constante entre  $\Delta\tau$  et  $\Delta\gamma$  est observée et semble être aussi une signature de classe d'universalité. Les lois puissances sont bornées des deux côtés par un seuil inférieur  $\Delta\gamma_{min}$  et une limite supérieure liée à  $\Delta\gamma_{max} = \frac{1}{\lambda}$ . En dessous d'une taille  $\Delta\gamma_{min}$  les avalanches ne suivent plus une loi de puissance car les distances parcourues par les dislocations deviennent inférieures à la longueur de jonction. La limite supérieure est modéliser de manière déterministe par une exponentielle décroissante  $\exp(\Delta\gamma/\Delta\gamma_{max})$  caractérisée par  $\Delta\gamma_{max}$  dépend de la structure de dislocations et de l'orientation de la sollicitation. Une méthode de quantification des grands événements a été présentée et les résultats montrent des corrélations entre les grands événements et la densité de dislocation obstacle  $\Delta\gamma_{max} \propto C_{hkl}b\sqrt{\rho_{obs}}$ .

Les contraintes d'initiation des avalanches  $\tau_c$  dans les simulations  $[001]$  suivent une loi de distribution d'extremum généralisée, et semble suivre également le *principe de similitude*  $\propto \sqrt{\bar{a}\rho_{obs}}$ , suggérant l'auto-organisation des propriétés moyennes et des distributions de la microstructure de dislocation au cours de la déformation.

Notre étude fournit également une vision originale des événements plastiques avec la contribution relative des systèmes de glissement aux avalanches qui dépend de la taille des événements et du type de systèmes primaire ou dévié. Bien que les distributions partagent le même exposant critique, les avalanches les plus grandes se produisent principalement dans les systèmes primaires, tandis que les avalanches des systèmes déviés sont observées sur un nombre de décades moindres avec une corrélation différente entre systèmes.

C H A P I T R E  
**5****Compétition entre le chargement et la vitesse des dislocations****Table des matières**

1	Introduction . . . . .	108
2	Méthodologie . . . . .	109
3	Étude de l'influence de la vitesse de déformation sur la statistique d'avalanche . . . . .	109
3.1	Comportement plastique . . . . .	109
3.2	Coefficient de sensibilité a la vitesse . . . . .	111
3.3	Étude des contraintes d'initiation des avalanches . . . . .	112
3.4	Étude des contributions individuelles des systèmes aux avalanches . . . . .	113
3.5	Statistiques d'avalanches . . . . .	115
3.5.1	Comparaison de nos résultats avec la littérature . . . . .	117
4	Étude du mécanisme de glissement déviée sur la statistique d'avalanches de dislocation . . . . .	119
4.1	Comportement plastique et évolution de la microstructure . . . . .	119
4.2	Statistique d'avalanches de dislocation . . . . .	121
5	Résumé . . . . .	122

## 1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'influence de la vitesse de déformation et du mécanisme de glissement dévié sur la statistique des avalanches de dislocations. Plusieurs travaux expérimentaux, principalement sur les nano-piliers, ainsi que des simulations 2D et 3D, montrent que le comportement plastique et la dynamique des dislocations sont influencés par la vitesse de déformation [KL21; KL23; SM18; Fan21; Pap12]. L'impact de la vitesse de déformation n'est toutefois pas parfaitement compris et la littérature propose des résultats contradictoires cf chapitre bibliographie. Fan et collab. [Fan21] séparent clairement le comportement plastique des dislocations en deux régimes distincts : un régime de durcissement par la forêt et un régime de durcissement par vitesse de déformation. Les auteurs proposent une formule qui rend compte des deux mécanismes, avec une limite d'écoulement qui dépend de manière linéaire de la vitesse de déformation  $\tau_y \propto \dot{\epsilon}_a$ . D'autres études, telles que celles de Kurunczi et al. [KL23] en simulation 3D et [KL21] en simulation 2D, montrent l'impact de la vitesse de déformation sur la statistique des avalanches avec des vitesses de déformation très grandes. Dans ces simulations, la limite d'écoulement dépend de manière non linéaire de la vitesse de déformation  $\tau_y \propto \dot{\epsilon}_a^b$ . Ils constatent que les incréments de déformation maximaux dépendent de la vitesse de déformation alors que l'exposant critique n'en dépend pas avec une valeur de  $\alpha \approx -1$ . Par contre, les investigations expérimentales conduites par Spark et Maaß [SM18] sur la compression des nanopiliers de Nb et d'Au quand à elles montrent des distributions des tailles d'avalanches avec des exposants critiques et des cut-off dépendant de la vitesse de déformation.

Afin d'éclairer cet aspect du comportement plastique, nous avons mené des simulations massives DDD-3D sur le cuivre. Les simulations sont effectuées avec une vitesse de déformation qui s'étend sur deux ordres de grandeur que l'on peut considéré comme basse pour des simulations mesoscopiques. L'influence du glissement dévié sur la statistique des avalanches de dislocations est également explorée et discutée. Nos résultats ont été comparés à des expérimentations récentes [Alc20], qui étudient les statistiques d'avalanches de dislocations dans les métaux CFC et CC, et des essais de compression sur micropiliers [SM18] [Fri12] qui montrent des exposants critiques et des valeurs du cut-off dépendant de la vitesse de déformation.

Nos simulations DDD montrent que :

- La limite d'écoulement  $\tau_y$  évolue de manière légèrement non-linéaire en fonction de la vitesse de déformation appliquée.
- la densité de dislocation augmente également pour les plus forts  $\dot{\epsilon}_a$ .
- Les statistiques d'avalanches suivent toujours une loi puissance avec un exposant qui augmente avec la vitesse de déformation  $\alpha \approx -2.25$  à  $-1.5$ . La corrélation entre  $\Delta\tau$  et  $\Delta\gamma$  n'est plus constante et dépend de  $\dot{\epsilon}_a$ .
- les cut-offs des avalanches dépendent de  $\dot{\epsilon}_a$ , et la taille du régime en loi puissance change avec la vitesse de déformation.
- Pour maintenir un  $\dot{\epsilon}_a$  élevé, des évènements critiques plus durs ( $\tau_c$  grands) sont activés en plus grands nombres.
- En conséquence les avalanches sont plus grandes et se produisent sur tous les systèmes simultanément.
- La proportion de la microstructure participant aux avalanches augmente avec  $\dot{\epsilon}_a$ .
- La contribution relative des systèmes aux avalanches dépend de la vitesse de déformation.

## 2 Méthodologie

Dans cette partie, une série de simulations est réalisée sur du Cu avec une vitesse de déformation variée. L'ensemble des autres paramètres restent constants. Un chargement en traction est effectué le long de la direction [001] afin d'obtenir des conditions de glissement multiple, pour rappel, particulièrement pertinente pour la comparaison avec les conditions de glissement multiple vues dans les polycristaux et notamment nos résultats expérimentaux. Le module de cisaillement du cuivre est pris égale à  $\mu = 42$  GPa et son coefficient de poisson à  $\nu = 0.34$ . Les microstructures sont construites à partir de boucles prismatiques positionnées de manière aléatoire dans une boîte en respectant le principe de similitude des microstructures de dislocations. Leur longueur initiale est  $l = 10/\sqrt{\rho_0}$ . Les dimensions de la boîte, de forme orthorhombique suivent aussi le principe de similitude avec  $L_B \approx 10/\sqrt{\rho_0}$  légèrement différents selon les directions x,y,z. Des conditions aux limites périodiques sont imposées au frontière de la boîte de simulation. Le pas de temps est choisi égal à  $\delta t = 0.1ns$ . Le coefficient de frottement visqueux qui est celui évalué expérimentalement dans le cuivre est fixé à  $B = 5.5 \cdot 10^{-5} Pa \cdot s^{-1}$ . Trois vitesses de déformation sont testées  $\dot{\epsilon} = 5, 50, 500 s^{-1}$  avec une densité initiale de dislocations  $\rho_0$  de  $10^{12} m^{-2}$ . Nous allons montrer que nos simulations restent dans le domaine de plasticité contrôlés essentiellement par le mécanisme de la forêt, même si sensible à la vitesse, mais pas dans le domaine entièrement contrôlé par la vitesse de chargement [Fan21]. A nouveau, nous reprendrons notre posttraitement quantitatif des distributions d'avalanches en s'appuyant sur une description en loi puissance tronquée par la méthode du maximum de vraisemblance (cf. chapitre méthodologie) [CSN09].

## 3 Étude de l'influence de la vitesse de déformation sur la statistique d'avalanche

### 3.1 Comportement plastique

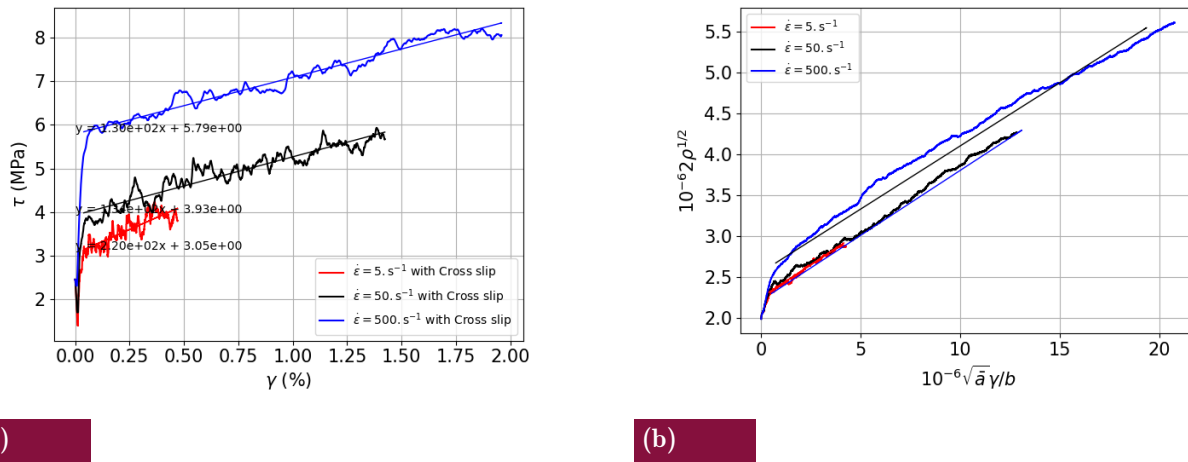
Tout d'abord, nous étudions la dépendance des courbes contraintes-déformation avec la vitesse de déformation imposée en relation avec l'évolution des microstructures. Les figures 5.1(a) et 5.1(b) représentent respectivement l'évolution de la contrainte et de la densité de dislocations en fonction de la déformation pour les trois vitesses de déformation. On constate que la contrainte d'écoulement  $\tau_y$  et la densité de dislocation  $\rho_{total}$  augmentent avec la vitesse de déformation alors que la fréquence des fluctuations plastiques diminue. Les études de Kurunczi et collab. [KL21 ; KL23] montrent que la corrélation entre la contrainte critique et vitesse de déformation est décrite par une loi puissance décalée du type,  $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}_a) = \sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}_a = 0) + A(\dot{\epsilon}_a)^b$ . Pour les cas où la déformation imposé est faible  $b \approx 0.3$ , [Fan21]. Toutefois les vitesses dans cette étude sont très grandes  $> 1000 s^{-1}$  et correspondent certainement au régime entièrement contrôlé par la vitesse de déformation. Fan et collab. quand à eux rapportent une relation au premier ordre du type  $\tau_y \propto \dot{\epsilon}_a$  dans leur méta-analyse des résultats de simulations et expérimentaux [Fan21]. Bien que la contrainte critique dans nos simulations soit fonction de la vitesse de déformation, le taux d'écrouissage  $\theta = \frac{d\tau}{d\gamma}$  est sensiblement le même pour toutes les simulations. Les taux d'écrouissages regroupés au tableau 5.1 sont voisins des valeurs expérimentales obtenues sur le cuivre monocristallin sollicité suivant l'axe [001]. La figure 5.1(b) montre une corrélation entre le taux de déformation  $\gamma$  et la racine carré de la densité de dislocation  $\sqrt{\rho}$ .

Comme vu au chapitre précédent, cette corrélation est décrit par le stockage dynamique de dislocations sans restauration dynamique ou le terme  $y_c \rho$  est négligé [KM03].  $L_i$ , le libre parcours

moyen, dépend des interactions entre dislocations, des contraintes appliquées et de l'orientation de l'échantillon. Si on néglige ce terme de restauration dynamique on retrouve :

$$\frac{d\rho_i}{d\gamma_i} = \frac{1}{bL_i} = \frac{\tau_c}{\mu b^2 K_{hkl}} = \frac{\beta\sqrt{\rho}}{bK_{hkl}}$$

avec  $\beta = \sqrt{a}$  le coefficient d'interaction moyen pour l'orientation [hkl]. La pente représentant cette évolution a été estimée par une régression linéaire, et un paramètre d'orientation  $K_{hkl}$  a été calculé pour les trois simulations. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5.1. On obtient une valeur de  $K_{hkl}$  identique pour les trois simulations et proche des valeurs obtenues par Devincere et al. [DHK08]. Ce qui signifie que le mécanisme de stockage de densité de dislocation n'est quand a lui pas impacté par la vitesse de déformation.

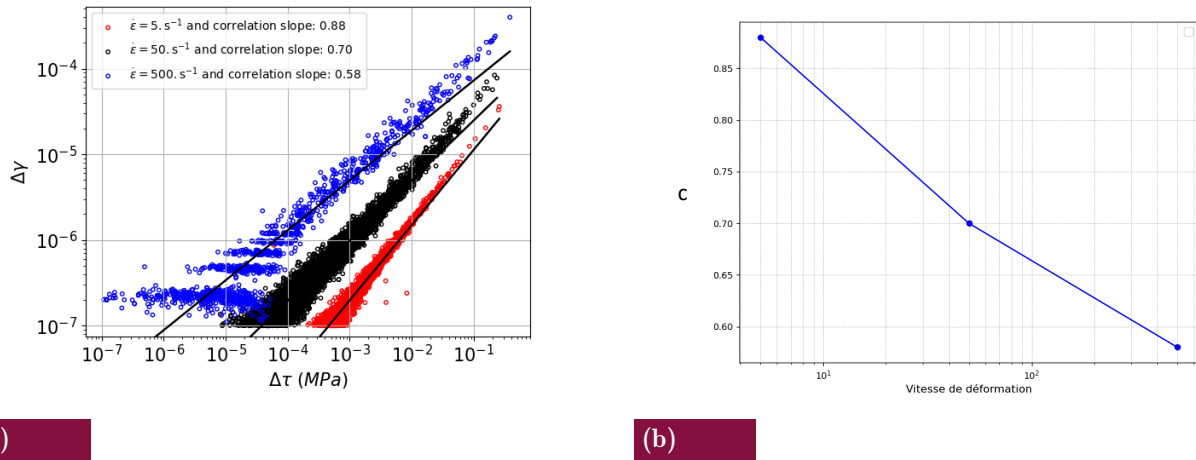


**Fig. 5.1** Simulations DDD du Cu. La boîte de simulation élémentaire a une taille de  $10 \mu\text{m}^3$ , la vitesse de déformation imposée est de 5, 50,  $500 \text{ s}^{-1}$ . (a) Évolutions correspondantes de la contrainte résolue  $\tau$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  pour les trois vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}$ . (b) Évolutions correspondantes de la densité de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation  $\gamma$  pour trois vitesses de déformations  $\dot{\epsilon}_a$

$\dot{\epsilon}_a (\text{s}^{-1})$	5	50	500
$\theta \approx (\frac{\mu}{150})$	$\frac{\mu}{150}$	$\frac{\mu}{280}$	$\frac{\mu}{280}$
$K_{001}$	6.2	6.3	6.4

**Tab. 5.1** Tableau donnant les valeurs du taux d'écroissage et du paramètre d'orientation  $K_{hkl}$  pour les trois vitesses de déformation.

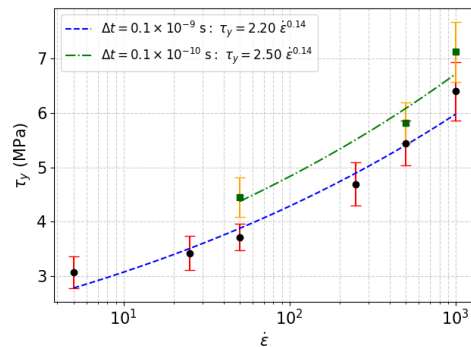
La figure 5.2 montre une corrélation entre les chutes de contraintes ( $\Delta\tau$ ) et les incréments de déformations ( $\Delta\gamma$ ) pour les différentes vitesses de déformation. Cette corrélation au 1er ordre est de type  $\Delta\tau = A \cdot \Delta\gamma^c$ . Cette corrélation est affectée par l'évolution de la vitesse de déformation avec des valeurs de  $c$  qui diminuent à mesure que la vitesse de déformation augmente. Ces corrélations montrent qu'une même chute de contrainte  $\Delta\tau$  conduira à des incréments de déformations  $\Delta\gamma$  qui sont plus grands dans le cas où la vitesse de déformation est élevée. Les fluctuations statistiques observées sur les courbes de corrélation semblent diminuer à mesure que l'on approche d'un régime quasi-statique.



**Fig. 5.2** (a) Corrélations entre les incréments de déformation et les chutes de contraintes, pour les trois vitesses de déformations considérées  $\dot{\epsilon}_A$ . (b) Pente de corrélation  $c$  des incréments de déformation et chutes de contraintes en fonction de la vitesse de déformation

### 3.2 Coefficient de sensibilité a la vitesse

Nos résultats DDD produisent la phénoménologie attendue de l'impact de la vitesse de déformation sur le comportement plastique des matériaux cfc. Les résultats sont d'ailleurs indépendants du pas de temps, ce qui confirme l'origine physique de la sensibilité à la vitesse observée. On peut toutefois se demander si l'influence observée est en accord quantitatif avec la littérature expérimentale. Pour cela nous avons tracé l'évolution de  $\tau_y$  en fonction de  $\dot{\epsilon}_a$ . On voit que  $\tau_y$  augmente de manière non linéaire, en accord avec les mesures expérimentales sur monocristaux de Cu de Edington 1969 pour des valeurs  $\dot{\epsilon}_a$  similaires. Les valeurs sont également en accord quantitatif. On peut définir un coefficient de sensibilité à la vitesse  $m = \partial \ln(\tau_y) / \partial \ln(\dot{\epsilon}_a)$  qui augmente à mesure que la vitesse de déformation diminue avec  $m \approx 7$  pour  $\dot{\epsilon}_a = 500$  /s et  $m \approx 20$  Proche de  $\dot{\epsilon}_a = 5$  /s. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs expérimentales pour les  $\dot{\epsilon}_a$  considéré, confirmant une relative sensibilité du Cu à la vitesse dans cette gamme.



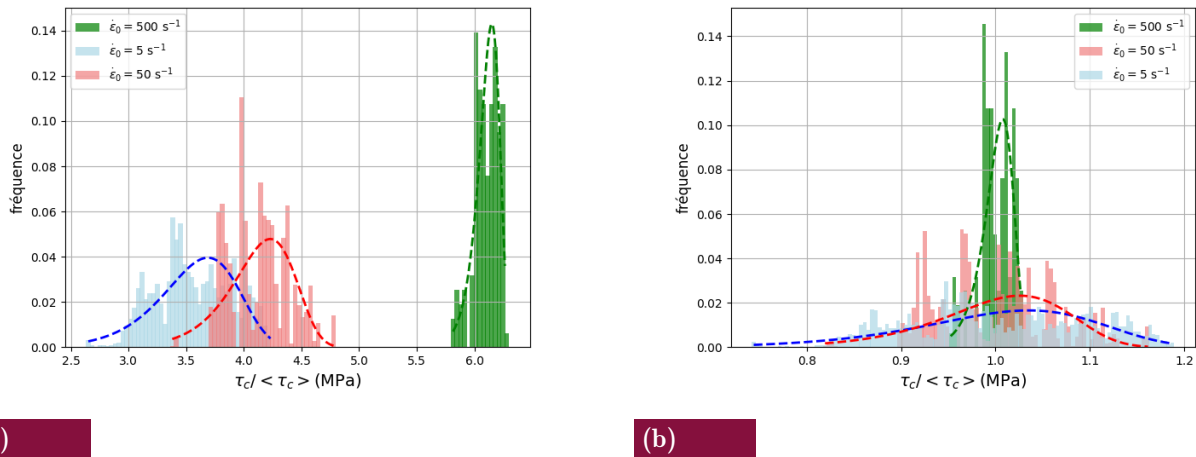
**Fig. 5.3** Coefficient de sensibilité a la vitesse pour des pas de temps de 0.1 et 0.01 ns.

### 3.3 Étude des contraintes d'initiation des avalanches

Nous poursuivons l'exploration de l'influence de la vitesse de déformation en étudiant son incidence sur la distribution des contraintes critiques, figure 5.4(a) et 5.4(b). Ces résultats confirment les observations du chapitre précédent : les distributions de  $\tau_c$  gardent leurs allures mais sont centrées autour d'une valeur moyenne qui augmente à mesure que la vitesse de déformation augmente avec dans le même temps une distribution qui se resserre. Quand la vitesse de déformation est élevée, des contraintes plus grandes sont nécessaires pour activer des configurations critiques (e.g. sources, jonctions) et déclencher des avalanches. Le nombre de ces configurations critiques augmente avec la vitesse de déformation, nous allons voir que les avalanches sont plus grandes. Cela explique également pourquoi le nombre d'événements est plus important pour de faibles vitesses de déformation que pour des vitesses de déformation élevés. Ceci sera corroboré par la suite de nos analyses.

Les distributions de  $\tau_c$  semblent toujours suivre une loi du type GEV, par contre, l'étalement et la forme des distributions dépendent clairement de la vitesse de déformation comme le montre la figure 5.4(b). La mise à l'échelle par la densité de dislocation n'est plus suffisante pour décrire les distributions d'évènements  $\tau_c$ . Cela peut s'expliquer de deux manières différentes. i) soit la microstructure s'organise de manière différente conduisant à des configurations critiques différentes, on verra plus loin que l'activité des systèmes déviés est différente et ils contrôlent la formation des microstructures. Toutefois, la différence d'activité glissement dévie ne semblait pas jouer sur les distributions des configurations critiques au chapitre précédent. Ensuite les densités stockées pour 5 et 50 /s sont très similaires. ii) Si on admet que la microstructure sous-jacente reste la même et associée à une même distribution de contraintes critiques (prenons l'exemple d'une distribution Gaussienne), les configurations activés sont les configurations de plus faible  $\tau_c$ . Plus on aura besoin d'activer de nombreuses configurations critiques, leur  $\tau_c$  sera plus grands et elles représenteront de plus nombreux sites dans la microstructure.

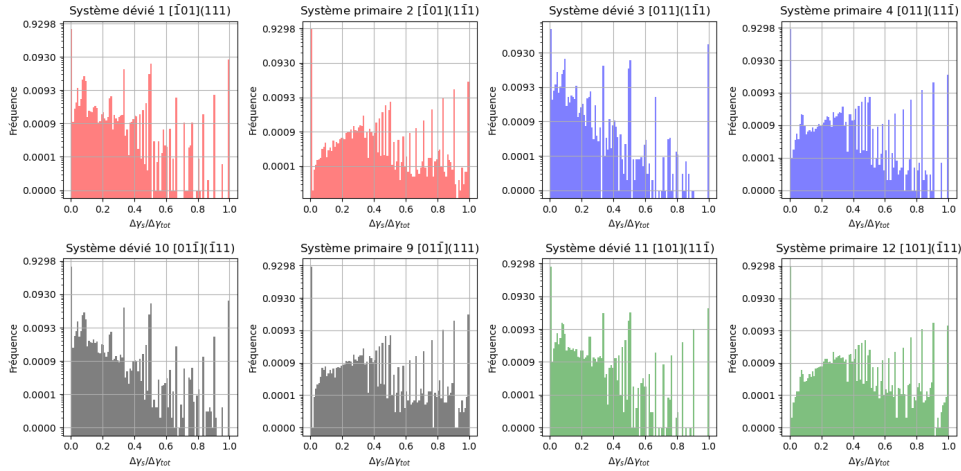
Ces résultats expliquent donc l'augmentation de la densité de dislocation avec  $\dot{\epsilon}_a$ , le mécanisme de stockage est inchangé ( $K_{001} \approx \text{constant}$ ) mais la force des configurations critiques augmente ( $\beta = \sqrt{\bar{a}}$  augmente), conduisant à une stockage plus fort.



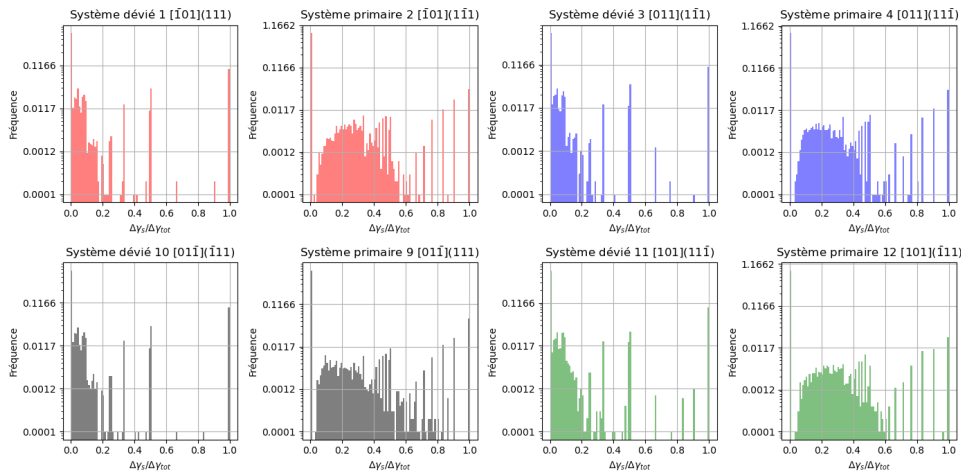
**Fig. 5.4** Distribution des contraintes critiques (a) La fonction de densité de probabilité (PDF) des contraintes critiques  $\tau_c$  (b) La fonction de densité de probabilité (PDF) des contraintes critiques  $\frac{\tau_c}{\langle \tau_c \rangle}$  pour les trois simulations où la vitesse de déformation est de 5, 50, 500  $s^{-1}$

### 3.4 Étude des contributions individuelles des systèmes aux avalanches

Dans cette section, nous étudions la contribution individuelle des systèmes de glissement aux avalanches de dislocations pour les trois vitesses de déformation considérées. Les figures 5.5 5.6 et 5.7 présentent les histogrammes des contributions relatives  $c_{sa} = \left| \frac{\Delta\gamma_s^i}{\Delta\gamma_{tot}} \right|$  définies précédemment (cf. chapitre sur l'influence de la densité de dislocations sur la statistique des avalanches de dislocations) avec  $\Delta\gamma_{tot} = \sum \left| \Delta\gamma_s^i \right|$ .

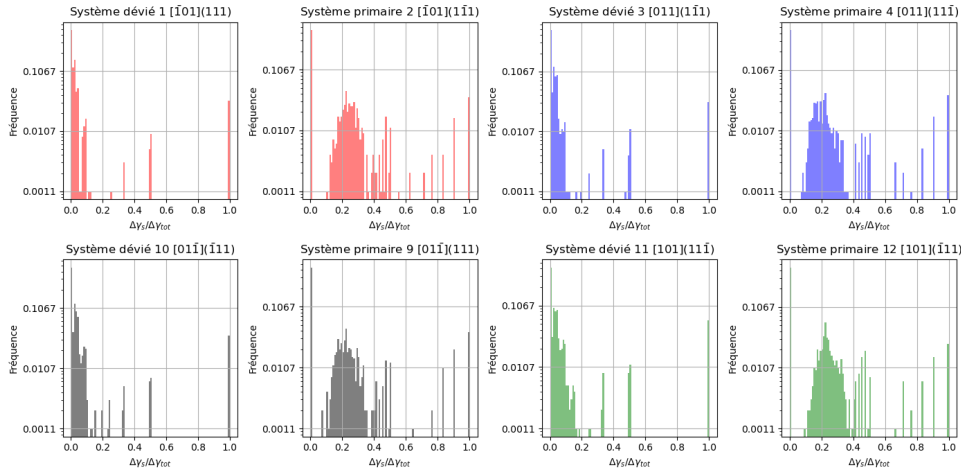


**Fig. 5.5** Histogrammes des contributions des quatre systèmes primaires et des quatre systèmes déviés dans les avalanches de dislocations dans le cas où la vitesse de déformation est de  $5 \text{ s}^{-1}$



**Fig. 5.6** Histogrammes des contributions des quatre systèmes primaires et des quatre systèmes déviés dans les avalanches de dislocations dans le cas où la vitesse de déformation est de  $50 \text{ s}^{-1}$

Les résultats mettent en évidence une évolution marquée des contributions des systèmes primaires et une influence notable des systèmes déviés. Cette différence se manifeste comme suit :



**Fig. 5.7** Histogrammes des contributions des quatre systèmes primaires et des quatre systèmes déviés dans les avalanches de dislocations dans le cas où la vitesse de déformation est de  $500 \text{ s}^{-1}$

- **Pour une vitesse de déformation de  $5 \text{ s}^{-1}$**  : Les systèmes primaires présentent une contribution répartie sur l'ensemble de l'intervalle  $[0 - 100\%]$ . Les systèmes déviés contribuent principalement dans la plage  $[0 - 50\%]$ , avec un pic marqué autour de  $10\%$ . Les avalanches sont très distinctes en termes de signature de  $c_{sa}$ .
- **Pour une vitesse de déformation de  $50 \text{ s}^{-1}$**  : Les systèmes primaires contribuent à environ  $25\%$  ce qui correspond à  $1/n$  avec  $n$  le nombre de système active, tandis que les systèmes déviés se limitent à  $10\%$ , mais avec encore beaucoup de variétés dans les contributions  $c_{sa}$ .
- **Pour une vitesse de déformation de  $500 \text{ s}^{-1}$**  : Toutes les avalanches se ressemblent, avec des distributions très marquées pour des systèmes primaires centrées autour de  $25\%$  et des systèmes déviés autour de  $10\%$ .

Il est intéressant de noter que la contribution des systèmes déviés diminue fortement quand la vitesse de déformation augmente. Cette diminution est plus forte que dans les systèmes principaux où la distribution est plus marquée mais reste centrée autour de  $25\%$ . De plus, la densité sur les systèmes déviés diminue avec la vitesse de déformation. Nous avons dit au chapitre précédent que la densification de ces systèmes se fait par deux mécanismes différents : i) le glissement dévié des vis qui est un mécanisme thermiquement activé et donc lent, qui se produit surtout entre les avalanches pendant la montée élastique de la contrainte macroscopique. ii) Par activité plastique dans les systèmes déviés si une configuration peut être activée. On comprend donc, que la vitesse de déformation réduit la formation de segments dévié vis suffisamment long qui pourront ensuite être activé pour participer aux avalanches de dislocations. Les interactions collinéaires entre primaires et déviés seront donc moins nombreuses. L'augmentation du coefficient d'interaction moyen  $\beta = \tau_c / \mu b \sqrt{\rho_{obs}}$  ne s'explique donc pas par une augmentation des contributions collinéaires mais bien pas l'activation de configurations de plus en plus dures. On sait aussi que les interactions collinéaires sont cruciales dans la formation de microstructures, donc nos résultats suggèrent un retard de la microstructuration quand la vitesse de déformation augmente.

### 3.5 Statistiques d'avalanches

Pour définir les statistiques d'avalanches de dislocations, nous reprenons la démarche exposée précédemment (cf. chapitre méthodologie et chapitre précédent). Les fluctuations observées dans la figure 5.1 (a) peuvent être étudiées en terme de chutes de contrainte  $\Delta\tau$  ou d'incrément de déformations  $\Delta\gamma$  à partir des courbes de déformations. Ces données de simulations sont décrites par une loi puissance tronquée,  $P(x) \propto e^{-\lambda x} x^{-\alpha}$ , avec  $\tau$  l'exposant critique et  $\lambda$  caractérisant le cut-off. L'estimation de  $\alpha$  et  $\lambda$  se fait au sens du maximum de vraisemblance. La loi cumulée  $P(x)$  est obtenue par l'intégration de  $p(x)$  ce qui conduit à  $P(x) \propto \Gamma(1 - \alpha, \lambda \times x)$ , où  $\Gamma$  est la fonction gamma incomplète.  $\lambda$  apparaît comme une constante non universelle de la fonction de coupure  $f(x)$ .

Les distributions des chutes de contraintes et des incréments de déformation sont présentées dans les figures 5.8 (a) et (b). Les figures 5.8 (c) et (d) représentent les distributions cumulatives complémentaires (CCDF) des  $\Delta\gamma$  et  $\Delta\tau$  respectivement. Le libre parcours des dislocations  $L$  a aussi été représenté dans les figures 5.8 (a) et (c) avec  $\sqrt{\frac{\Delta\gamma Vol}{b}} = L$ .

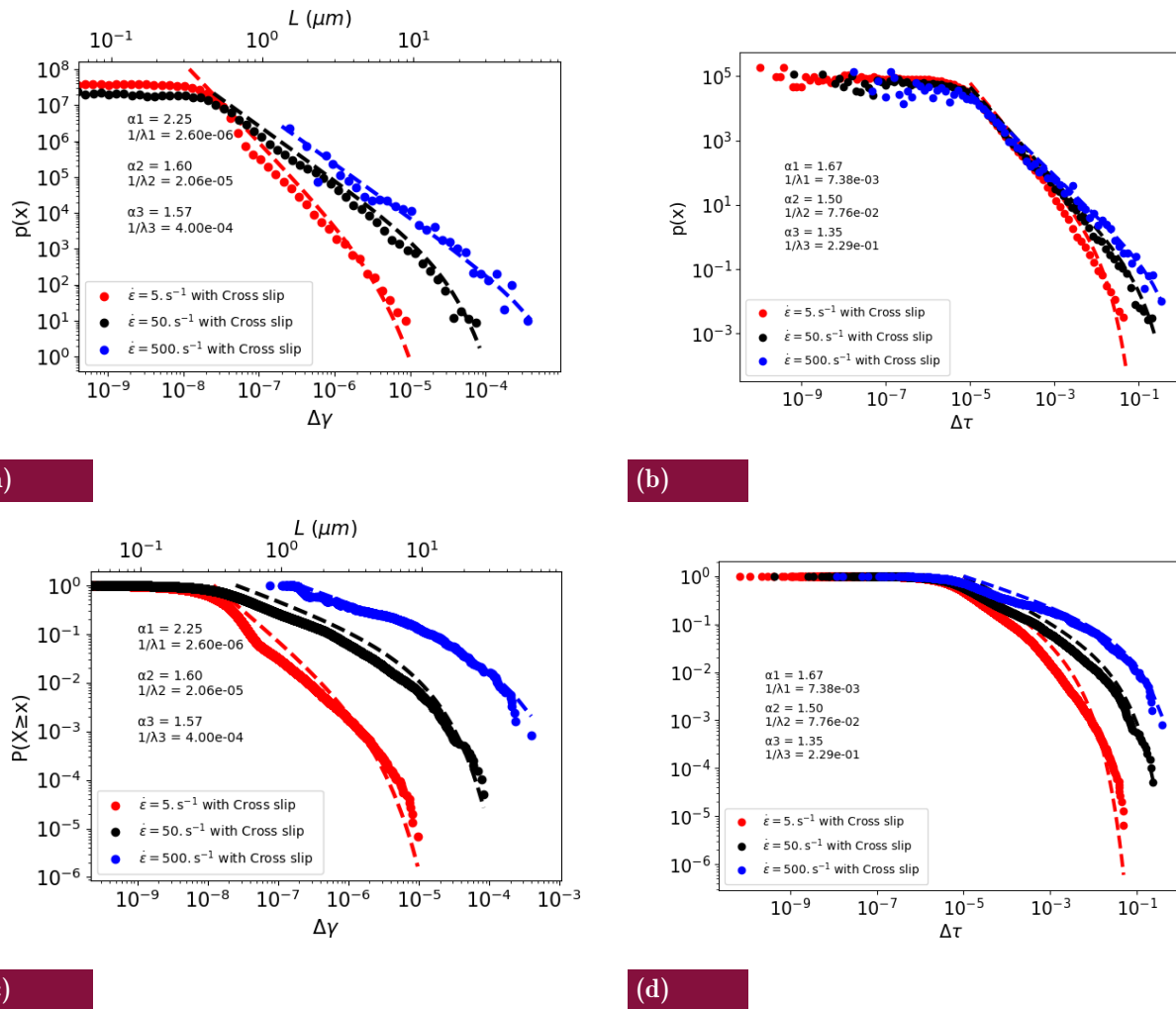
On voit tout d'abord que la taille des avalanches augmente clairement avec la vitesse de déformation, avec un comportement suivant une loi puissance tronquée. Les exposants critiques des lois puissances dépendent ici de la vitesse de déformation avec une valeur de 2.58 pour  $5 s^{-1}$  de 1.60 pour  $50 s^{-1}$  et de 1.57 pour  $500 s^{-1}$ , figure 5.9 (a). Ce type de dépendance a été observée dans la littérature lors de la compression de nanopiliers de nickel, d'or et de Niobium, [Pap12; SM18; Fri12].

Le lien entre exposant critique et vitesse de déformation a été discuté théoriquement par White, [WD03] dans le "cracking noise" qui invoque le chevauchement plus important des avalanches quand la vitesse de sollicitation est élevée. Par ailleurs quand la vitesse de déformation augmente les avalanches deviennent plus rapides et les distributions perdent une fraction croissante de petites valeurs. Les distributions se déplacent alors vers des événements de taille plus grande. Ces mécanismes réduisent la valeur de l'exposant critique. La dépendance de l'exposant critique à la vitesse de déformation indique que les événements plastiques n'appartiennent pas à une même classe de criticité ce qui est en accord avec les conclusions de [Wei21b]

Les distributions sont caractérisées par un seuil  $\Delta\gamma_{min}$  à partir duquel les événements sont distribués selon une loi puissance.

- Pour les vitesses de 5 et  $50 s^{-1}$ ,  $\Delta\gamma_{min}$  est constant à  $5 \cdot 10^{-8}$  (en terme d'incrément de déformation) ce qui correspond à un libre parcours des dislocations de  $0.3 \mu m$ , figure 5.9 (c).
- Pour une vitesse de  $500 s^{-1}$  la valeur de  $\Delta\gamma_{min}$  est  $10^{-7}$  ce qui correspond un libre parcours de  $1 \mu m$ .
- La taille du domaine en loi puissance s'étend sur trois décades pour une vitesse de déformation de  $5 s^{-1}$ . Le libre parcours des avalanches est alors de  $0.3 \mu m$  à  $7 \mu m$ .
- Pour une vitesse de déformation de  $50 s^{-1}$ , les événements critiques s'étendent sur quatre décades, avec libre parcours compris entre  $0.3 \mu m$  et  $20 \mu m$ .
- Enfin, dans le cas de simulations avec une vitesse de déformation de  $500 s^{-1}$ , les événements critiques s'étendent également sur quatre décades, avec un libre parcours qui varie de  $1 \mu m$  à  $70 \mu m$ .

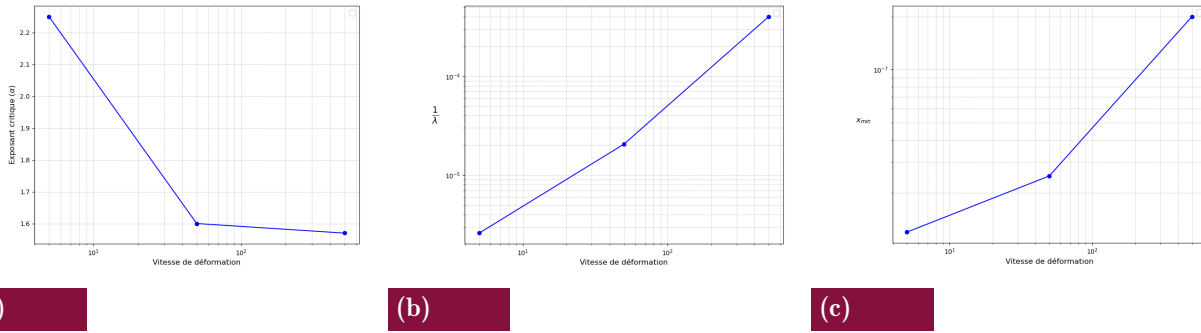
La taille des grands événements est estimée par le paramètre  $\lambda^{-1}$ . Ce paramètre est dépendant de la densité de dislocations initiales et de l'orientation comme il a été montré au chapitre précédent. Il est égal à  $\Delta\gamma_{max}$  ou  $\Delta\tau_{max}$  selon la grandeur suivie pour caractériser la distribution des avalanches.



**Fig. 5.8** distribution des évènements plastiques pour une simulation en DDD 3D avec différentes vitesses de déformation (a) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et de libre parcours moyen des dislocations  $L(\mu m)$ . (b) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des chutes de contraintes  $\Delta\tau$ . (c) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et du libre parcours moyen des dislocations. (d) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des chutes de contraintes  $\Delta\tau$  pour les trois vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$ . les simulation ont été réalisées en autorisant le cross-slip (glissement dévié)

On remarque une forte dépendance de  $\lambda^{-1}$  avec la vitesse de déformation, figure 5.9 (b). Les évènements de grandes tailles ont lieu avec une probabilité plus grande quand la vitesse augmente et les distributions de chutes de contraintes ou d'incrément de déformation se décalent vers la droite, figure 5.8.

Ces résultats s'expliquent par le nombre de sources activées en fonction de la vitesse de déformation. À faible vitesse de déformation, le nombre de sources activées est faible, ce qui limite la distance parcourue par les avalanches avant qu'elles ne s'arrêtent. En revanche, pour des vitesses de déformation élevées, le nombre de sources actives augmente considérablement,



**Fig. 5.9** Évolution de l'ensemble des paramètres des lois puissance en fonction de la vitesse de déformation (a) Évolution de l'exposant critique  $\alpha$  (b) Évolution de  $\lambda$  l'atténuation du terme en exponentielle décroissant dans la loi puissance (c) Évolution de la valeur  $\Delta\gamma_{min}$

généralisant de nombreuses avalanches qui parcourent de plus grandes distances. Des résultats similaires ou les cut-off dépendent de la vitesse de déformation ont été observés par [KL23] sur une structure CFC simulée par DDD avec des essais contrôlés en déformation et sur les micro piliers [SM18] par des essais expérimentaux

### 3.5.1 Comparaison de nos résultats avec la littérature

Fan et collab. [Fan21] ont exploré l'effet de la vitesse de déformation sur le comportement plastique en regroupant essais expérimentaux et simulation en DM et DD. Les auteurs proposent un modèle qui exprime une limite élastique adimensionnelle pour deux régimes distincts, un régime contrôlé essentiellement par vitesse de déformation et un régime contrôlé par les mécanismes de la Forêt. Les auteurs partent d'une relation entre une vitesse de déformation et le taux de contrainte définie comme  $\dot{\sigma} = E(\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}^p)$  et une loi de mobilité  $v_m = \tau_e b / B = (\tau_y - \beta G b \sqrt{\rho_y}) b / B$ . Ils montrent par la suite que la limite élastique peut être exprimé suivant une forme universelle :

$$\tau_y = \frac{B\dot{\epsilon}}{m f_a \rho_y b^2} + \beta G b \sqrt{\rho_y} \quad (5.1)$$

ou  $m$  le facteur de Schmid,  $B$  coefficient de frottement visqueux,  $G$  le module de cisaillement,  $b$  le vecteur de Burgers,  $\beta$  le coefficient d'interaction,  $\rho_y$  la densité de dislocations à la limite élastique,  $\dot{\epsilon}$  la vitesse de déformation et  $f_a$  est un facteur qui estime la proportion de la densité de dislocations mobiles qui produit la déformation et qui est pris comme constant à 2/3.

Nos résultats montrent que  $\tau_y$  est une fonction non linéaire de  $\dot{\epsilon}$ , or l'équation 5.1 est linéaire. Si nous utilisons cette équation pour prédire les résultats de la DDD, le 1er terme sensible à la vitesse varie très peu et  $\tau_y$  prédit sous-estime très fortement les valeurs simulées. Dans ce premier terme, seul le paramètre  $f_a$  est mal défini et difficile à définir en pratique. Pour reproduire les résultats de la DDD, avec ce modèle nous avons estimé  $f_a$  qui serait alors de l'ordre de  $f_a \leq 0,05$  pour  $\dot{\epsilon} = 50$  /s puis de  $\approx 0,2$  pour  $\dot{\epsilon} = 500$  /s.  $f_a$  doit donc augmenter avec la vitesse de déformation, ce qui est en accord avec nos résultats de simulations et également avec nos résultats expérimentaux sur la fraction plastique critique (cf. Chapitre suivant et figure 6.29).

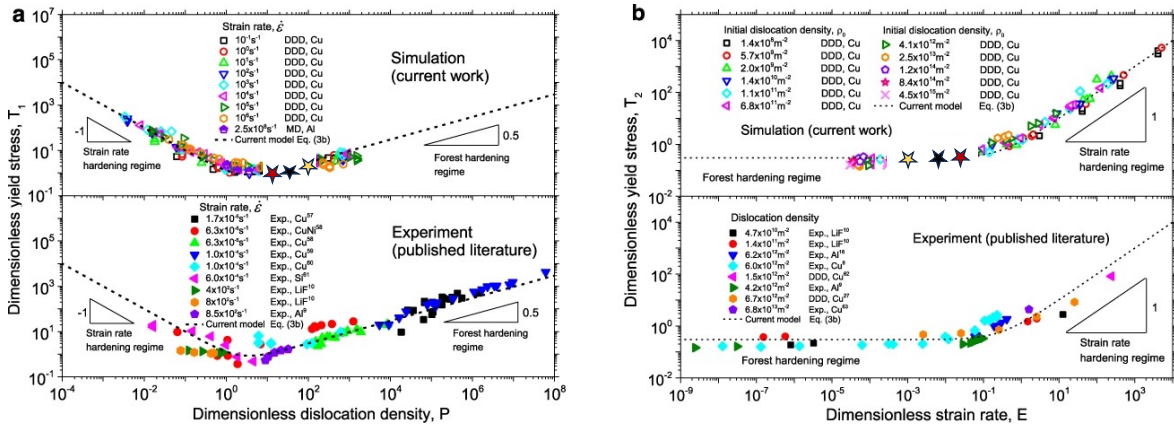
Fan et collab. proposent aussi une forme a-dimensionnelle de l'expression 5.1 afin de disposer d'une représentation indépendante des paramètres du matériau :

$$T_1 = \frac{\tau_y (m f_a)^{1/3}}{G^{2/3} (B \dot{\epsilon})^{1/3}} = \frac{1}{P} + \beta \sqrt{P}, \quad T_2 = \frac{\tau_y}{G b \sqrt{\rho_y}} = E + \beta \quad (5.2)$$

Dans cette expression la densité de dislocations et la vitesse de déformation normalisés sont respectivement donnés par :

$$P = \left( \frac{m f_a G b^3}{B} \right)^{2/3} \frac{\rho_y}{\dot{\epsilon}^{2/3}}, \quad E = P^{-3/2} = \frac{B}{m f_a G b^3} \frac{\dot{\epsilon}}{\rho_y^{3/2}} \quad (5.3)$$

Comme le montrent la figure 5.10, ce modèle permet de regrouper les données expérimentales et les données de simulations pour des matériaux typique comme le cuivre ou l'aluminium en deux courbes universelles qui caractérisent deux régimes distincts, un régime de durcissement de la forêt et un régime de durcissement par vitesse de déformation. Nos trois simulations ont été superposées à ces courbes. Nos résultats sont représentés par des étoiles : rouge pour une vitesse de déformation de  $500 \text{ s}^{-1}$ , noire pour  $50 \text{ s}^{-1}$ , et jaune pour  $5 \text{ s}^{-1}$ .



**Fig. 5.10** (a) Contrainte limite adimensionnelle en fonction de la densité de dislocations adimensionnelle. (b) Contrainte limite adimensionnelle en fonction de la vitesse de déformation adimensionnelle. [Fan21] les données issues de nos simulation sont représentées par les étoiles

Une comparaison au premier ordre confirme donc que nos simulations se situent dans un régime purement de durcissement contrôlé par la forêt. Pour une vitesse de déformation de  $500 \text{ s}^{-1}$ , nous atteignons la limite entre le régime de durcissement par la forêt et le régime de durcissement par vitesse de déformation.

Kurunczi-Papp et collab. [KL23 ; KL21] explorent, à l'aide de simulations DDD en 2D et 3D, l'effet de grandes vitesses de déformation ( $1000 - 200000$ ) sur la statistique des avalanches de dislocations, en particulier sur l'exposant critique. Ces auteurs montrent que les distributions des avalanches de dislocations suivent des lois puissance avec un exposant critique constant de l'ordre de 1.

Dans notre étude, les vitesses de déformation sont plus faibles, et la plasticité est principalement contrôlée par le durcissement forêt. Nous observons des distributions d'avalanches avec des valeurs d'exposants critiques qui diminuent à mesure que la vitesse de déformation augmente. Nos résultats sont cohérents avec les résultats expérimentaux présentés par [SM18], qui ont étudié la distribution des tailles d'avalanches lors d'essais de compression de nano-piliers en Nb et Au, en constatant également une diminution des valeurs des exposants critiques avec l'augmentation de la vitesse de déformation.

Les différences de valeurs d'exposants critiques observées entre nos résultats et ceux Kurunczi-Papp et collab. s'expliquent par les régimes de durcissement qui contrôlent la plasticité. Dans

notre cas, le mécanisme dominant est le durcissement forêt, ce qui entraîne une diminution des valeurs des exposants critiques à mesure que la vitesse de déformation augmente. En revanche, dans les travaux de [KL23 ; KL21], la plasticité est contrôlée par le durcissement lié à la vitesse de déformation, et les valeurs des exposants critiques restent constantes pour l'ensemble des distributions d'avalanches de dislocations.

Si nous augmentions la vitesse de déformation dans nos simulations, nous devrions tendre vers un régime contrôlé par la vitesse de déformation, et les valeurs des exposants critiques devraient alors converger vers une valeur constante de l'ordre de 1.

## 4 Étude du mécanisme de glissement dévié sur la statistique d'avalanches de dislocation

Cette section se concentre sur l'étude de l'influence de la vitesse de déformation sur les avalanches de dislocations en l'absence du mécanisme de glissement dévié. Ce dernier, bien qu'il joue un rôle clé dans la plasticité cristalline, est ici exclu afin d'isoler les effets directs de la vitesse de déformation. Le glissement dévié, caractérisé par le déplacement des dislocations vis dans des plans différents du plan de glissement primaire, est en effet reconnu comme particulièrement sensible aux variations de la vitesse de déformation (puisque ce mécanisme est thermiquement activé). En supprimant ce mécanisme, les simulations permettent une analyse plus fine et spécifique de la dynamique des avalanches sous différentes vitesses de déformation.

De plus nous avons vu précédemment que l'activité dans les systèmes déviés dépendaient eux-mêmes de la vitesse de déformation. Enfin, rappelons que le glissement dévié participe à la formation des microstructures.

### 4.1 Comportement plastique et évolution de la microstructure

Les simulations menées pour étudier l'effet de la vitesse de déformation en l'absence de glissement dévié ont été réalisées en conservant les mêmes paramètres que ceux des simulations précédemment présentées. Cela inclut une densité initiale de dislocations et des boîtes de simulation identiques.

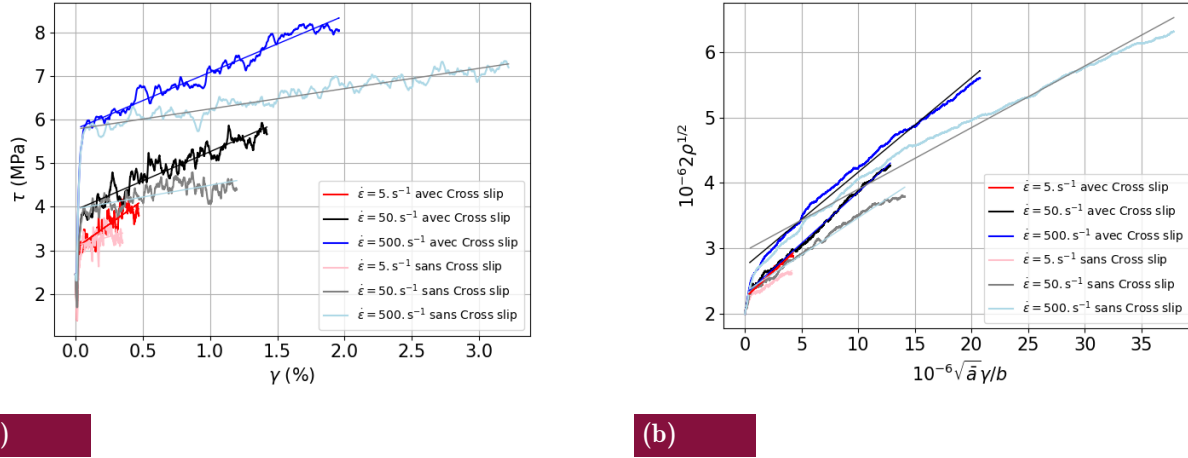
Les courbes de contraintes-déformation données dans la figure 5.11 (a) montrent pour les trois vitesses de déformation une diminution du taux d'écrouissage quand le glissement dévié n'est pas activé. Ces résultats sont confirmés par les valeurs des taux d'écrouissage fournies par le tableau 5.2. Ce comportement est plus marqué pour une vitesse de déformation de  $500 \text{ s}^{-1}$ .

Cette influence du glissement dévié a aussi été observée par Kubin et collab. [KD99] dans le cas de l'aluminium sollicité suivant l'axe de haute symétrie [001]. Lorsque le glissement dévié est pris en compte, il se produit une augmentation du nombre d'interactions colinéaires. On favorise alors la formation de débris et de super-crans peu mobiles qui affectent le mouvement des dislocations primaires [DKH07] et provoquent un durcissement supplémentaire. A ceci s'ajoute l'interaction colinéaire des crans avec d'autres dislocations primaires glissant sur des plans parallèles [DKH06].

Kubin et collab. [KD99] constatent également que la microstructure de dislocations en présence du glissement dévié présente une organisation plus marquée. Les annihilations et les super-crans colinéaires induits par la déviation ancrent les dislocations dans les murs des cellules en formation. Les concentrations de contraintes qui existent au sein des parois favorisent la déviation. Dans sa thèse, Queyreau montre que l'activation du glissement dévié lors de simulations

où un système de glissement unique est activé conduit à un fort durcissement [Que08a]. L'augmentation de taux d'écroissage lors de l'activation du glissement dévié a aussi été observé lors de la simulation de DDD en compression de nanopiliers [Hus15].

Pour des vitesses de déformation 5 et 50  $s^{-1}$  l'évolution de la densité de dislocations semble quasi identique avec ou sans glissement dévié. Les simulations avec une vitesse de déformation de 500  $s^{-1}$  montrent une différence du taux de stockage. Le tableau 5.2 montre des valeurs de la constante de stockage  $K$  dans le libre parcours moyen.



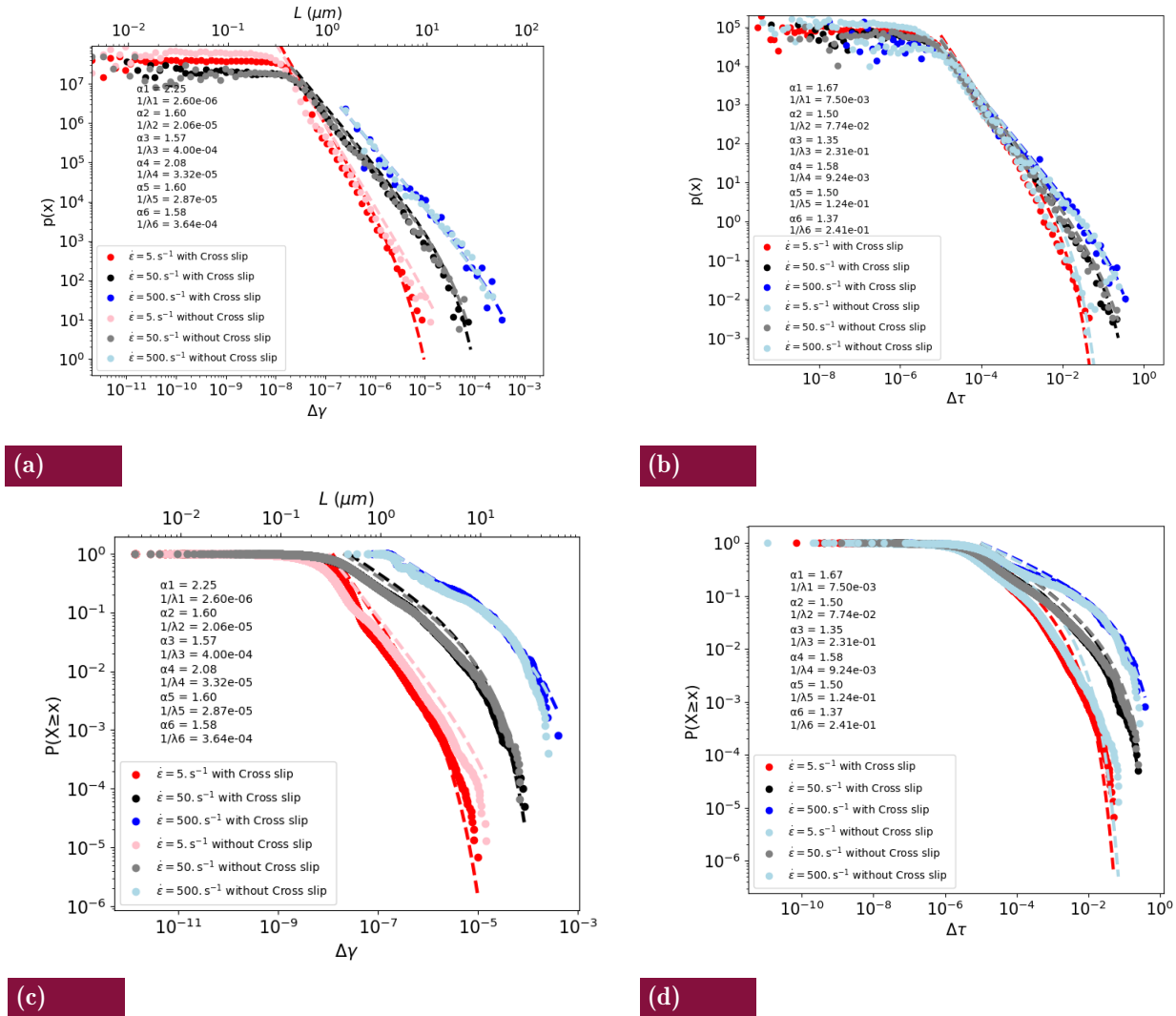
**Fig. 5.11** Simulations DDD de la déformation en traction [001] dans le Cu. La boîte de simulation a une taille de  $10\mu\text{m}^3$ , les vitesses de déformation imposées sont de 5, 50, 500  $s^{-1}$  pour deux cas, un où le glissement dévié est autorisé et l'autre où le glissement dévié n'est pas autorisé. (a) Évolutions correspondantes de la contrainte résolue  $\tau$  en fonction de la déformation en cisaillement total  $\gamma$  pour les trois vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}$ . (b) Évolutions correspondantes de la densité de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation  $\gamma$ .

On retrouve que le glissement dévié est essentiel pour reproduire le durcissement du monocristal.

$\dot{\epsilon}(s^{-1})$	5	50	500
<b>avec glissement dévié</b>			
$\theta \approx \left(\frac{\mu}{150}\right)$	$\frac{\mu}{150}$	$\frac{\mu}{280}$	$\frac{\mu}{280}$
$K_{001}$	6.2	6.3	6.4
<b>sans glissement dévié</b>			
$\theta \approx \left(\frac{\mu}{150}\right)$	$\frac{\mu}{513}$	$\frac{\mu}{913}$	$\frac{\mu}{777}$
$K_{001}$	9.5	8.6	10.6

**Tab. 5.2** Tableau donnant les valeurs du taux d'écroissage et du paramètre d'orientation  $K_{hkl}$  pour les trois vitesses de déformation

## 4.2 Statistique d'avalanches de dislocation



**Fig. 5.12** Distribution des événements plastique pour une simulation en DDD 3D avec trois vitesses de déformation imposé 5, 50, 500  $\text{s}^{-1}$  pour deux cas un ou le glissement dévié est autorisé et l'autre ou le glissement dévié n'est pas autorisé. (a) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et de libre parcours moyen des dislocations  $L(\mu\text{m})$ . (b) Fonction de densité de probabilité (PDF) des amplitudes des chutes de contraintes  $\Delta\tau$ . (c) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des incréments de déformation  $\Delta\gamma$  et du libre parcours moyen des dislocations. (d) Fonction de distribution cumulative complémentaire (CCDF) des chutes de contraintes  $\Delta\tau$  pour les trois vitesses de déformation

Une étude statistique des chutes de contraintes et d'incrément de déformation a été conduite pour différentes vitesses de déformation avec possibilité ou non du glissement dévié. Les résultats sont présentés dans les figures 5.12. Les figures 5.12 (a) (b) représentent respectivement la PDF des incréments de déformations ( $\Delta\gamma$ ) et des chutes de contraintes ( $\Delta\tau$ ) et les figures 5.12 (c)

(d) représentent les CCDF des incréments de déformations ( $\Delta\gamma$ ) et des chutes de contraintes ( $\Delta\tau$ ). Comme les simulations sont effectuées dans des boîtes de mêmes dimensions, le libre parcours des dislocation  $L(\mu m)$  peut être illustré sur les mêmes graphes. Les résultats sans GD montrent des évolutions similaires à celles présentées dans la partie 3, à savoir des incréments de déformation et des chutes de contraintes distribuées selon une loi puissance tronquée du type  $P(\Delta\tau) = A(\Delta\tau)^{-\alpha\tau} \exp\left(-\frac{\Delta\tau}{\Delta\tau_0}\right)$  et  $P(\Delta\gamma) = B(\Delta\gamma)^{-\alpha\gamma} \exp\left(-\frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_0}\right)$ . Ces distributions suivent un comportement de type loi de puissance dépendant uniquement de la vitesse de déformation. Les exposants critiques ainsi que les valeurs caractéristiques des distributions, telles que ( $\Delta\gamma_{min}$ ) (valeur minimale à partir de laquelle la loi de puissance est définie) et les cut-offs (valeurs maximales caractéristiques des grands événements), sont influencés par la vitesse de déformation, sans être affectés par l'activation ou non du glissement dévié (cf figure 5.9).

On comprend donc que le mécanisme de déviation du glissement est intrinsèquement plus lent que les vitesses des avalanches de dislocations. Le glissement dévié se manifeste lors de l'augmentation des contraintes (phases de montée des contraintes), tandis que les avalanches de dislocations se produisent lors des relâchements brusques de contraintes (chutes de contrainte).

Le glissement dévié n'a pas d'influence significative sur la distribution des caractéristiques d'avalanches  $\Delta\gamma$  et  $\Delta\tau$  qui n'est sensible qu'à la vitesse de déformation. Ces résultats soulignent l'importance des modes de chargements sur la dynamique des avalanches et limitent l'impact de certains mécanismes locaux plus lents sur les phénomènes collectifs.

## 5 Résumé

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet de la vitesse de déformation sur la statistique des avalanches dans le cas du cuivre monocristallin orienté [001], en utilisant des simulations en dynamique des dislocations discrètes menées avec soin. La gamme de vitesse est basse pour des simulations mesoscopiques de ce type, et dans un régime clairement contrôlé par le mécanisme de la forêt. Nos résultats montrent que la contrainte d'écoulement plastique  $\tau_y$  et l'évolution de la densité de dislocations augmente de manière non linéaire avec la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_a$ . Le mécanisme de stockage de densité (au travers de  $K_{hkl}$ ) reste identique.

Nos analyses statistiques montrent que le nombre de configurations critiques activées augmentent pour pouvoir assurer la vitesse de déformation souhaitée. Ainsi, des configurations de plus en plus dures sont activées, ce qui explique l'augmentation de  $\tau_y$  et de la densité de dislocation. En conséquence, plus de sites de la microstructure sont activés simultanément quand  $\dot{\epsilon}_a$  est grand.

En conséquence, les événements plastiques se superposent à plus forte  $\dot{\epsilon}_a$  conduisant à des avalanches plus grandes. Aussi, le niveau de contrainte étant plus grand, des obstacles plus forts sont requis pour stopper les avalanches. Les statistiques d'avalanches restent sous la forme de loi puissance tronquée, mais tous les paramètres quantifiables sont modifiés. L'exposant critique  $\alpha$  et les cut-offs  $\Delta\gamma_{min}, \Delta\gamma_{max}$  augmentent avec la vitesse de déformation ce qui est en accord avec certains résultats de la littérature sur micropiliers ainsi qu'avec nos résultats expérimentaux sur polycristaux de Cu exposés dans le chapitre suivant. La corrélation  $\Delta\tau$  et  $\Delta\gamma$  dépend fortement du mode de chargement. Puisque les événements sont plus grands, le nombre d'avalanche et serrations observables diminuent avec  $\dot{\epsilon}_a$  pour une quantité de déformation donnée.

Nos analyses offrent un nouveau regard sur la sensibilité à la vitesse du Cu qui est donc intimement liés aux statistiques d'avalanches. Le glissement dévié et l'activité sur les systèmes déviés diminuent avec  $\dot{\epsilon}_a$ . La vitesse de déformation change la structure des avalanches en termes de

contribution relative des systèmes et de glissement dévié, suggérant une structuration différente des dislocations.

## Résultats expérimentaux

### Table des matières

1	Introduction . . . . .	126
2	Description des dispositifs expérimentaux . . . . .	126
2.1	Préparation des échantillons et polissage . . . . .	127
2.2	Dispositifs expérimentaux de l'émission acoustique . . . . .	128
2.3	Le microscope électronique à balayage (MEB) . . . . .	129
2.3.1	Principe de fonctionnement . . . . .	129
2.3.2	Traitement de données . . . . .	131
3	Modèle et analyse de l'émission acoustique (comparaison avec la simulation DDD) 133	
3.1	Description et grandeurs acoustiques . . . . .	133
3.2	Caractéristiques des salves acoustiques enregistrées . . . . .	133
3.3	Modèle de l'onde acoustique . . . . .	134
3.4	Analyse de corrélation entre amplitude et temps de retour à la tension seuil 136	
3.5	Vitesse d'émission, énergie absolue du signal et fraction de plasticité intermittente . . . . .	138
3.6	Étalonnage de la salve en termes d'incrément de déformation plastique . 140	
4	Analyse temporelle des mesures. Corrélations et répliques . . . . .	141
4.1	Corrélation entre l'amplitude et les grandeurs temporelles d'une salve. Évolution de ces grandeurs au cours de l'essai de traction . . . . .	141
4.2	Corrélation entre les événements acoustiques. Mise en évidence des répliques 144	
5	Influence de la vitesse de traction sur les caractéristiques des salves . . . . .	147
6	Distribution des contraintes critiques et comparaison avec la simulation . . . . .	150
7	Essai de traction et traitement thermique . . . . .	151
7.1	Les traitements thermiques . . . . .	151
7.2	Evolutions de l'atténuation, de la fréquence et de la durée des salves avec le recuit . . . . .	152

7.3	Évolution du nombre d'évènements en fonction de la déformation . . . . .	153
7.4	Évolution de l'amplitude des salves au cours de l'essai. Distribution statistique des amplitudes . . . . .	154
7.5	Distribution des vitesses d'émission en fonction de la déformation . . . . .	156
7.6	Critère de partage de la plasticité et incrément moyen de déformation . .	157
8	Résumé des observations . . . . .	158
9	Analyse des résultats et conclusion . . . . .	158

## 1 Introduction

Les deux chapitres consacrés aux résultats en dynamique des dislocations discrètes (DDD) montrent que la densité de dislocations initiale et la vitesse de déformation influencent significativement la statistique des avalanches. L'objectif de cette section est d'évaluer l'influence des mêmes paramètres ainsi que de la microstructure de recuit sur la statistique d'avalanches dans le cuivre pur polycristallin. Le moyen mis en œuvre est l'émission acoustique, une technique ancienne qui a fait ses preuves. Les mesures d'émissions acoustiques produites lors d'essais de traction fournissent à travers des salves acoustiques une signature des avalanches de dislocations.

Le choix du cuivre polycristallin est motivé par les raisons suivantes :

- **Manque d'investigations dynamiques** : Malgré son importance dans l'industrie, son abondance et sa facilité de fabrication, la dynamique des dislocations dans le cuivre polycristallin est peu étudiée. Comprendre les mécanismes microscopiques associés à la déformation plastique permet une meilleure compréhension de son comportement macroscopique.
- **Paramètres microstructuraux** : La taille des cellules de dislocations, des grains et la densité du réseau de Frank conditionnent la dynamique des dislocations. Ces paramètres peuvent être modifiés, ajustés par des traitements thermiques.

Une étude statistique a été menée sur les caractéristiques des salves d'émissions acoustiques enregistrées lors d'essais de traction sur des polycristaux de cuivre recuit à différentes températures et pour différentes durées. Cette étude se décline en plusieurs étapes :

1. **Description des dispositifs expérimentaux utilisés en EA** : Présentation des équipements et des protocoles employés pour mesurer les caractéristiques des salves ainsi que ceux utilisés pour la caractérisation des microstructures.
2. **Modélisation des salves** : Un modèle de salve qui s'appuie sur la démarche de Rouby [RFD83] a été utilisé. Les paramètres de ce modèle sont identifiés pour chaque essai de traction.
3. **Effet de la vitesse de déformation** : Des échantillons présentant des caractéristiques microstructurales identiques ont été étudiés en faisant varier la vitesse de déformation, afin d'étudier son influence sur la distribution des caractéristiques des salves d'EA.
4. **Étude de l'amplitude des salves** : Une analyse statistique a été réalisée sur les amplitudes des salves obtenues pour différentes conditions de recuit.
5. **Évaluation de la fraction de déformation critique** : La proportion d'une plasticité de nature critique par rapport à la plasticité totale a été évaluée en utilisant la valeur de l'énergie absolue fournie par le logiciel de traitement AEWIn. Cette proportion de plasticité critique a permis de comparer la criticité des microstructures de recuit.

Les résultats d'émissions acoustiques ont été comparés à ceux des simulations DDD et mis en relation avec les paramètres microstructuraux déduits des types de recuit ou caractérisés par les courbes de traction et l'observation EBSD (Electron Backscatter Diffraction). Cette approche permet de relier les mécanismes de déformation plastique aux propriétés microstructurales et à la dynamique des dislocations, apportant ainsi une compréhension approfondie du comportement plastique des matériaux polycristallins.

## 2 Description des dispositifs expérimentaux

Dans cette partie, nous décrivons les différentes étapes expérimentales nécessaires à l'étude du comportement plastique et de la statistique des avalanches de dislocations dans le cuivre pur

polycristallin. L'ensemble des dispositifs utilisés a été conçu pour garantir une caractérisation précise des propriétés mécaniques, microstructurales, et acoustiques des matériaux.

Nous commencerons par présenter les méthodes de préparation des échantillons, incluant les étapes de polissage mécanique, diamanté et électrolytique, nécessaires à l'obtention d'une surface de haute qualité adaptée à l'analyse EBSD. Ensuite, les dispositifs expérimentaux dédiés à l'enregistrement des émissions acoustiques lors des essais de traction seront décrits en détail. Enfin, nous présenterons le principe de fonctionnement du microscope électronique à balayage (MEB) utilisé pour caractériser la microstructure des échantillons, ainsi que les traitements de données associés.

## 2.1 Préparation des échantillons et polissage

Pour étudier la statistique des avalanches de dislocations en relation avec les structures de dislocations, il faut caractériser ces dernières à l'aide d'observations EBSD. Le polissage joue un rôle important car la qualité des scans EBSD dépend directement de l'état de surface de l'échantillon. La procédure de polissage commence par un pré-polissage mécanique suivie d'un polissage à la pâte diamantée et se termine par un polissage électrolytique. La réalisation d'un polissage mécanique se fait à l'aide de papiers abrasifs (SiC) de grosseur de grain variable qui sont montés sur une polisseuse automatique. Le tableau 1 représente les grosseurs de grain du papier SiC.

**Tab. 6.1** Divers types de papier SiC présentés selon le numéro de papier en fonction du diamètre de grains.

Papier SiC	P80	P120	P180	P220	P320	P500	P800	P1000	P1200	P2400	P4000
Diamètre grain ( $\mu\text{m}$ )	200	125	76	68	46	30	22	18	14	10	5

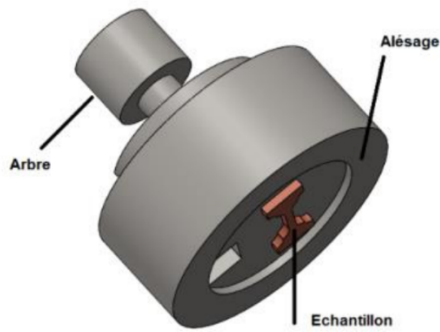
Le choix du papier au début du polissage dépend de l'état de surface initial. Après découpe, le polissage débute avec du papier de grain 800 afin de rendre la surface de l'échantillon parallèle au plateau en rotation. Nous utilisons un plot de polissage composé d'un alésage et d'un arbre sur lequel l'échantillon est collé. La vitesse de rotation du plateau est choisie entre 150 et 200 tr/min, et la force appliquée correspond au poids de l'arbre. Le polissage utilise successivement des papiers abrasifs de granulométrie de plus en plus fine, avec des temps inférieurs à 5 minutes pour chaque papier. Après le pré-polissage, on obtient des rayures de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$ .

On procède ensuite au polissage avec de la pâte diamantée sur un drap de type MD-Mol collé sur le plateau par un aimant. La pâte diamantée utilisée est de 3 puis de 1  $\mu\text{m}$ , et la vitesse de rotation du plateau est prise à 100 tr/min pour un temps de 5 à 10 minutes. Les rayures résiduelles n'excèdent pas 0,25  $\mu\text{m}$ .

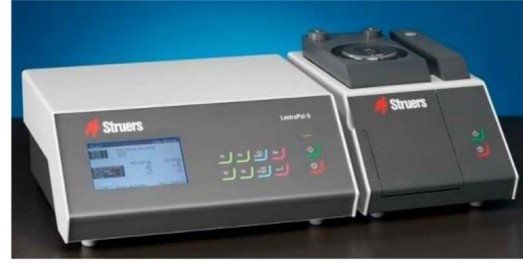
La dernière étape consiste à faire un polissage électrolytique. Le dispositif utilisé est la polisseuse électrolytique LectroPol-5 de Struers. Pour le cuivre, Struers propose l'électrolyte D2, qui est une solution composée d'acide phosphorique, d'éthanol, de propanol et d'eau. Les conditions de polissage sont données dans le tableau. Afin d'effectuer des cartographie EBSD, des zones de 600x600  $\mu\text{m}$  sont repérées par des empreintes de micro-duretés (figure 6.7 (a)).

**Tab. 6.2** Conditions de polissage électrolytique pour le cuivre pur polycristallin.

Électrolyte	Voltage	Débit	Temps
D2	16 V	16	15 secondes



(a)

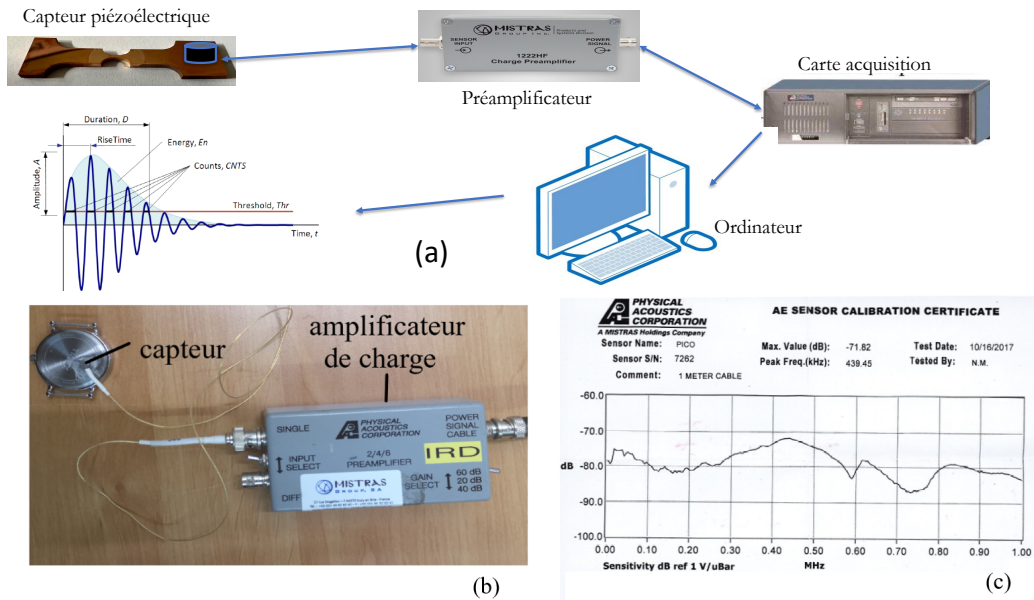


(b)

**Fig. 6.1** (a) Plot de polissage (b) Electropolisseuse LectroPol-5, Struers

## 2.2 Dispositifs expérimentaux de l'émission acoustique

L'enregistrement des émissions acoustiques se fait à l'aide d'une chaîne d'acquisition représentée figure 6.2 (a). Cette chaîne d'acquisition est composée d'un capteur piézoélectrique fixé sur la surface de l'échantillon par une graisse silicone qui sert de matériau de couplage. Les ondes de contraintes émises lors de l'essai de traction déforment la surface du capteur. Le capteur piézoélectrique est sensible à la vitesse de déplacement de sa surface. Il convertit l'émission acoustique en charges électriques qui sont ensuite transformées en tension par un amplificateur de charges. Pour nos expériences, nous utilisons un capteur du type pico de diamètre 5mm qui possède une bande passante comprise entre 100 et 1000 kHz, figure 6.2 (c). La valeur du gain du préamplificateurs est réglable à 20, 40 et 60 dB. Nous avons choisi un gain de 40 dB. L'amplificateur de charge est relié à une carte d'acquisition PCI-2 dont la vitesse d'échantillonnage est de 40MHz. La carte enregistre les signaux EA et le logiciel AEWin procède à l'extraction de surtensions transitoires qu'on appelle salves. Afin de détecter ces salves, un seuil en tension est fixé par l'expérimentateur. Lorsque le signal dépasse la valeur seuil l'algorithme de détection de la salve est déclenché. Le système utilise deux constantes de temps pour identifier les événements acoustiques. La première, appelée HDT (Hit Definition Time), détermine le moment de fin d'un événement en se basant sur le temps  $t_e$ . Ce temps  $t_e$  est celui où le signal reste constamment inférieur à une valeur minimale  $A_{min}$  pendant au moins la durée définie par le HDT ( $26 \mu s$  dans notre cas). Ainsi, les durées enregistrées, correspondant à  $\delta = t_e - t_0$ , dépendent de la valeur attribuée au HDT. La seconde constante, le HLT (Hit Lockout Time), établit une période d'inhibition de l'acquisition ( $30 \mu s$  dans notre cas) qui démarre à la fin du HDT. Pour nos expériences, cela signifie qu'une durée de  $56 \mu s$  est imposée entre la fin d'un événement et la possibilité d'en enregistrer un nouveau. Ces constantes de temps visent à éviter la détection d'échos secondaires, comme ceux produits par les réflexions d'ondes sur les parois de l'échantillon. Il existe une troisième constante de temps, le PDT (Peak Definition Time), qui détermine l'amplitude maximale d'une série de salves  $A_0$ . Son rôle principal est d'éviter les mesures erronées sur les propagations rapides et de faibles amplitudes qui ne représentent pas fidèlement l'événement. L'ensemble du système d'acquisition qui vient d'être décrit a été assemblé par Mistras. Le système d'acquisition Mistras permet également de stocker les formes d'onde (le signal temporel échantillonné à 8 MHz) de chaque salve d'émission acoustique.



**Fig. 6.2** Dispositifs expérimentaux des émissions acoustiques (a) et (b) représentent les dispositifs d'acquisitions des émissions acoustiques, (c) la courbe de la réponse en fréquences du capteur piézoélectrique

## 2.3 Le microscope électronique à balayage (MEB)

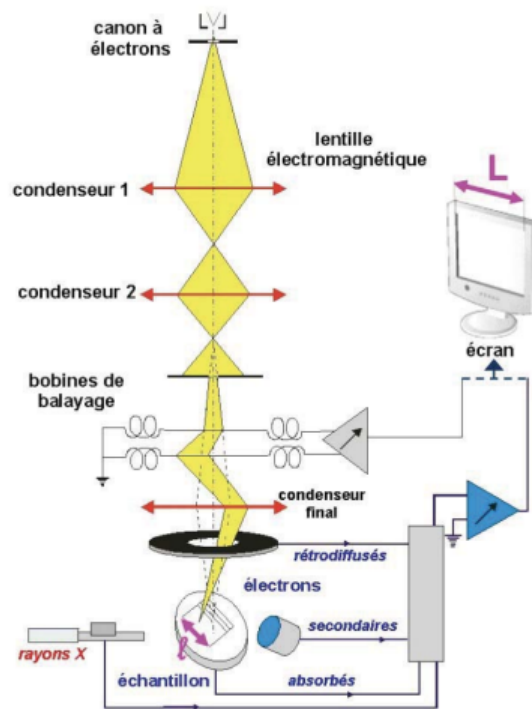
### 2.3.1 Principe de fonctionnement

Il existe deux techniques pour extraire les électrons, la première à l'aide d'un filament en tungstène chauffé par effet joule et la seconde en utilisant un champ électrique intense entre une cathode métallique en forme de pointe et une anode. Cette dernière technique est utilisée dans les MEB-FEG. Elle possède une plus grande stabilité et une meilleure brillance.

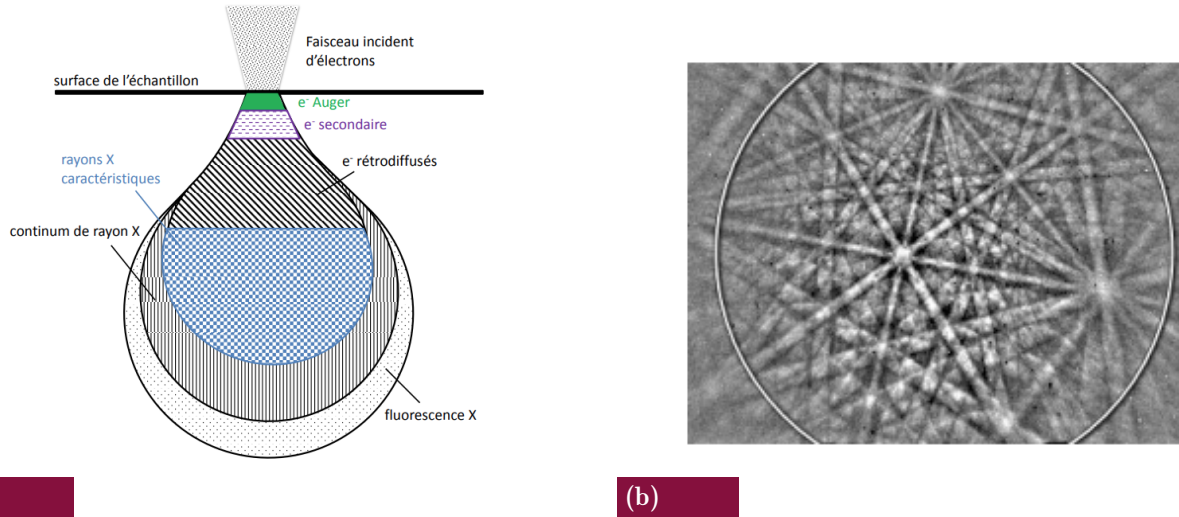
L'interaction des électrons incidents et des électrons qui gravitent en périphérie des atomes de l'échantillon produit différents types de réémissions. Ces interactions dépendent de la profondeur à laquelle les électrons incidents pénètrent dans l'échantillon analysé. Elles produisent des réémissions d'électrons Auger, secondaires, rétro diffusés et enfin des photons X

Pour former les images, deux types d'électrons sont utilisés, les électrons secondaires et les électrons rétrodiffusés. L'imagerie en électrons secondaires est basée sur les chocs inélastiques entre les électrons incidents et les électrons de l'échantillon. Chaque électron incident peut créer un ou plusieurs électrons secondaires qui sont arrachés de la surface. Ils sont alors captés par un détecteur qui forme une image à fort contraste topographique. Les électrons secondaires ont une faible énergie, autour de 50 eV. Les électrons rétrodiffusés sont des électrons incidents qui ont subi des chocs quasi élastiques avec les électrons des atomes. Ils vont former une image de la topographie de surface et permettent de plus d'obtenir un contraste de composition chimique.

Pour ce mode d'imagerie, il est nécessaire de régler une forte intensité de faisceau électronique. Il est possible d'obtenir au MEB une mesure de l'orientation locale en intégrant au microscope un dispositif EBSD (Diffraction d'électrons rétro diffusés, en anglais Electron Back Scattered Diffraction). Ce dispositif utilise les électrons rétro diffusés pour former sur un capteur CCD des figures de diffraction nommées diagrammes de Kikuchi. Le diagramme de Kikuchi est constitué de l'intersection des cônes de diffractions électroniques avec un capteur CCD plan. Le plan du



**Fig. 6.3** Schéma d'un MEB [Bri08]



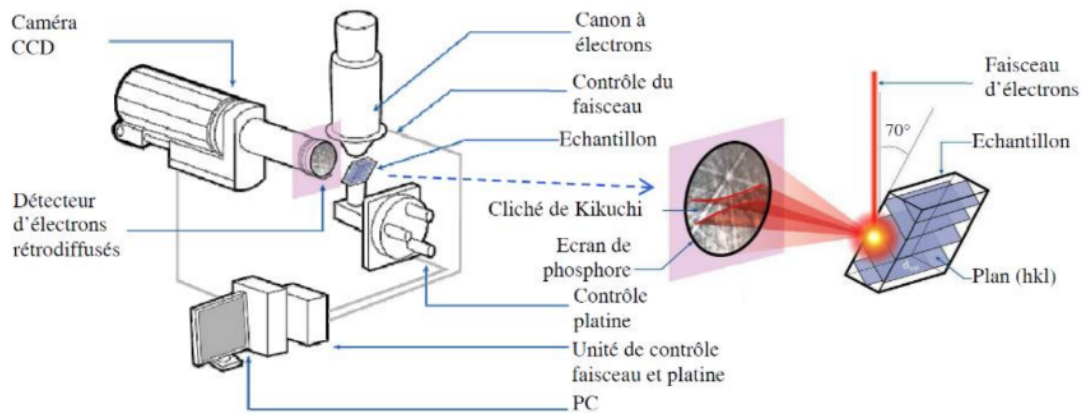
(a)

(b)

**Fig. 6.4** (a) Poire d'interaction (b) Diagramme de Kikuchi [Saa17]

capteur étant éloigné de la surface de l'échantillon, les intersections n'apparaissent pas comme des coniques, mais comme des droites ou lignes de Kikuchi. À chaque orientation de la zone irradiée par le faisceau électronique correspondra une configuration particulière du diagramme de diffraction. L'orientation est obtenue par indexation des lignes du diagramme.

L'ensemble des composants d'un système d'acquisition EBSD est représenté figure 6.5. Il est constitué d'un écran phosphorescent sur lequel les électrons rétrodiffusés forment le diagramme de diffraction. La caméra CCD située en arrière de l'écran capture ce diagramme en temps réel



**Fig. 6.5** Principaux composants d'un système d'acquisition EBSD [Bar10]

[Bar10]. Pour réaliser une cartographie EBSD (Electron Backscatter Diffraction), l'échantillon doit être incliné de  $70^\circ$  par rapport à la colonne du faisceau d'électrons. La tension d'accélération utilisée est de 20 keV (kiloélectronvolts) avec une longueur d'onde faible  $\lambda = 0.087 \text{ \AA}$  pour obtenir des lignes nettes Baudin [Bau10].

Pour réaliser une cartographie d'orientation, il faut fixer un pas entre deux spots et une dimension de zone analysée. Le logiciel que nous utilisons pour traiter les fichiers de mesure EBSD a pour nom OIM. Il permet de visualiser les grains et de donner leur orientation moyenne, leur distribution en taille, les figures de pôle directe et inverse, l'histogramme des désorientations, la distribution des types de joints de grains, etc.

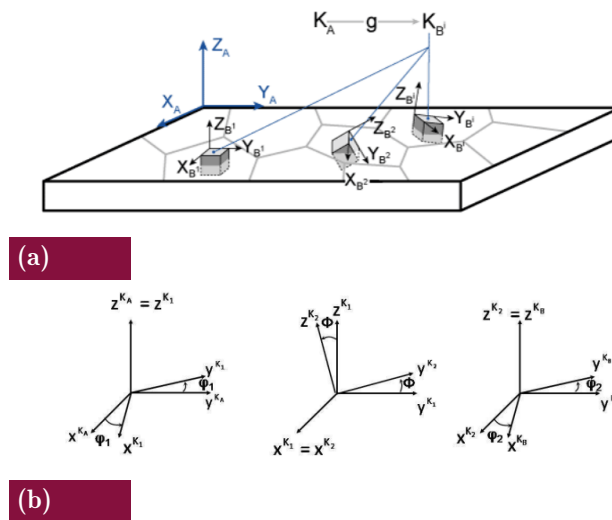
Dans notre étude, nous avons utilisé le MEB FEG-SUPRA 40VP. Sa résolution spatiale est de  $0.1 \mu\text{m}$  et sa résolution angulaire est de  $0,5$  degré. Le MEB FEG-SUPRA 40VP (Field Émission Gun = canon à émission de champs) est pourvu d'un système d'émission électronique qui permet d'obtenir un faisceau stable à faible tension d'accélération, typiquement 3 keV.

### 2.3.2 Traitement de données

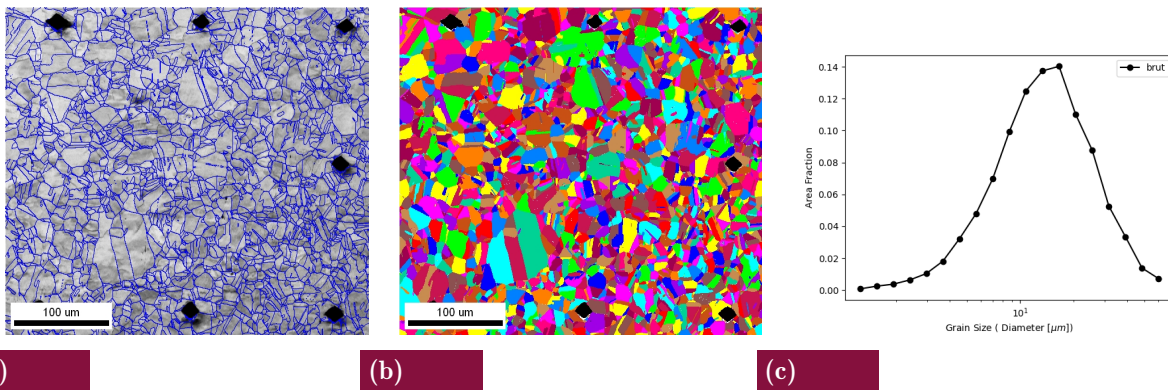
Les données d'orientation sont traitées par le logiciel. Nous allons présenter différents types d'analyse fournis par ce logiciel en utilisant le cuivre brut de laminage sur lequel seront ensuite effectués les recuits, les essais de traction et les mesures d'émissions acoustiques. Une zone d'intérêt a été délimitée à l'aide d'empreintes de dureté qui apparaissent au coin de la figure 6.7 (a) et (b). L'orientation est mesurée en surface en des points répartis suivant un réseau de période  $0.9 \mu\text{m}$ . L'orientation est donnée par la mesure des trois angles d'Euler  $\phi_1 \Phi \phi_2$ .

On définit ces angles en partant du repère  $(X^{K_A}, Y^{K_A}, Z^{K_A})$  figure 6.6. On procède ensuite à une rotation d'angle  $\phi_1$  autour de  $(OZ^{K_A})$ , pour obtenir le repère  $(X^{K_1}, Y^{K_1}, Z^{K_1})$ . On fait ensuite une rotation d'angle  $\Phi$  autour de l'axe  $(O, X^{K_1})$  le repère devient ensuite  $(X^{K_2}, Y^{K_2}, Z^{K_2})$ . Enfin, une rotation d'angle  $\phi_2$  est effectuée autour de l'axe  $(OZ^{K_2})$  et conduit au repère  $(X^{K_B}, Y^{K_B}, Z^{K_B})$ . À partir de l'ensemble des orientations, une partition de la surface est effectuée. On l'obtient en plaçant une frontière entre deux points voisins dès que leur désorientation dépasse  $15^\circ$  ce qui permet de délimiter les joints de grains tracés en bleu figure 6.7 (a). Une cartographie des grains est ensuite produite en s'appuyant sur la délimitation des joints, figure 6.7 (b).

Pour chaque grain, l'orientation moyenne est calculée, ainsi que l'aire, le diamètre et les coordonnées du centre du grain. La distribution des diamètres de grains est donnée figure 6.7



**Fig. 6.6** (a) Définition du repère macroscopique et individuel (b) Définition des angles d'Euler d'après [BWP82]



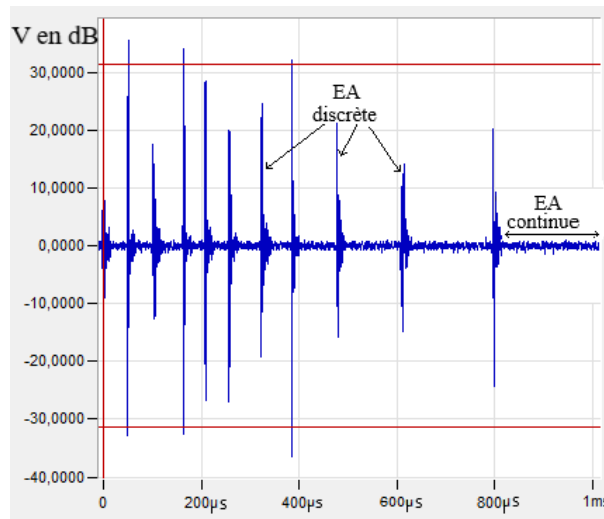
**Fig. 6.7** (a) Cartographies des joints. (b) Cartographies des grains (Empreinte de micro dureté) (c) Histogramme des diamètres de grains dans le cuivre pur polycristallin brut

(c). On constate que la répartition des diamètres est sensiblement gaussienne avec une valeur moyenne de 20  $\mu\text{m}$ .

### 3 Modèle et analyse de l'émission acoustique (comparaison avec la simulation DDD)

#### 3.1 Description et grandeurs acoustiques

L'émission acoustique est composée de deux types de signaux : un signal stationnaire dont la durée est de l'ordre de la seconde, et un signal intermittent formé de salves de forte amplitude figure 6.8. Le signal stationnaire est appelé EA continue, le signal intermittent EA discret ou salves. Les salves sont dues aux mouvements collectifs des dislocations, à la microfissuration, ou aux transformations de phase. Elles se présentent sous forme d'ondes sinusoïdales amorties.



**Fig. 6.8** Composante continue et discrète de l'émission acoustique.

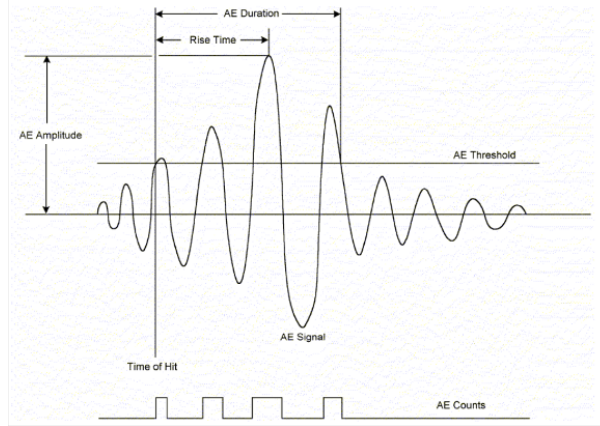
#### 3.2 Caractéristiques des salves acoustiques enregistrées

Le logiciel AEwin détecte les salves du signal issu de la chaîne de mesure à l'aide d'un algorithme dont six paramètres doivent être fournis par l'opérateur. Parmi ces paramètres il y a le seuil de détection, la durée maximale d'une salve et les fenêtres d'acquisition temporelles glissantes PDT-HDT-HLT. La salve est ensuite analysée par le logiciel et des caractéristiques en sont extraites. Les principales caractéristiques que le logiciel calcule sont représentées figure 6.9. On distingue

- **Seuil  $V_{\text{seuil}}$**  : valeur du signal qui correspond à l'enveloppe de l'émission acoustique (EA) continue. Lorsque la tension dépasse la valeur du seuil, une salve acoustique est détectée.
- **Durée  $t_s$**  : temps écoulé entre le premier et le dernier dépassement du seuil.
- **Nombre de coups  $n_c$  (en anglais *Count*)** : nombre de fois où l'amplitude des oscillations dépasse le seuil pendant la durée de la salve.
- **Amplitude  $A$**  : amplitude de la plus haute alternance de la salve.
- **Temps de montée  $t_m$  (en anglais *Rise Time*)** : Temps écoulé entre le premier dépassement du seuil et l'amplitude maximale.
- **Énergie absolue  $E_{\text{abs}}$**  : L'énergie absolue est définie comme le quotient de l'intégrale du signal au carré sur sa durée. Elle est calculée de manière continue sur un temps fourni par

l'utilisateur avec un échantillonnage de 1 ms, nous la noterons.  $E_{ac}$ . On défini une énergie absolue lors de l'émission d'une salve et son calcul est fait sur la durée de la salve. Nous la noterons alors  $E_{as}$ .

- **Fréquence centrale**  $f_s$  : barycentre de la transformée de Fourier (FFT), c'est-à-dire la moyenne des fréquences pondérée par leurs amplitudes.



**Fig. 6.9** Caractéristiques d'une salve acoustique [Gro07]

### 3.3 Modèle de l'onde acoustique

Afin d'étudier le lien entre les caractéristiques du signal enregistré par le capteur, et le déplacement des dislocations, Rouby a développé un modèle qui décrit les sources d'EA continues et discrètes, [RFD83]. Dans ce modèle, la source d'E.A. est considérée comme étant l'aire balayée par une dislocation entre son point de départ et son point d'arrivée. L'amplitude des ondes de déplacement provoquées par le mouvement d'une dislocation s'exprime en fonction du vecteur de Burgers, de la direction de déplacement de la dislocation, de l'aire balayée par la dislocation et de la vitesse de propagation de l'onde de déplacement. La contribution d'une dislocation à l'onde de déplacement au point  $P$  où est placé le capteur est donné par :

$$du_{L,\delta}(r,t) = \frac{bk_1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{C_L}\right) dA \tag{6.1}$$

Dans cette expression :

- $b$  est le vecteur de Burgers de la dislocation.
- $k_1$  est un coefficient qui dépend de la géométrie de la source et des propriétés du matériau.
- $C_L$  est la vitesse longitudinale de l'onde.
- $r$  est la distance entre la source et le capteur.
- $dA$  est l'incrément d'aire balayée par la dislocation.
- $\delta$  est l'impulsion de Dirac.

L'aire  $dA$  peut être donnée en fonction de  $L$  et de la vitesse de déplacement de la dislocation  $v(t)$ .

$$dA = Lv(t)dt \tag{6.2}$$

on obtient :

$$du_{L,\delta}(r,t) = \frac{bk_1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{C_L}\right) Lv(t)dt \quad (6.3)$$

Rouby fait l'hypothèse que la dislocation est rectiligne, de longueur  $D$  et qu'elle se déplace perpendiculairement à la ligne de dislocation sur une distance  $L$  avec la vitesse  $v(t)$  pendant un temps  $\tau_1$ . L'aire balayée représentée figure 6.10 est alors  $A = LD$ .

L'onde de déplacement issue de la source est donnée au point  $P$  où se situe le capteur par :

$$u_{L,\delta}(d,t) = L \frac{bk_1}{d} v(t - \tau_1) \quad (6.4)$$

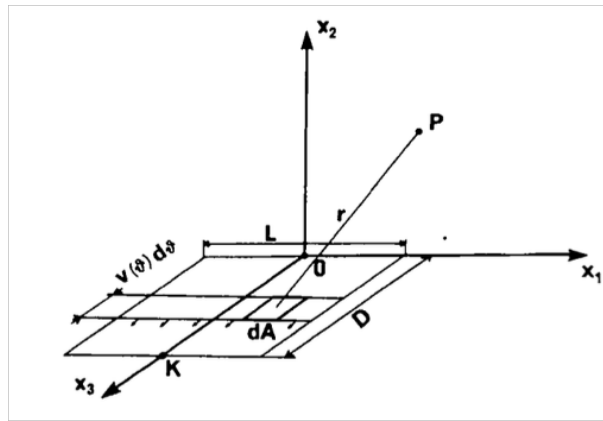
avec  $k_1 = \frac{C_T^2}{4\pi C_L^3}$ ,  $\tau_1 = \frac{d}{C_L}$  et  $d$  la distance entre la source et le capteur figure 6.10.

Cette expression permet une généralisation aisée aux avalanches qui consistent en un déplacement quasi simultané de  $n$  dislocations. Pour cela, il suffit de considérer une seule dislocation de longueur  $nL$ . Les capteurs transforment les émissions acoustiques en signal électrique. Cette transformation s'accompagne d'un filtrage fréquentiel qui est caractérisé par la fonction de transfert du capteur. Il faut adapter cette fonction de transfert au contenu fréquentiel de l'émission acoustique afin que les informations mesurées puissent être interprétées sans ambiguïté. Pour obtenir le spectre de déplacement au point  $P$ , Rouby intègre l'équation 6.1 sur le temps de déplacement de la dislocation. Il obtient le produit de convolution de deux fonctions dont la transformée de Fourier est le produit simple des transformées de Fourier de chacune de ces fonctions. Ceci conduit au spectre des déplacements au point  $P$  suivant :

$$u_{L,\delta}(d,\omega) = L \frac{bk_1}{d} v(\omega) e^{-j\omega\tau_1} \quad (6.5)$$

Les capteurs piézoélectriques traduisent la vitesse de déplacement de leur surface en une charge électrique. L'onde de contrainte  $\sigma$  est reliée à la vitesse de déplacement par l'intermédiaire de l'impédance acoustique  $Z$  du matériau,  $s(d,t) = Z \frac{\partial u}{\partial t}$  et

$$s(d,\omega) = jZ\omega \cdot u_{L,\delta}(d,\omega) \quad (6.6)$$



**Fig. 6.10** Schéma de source rectangulaire [RFD83].

Afin d'obtenir une expression explicite de  $u_{L,\delta}(d,t)$  dans le cas d'une onde de déplacement provoquée par une avalanche Richeton et collab [Ric06a] propose d'utiliser dans 6.1 une évolution exponentielle décroissante de  $v(t)$  sous la forme :

$$v(t) = v_0 \exp(-\alpha(t - \tau_1)). \quad (6.7)$$

Ainsi, nous obtenons :

$$s(d, t) = -\alpha L \frac{bk_1}{d} v(t - \tau_1), \quad (6.8)$$

Le signal de sortie du capteur présente le même type de décroissance exponentielle avec une amplitude proportionnelle à  $Lv = \frac{dS}{dt}$  qui est la surface balayée par unité de temps par les dislocations de l'avalanche. Ce modèle montre qu'il existe une correspondance directe entre la vitesse du cisaillement plastique et l'amplitude des salves.

L'hypothèse d'une décroissance exponentielle des salves acoustiques est vérifiée par les résultats expérimentaux et de simulation suivant :

1. L'allure des formes des salves acoustiques observées expérimentalement [Ric06a].
2. Les sorties du modèle de dynamique des dislocations discrètes développé par [Mig01], qui montrent une relaxation exponentielle des avalanches.
3. La variation linéaire entre le carré de l'amplitude et l'énergie des salves, cohérente avec un modèle de décroissance exponentielle, [Wei01].

Le développement précédent permet de proposer deux modèles pour décrire le signal de sortie du capteur : le premier pour le signal continu et le second pour la phase décroissante des salves. Pour le fond continu la tension enregistré à la forme :

$$V_c(t) = V_m \cos(2\pi fct) \quad \text{pour } V_m < V_{\text{seuil}}. \quad (6.9)$$

Pour l'émission discrète dans sa part décroissante :

$$V_s(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ea}}\right) \cos(2\pi f_s t) \quad \text{pour } A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ea}}\right) > V_{\text{seuil}}. \quad (6.10)$$

L'enregistrement d'une salve commence lorsque  $V_s(t)$  dépasse la tension  $V_{\text{seuil}}$ . La différence entre la durée de salve et le temps de montée  $t_s - t_m$  est le temps de décroissance de salve. nous avons

$$A = V_{\text{seuil}} \exp\left(\frac{t_s - t_m}{\tau_{ea}}\right) \quad (6.11)$$

Ou encore :

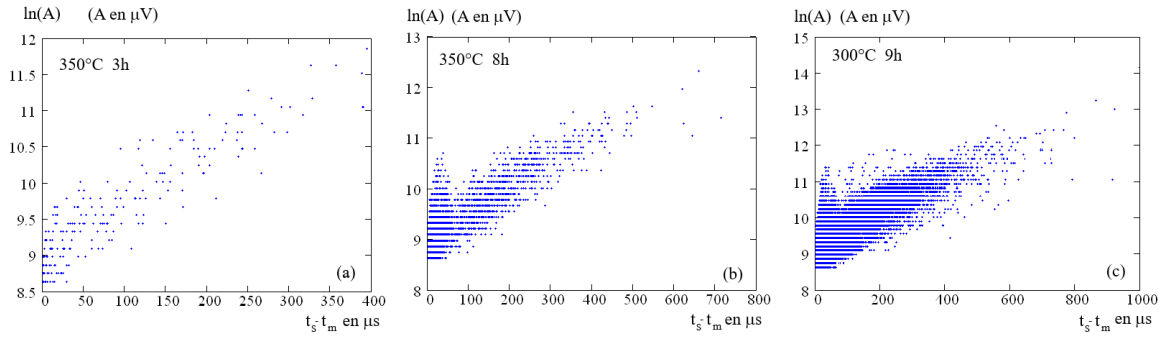
$$\ln(A) = \ln(V_{\text{seuil}}) + \frac{t_s - t_m}{\tau_{ea}}. \quad (6.12)$$

Ainsi, ce modèle prévoit une corrélation entre  $A$  et  $t_s - t_m$ .

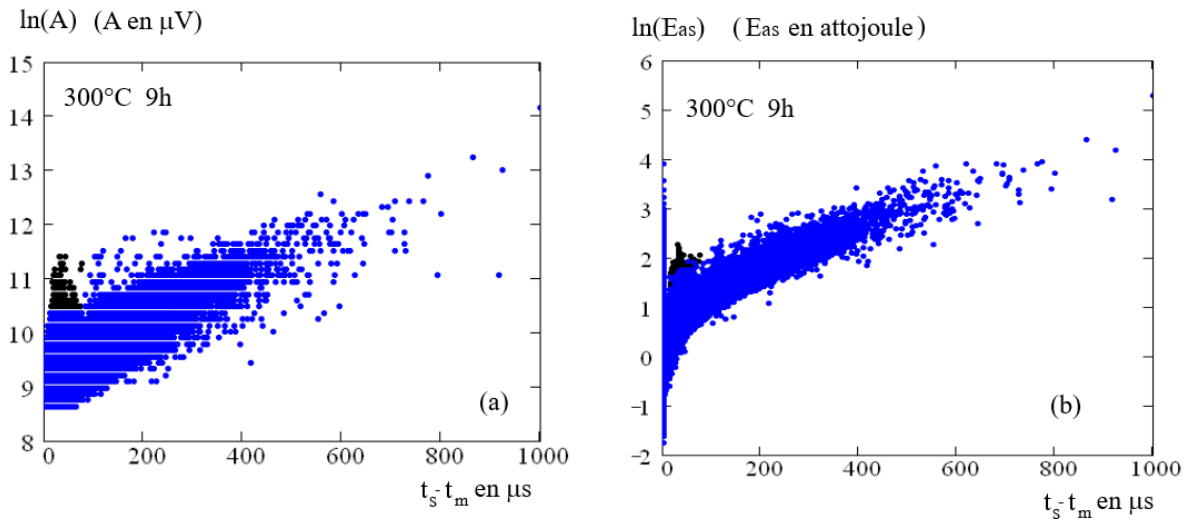
### 3.4 Analyse de corrélation entre amplitude et temps de retour à la tension seuil

Nous avons cherché la manifestation de la corrélation entre  $A$  et  $t_s - t_m$  en utilisant trois essais de traction effectués sur le cuivre recuit à partir d'un état brut de laminage. Les éprouvettes sont prismatiques à base rectangulaire de  $2 \times 20 \times 100 \text{ mm}^3$ . La figure 6.11 montre le tracé de l'amplitude des salves en fonction du temps de retour de l'amplitude maximum au seuil.

Nous trouvons dans les trois cas la corrélation attendue avec un détail supplémentaire dans les cas (b) et (c). Pour des valeurs faibles  $t_s - t_m$  il apparaît des événements dont l'amplitude fluctuent dans une large gamme et qui ne suit pas la corrélation attendue. Nous imputons cette anomalie à la détection d'événements qui correspondent au fond continu. Il se produit dans le bruit de fond des surtensions ponctuelles qui dépassent la valeur du seuil. Un événement est alors détecté puis le signal passe rapidement en dessous du seuil.



**Fig. 6.11** Corrélation entre amplitude en mV et durée pour différents recuits. (a) 350°C/3h. (b) 350°C/8h. (c) 300°C/9h.



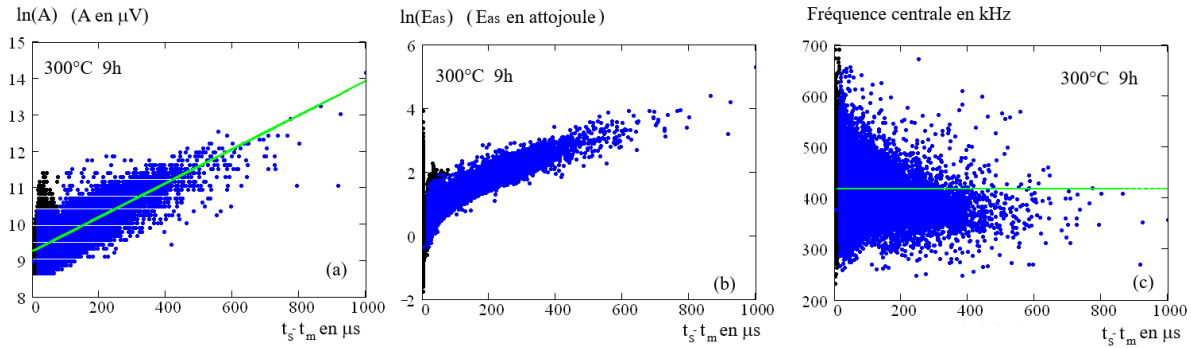
**Fig. 6.12** En noir événements qui s'écartent de la corrélation amplitude/durée. (a) graphique  $\ln(A)/t_s - t_m$ . (b) graphique énergie absolue/ $t_s - t_m$ .

Nous observons, figure 6.12(b), une corrélation entre l'énergie absolue  $E_{as}$  et la durée. Les événements isolés apparaissent également en points noirs sur ce graphique. Nous voyons figure 6.11(b) que certains événements ont une énergie absolue non corrélées avec  $t_s - t_m$  avec une durée faible accompagnée d'une forte variabilité de l'énergie absolue. Il s'agit aussi d'évènements qui s'écartent de la caractéristique des salves et nous les regroupons avec ceux qui ont été précédemment isolés. Cette partition apparaît sur les graphiques des figures 6.13(a) (b) (c). Le tracé de la fréquence centrale du signal en fonction de la durée montre que les évènements exclus de l'ensemble des salves ont une courte durée et une fréquence de forte variabilité, figure 6.13(c). Les évènements qui ont été isolés sont inspectés afin d'exclure uniquement les évènements qui correspondent à une surtension du fond continu et constituer ainsi le set de salves de l'essai.

Nous effectuons sur l'ensemble des salves une régression linéaire de  $\ln(A)$  en fonction de  $t_s - t_m$  afin d'évaluer la constante  $\tau_{ea}$  du modèle (figure 6.13). On trouve ici  $\tau_{ea} = 40.4 \mu s$ . La fréquence moyenne est calculée à 430 kHz et représentée figure 6.13(c). La décroissance de la

salve lors de l'essai peut ainsi être décrite par le modèle

$$V_s(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ea}}\right) \cos(2\pi f_s t)$$



**Fig. 6.13** Représentation des événements isolés. (a) Corrélation amplitude-durée. (b) Corrélation énergie absolue-durée. (c) Évolution de la fréquence avec la durée.

Où les paramètres  $\tau_{ea}$  et  $f_s$  sont évalués à partir des mesures. L'amplitude  $A$  est représentée par sa distribution.

### 3.5 Vitesse d'émission, énergie absolue du signal et fraction de plasticité intermittente

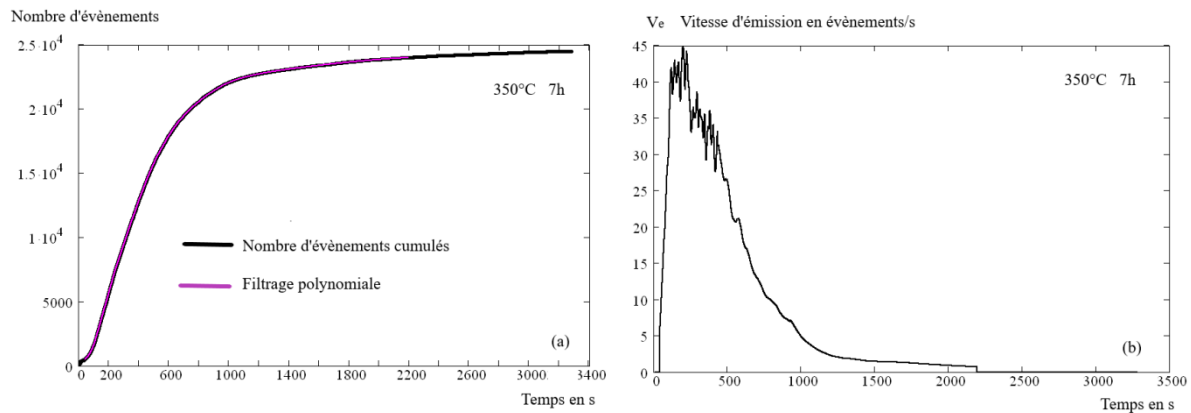
La figure 6.14(a) représente le nombre d'événements cumulés au cours du temps pour un essai de traction réalisé sur du cuivre brut de laminage qui a été recuit 7h à 350°C avec une vitesse de traction de 1mm/mn. L'éprouvette est prismatique à base rectangulaire.

Nous avons effectué sur les événements cumulés un filtrage polynomial en faisant passer une cubique sur la courbe dans une fenêtre dont la largeur est inférieure à un dixième du nombre total de salves. Ce filtrage permet de calculer au centre de la fenêtre la valeur du polynôme de modélisation figure 6.14(a), ainsi que la valeur de sa dérivée. Les valeurs de la dérivée permettent de tracer la vitesse d'émission des salves en fonction du temps figure 6.14(b).

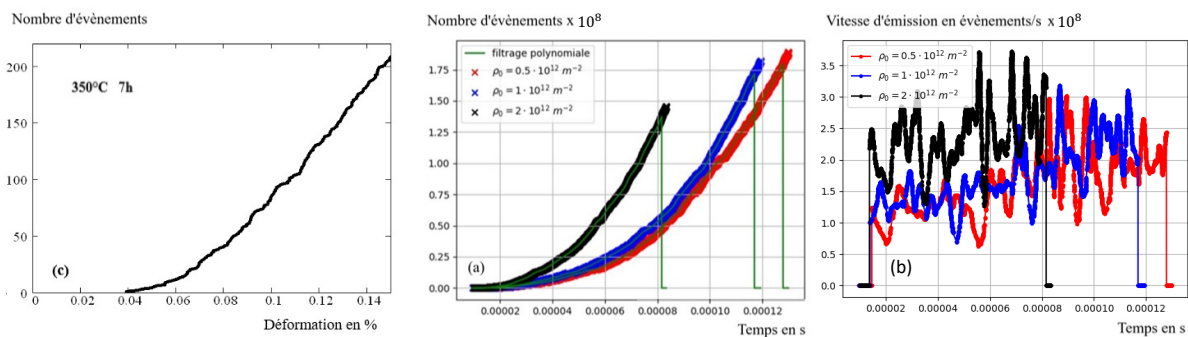
On constate que la vitesse d'émission croît rapidement en début d'essai, atteint un maximum puis décroît lentement vers zéro. L'allure de l'évolution de la vitesse d'émission est une courbe en cloche asymétrique. On peut de la même façon analyser les résultats de simulation. La figure 6.15(a) donne l'évolution du nombre d'évènements cumulés au cours du temps et de la vitesse d'émission pour trois densités de dislocations initiales. Les courbes des évènements cumulés ne présentent pas la saturation observée sur les courbes expérimentales. La déformation maximum atteinte lors des simulations étant inférieure à 1%, les allures des courbes expérimentales et simulées sont comparables pour les faibles déformations, 6.15(a) et (c).

On constate que les vitesses d'émissions croissent avec la densité de dislocations initiale. figure 6.15(b)

Nous disposons de deux mesures de l'énergie absolue du signal. La première en continue avec un échantillonnage de 1ms que nous avons noté  $E_{ac}$  et la seconde mesurée lors de l'émission de chaque salve notée  $E_{as}$ . Nous nous intéressons à l'énergie absolue mesurée en continue. Pour l'essai sur éprouvette recuit à 350°C pendant 7h le nombre de mesures est de 3 750 000. Le fichier obtenu étant trop volumineux pour être aisément manipulé, AEwin nous donne accès aux



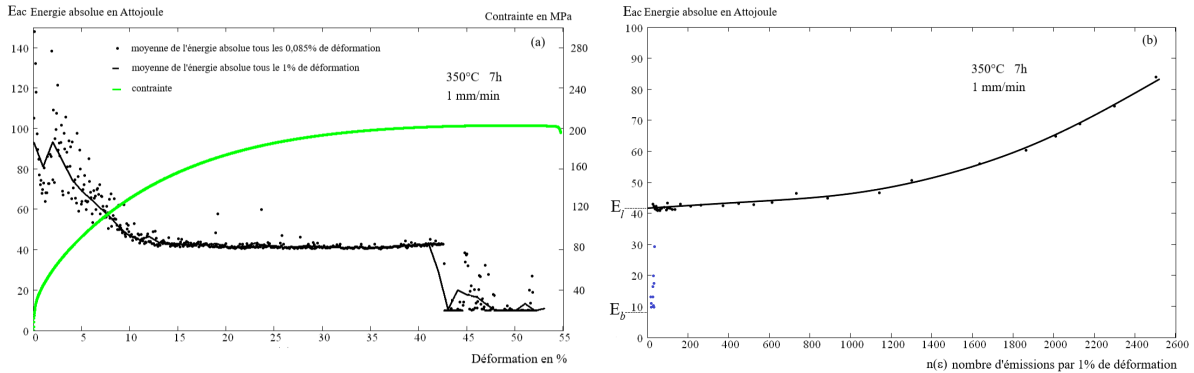
**Fig. 6.14** Analyse de l'éprouvette recuite à 350 °C pendant 7h : (a) Étude des événements cumulés avec filtrage polynomiale (b) Évolution de la vitesse d'émission en fonction du temps.



**Fig. 6.15** Données de simulation pour trois densités de dislocations initiales pour (a) nombre de salves cumulés en début d'essai (b) Événements cumulés au cours de la déformation. (c) Vitesse d'émission

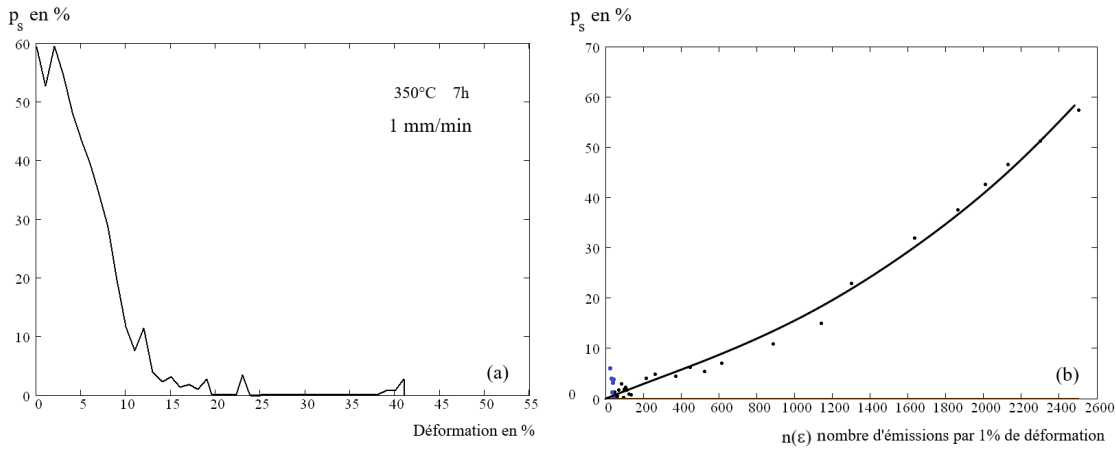
valeurs moyennes de cette énergie absolue sur des intervalles dont nous avons choisi les largeurs à 5s et 60s, ce qui représente respectivement 0,085% et 1% de déformation. La figure 6.16(a) montre l'évolution de ces moyennes au cours de l'essai de traction superposée à la courbe de traction (en vert).

On constate qu'à faible déformation, l'énergie absolue est maximum puis décroît au cours de l'essai de traction. Il se produit un décrochement au voisinage de 42% de déformation. Ce décrochement correspond au passage par un maximum de la contrainte, c'est à dire à la phase d'endommagement pour laquelle les micro-fissures de l'éprouvette coalescent. La figure 6.16(b) montre comment évolue l'énergie absolue en fonction de la vitesse d'émission donnée en nombre de salves par pourcent de déformation. Les points bleus correspondent à la phase critique de l'endommagement. L'énergie absolue décroît quand la vitesse d'émission des salves diminue. On peut ainsi calculer par extrapolation l'énergie absolue correspondant à un nombre nul d'émission. Cette énergie  $E_1$  sera considérée comme la valeur constante de l'énergie absolue de l'écoulement laminaire des dislocations tout au long de l'essai de traction. Il est pourtant à noter que cette valeur de  $E_1$  correspond à l'énergie de l'écoulement laminaire en présence d'une forte densité de dislocations en fin d'essai. L'énergie de l'écoulement laminaire dans un contexte de faible



**Fig. 6.16** Evolution de l'énergie absolue  $E_{ac}$  (a) avec la déformation (b) avec la vitesse d'émission en % de déformation.

densité de dislocation au début de l'essai à toute chance d'être plus élevée et la valeur de  $E_1$  ainsi obtenue est certainement sous estimée. L'énergie absolue due au bruit de mesure est évaluée après la rupture et est notée  $E_b$ . On se propose d'évaluer la proportion de plasticité intermittente à l'aide du quotient  $p_s = \frac{E - E_1}{E - E_b}$ . Si  $E_1$  est sous estimée  $p_s$  sera lui surestimé. On obtient ainsi l'évolution de  $p_s$  donnée figure 6.17(a).



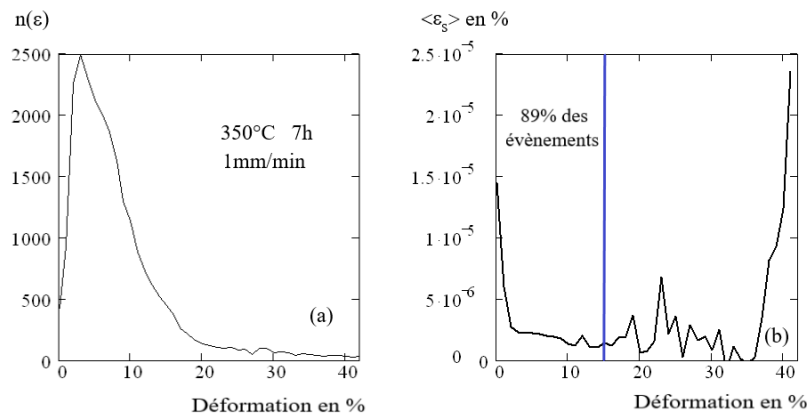
**Fig. 6.17** Evolution du coefficient de partage  $p_s$  : (a) avec la déformation (b) avec la vitesse d'émission par unité de déformation.

On constate que la proportion de plasticité intermittente décroît avec la déformation, ce qui est une conséquence de l'augmentation de la densité de dislocation au cours de l'essai. Par ailleurs on observe que  $p_s$  croît avec  $n(\epsilon)$  le nombre d'émission par % de déformation, figure 6.17(b).

### 3.6 Étalonnage de la salve en termes d'incrément de déformation plastique

Le développement suivant implique une hypothèse forte qui n'est pas démontrée : l'indicateur  $p_s$  de partage entre « plasticité laminaire » et « plasticité intermittente » donne effectivement et exactement la valeur de ce partage.

La figure 6.18(a) donne le nombre  $n(\varepsilon)$  de salves émises sur des intervalles successifs de 1% de déformation. Sur chaque interval la quantité  $1\% \langle p_s \rangle$  est la part de déformation due aux salves et  $\langle \varepsilon_s \rangle = \frac{1\% p_s}{n(\varepsilon)}$  est la déformation plastique moyenne due à une salve. L'évolution de  $\langle \varepsilon_s \rangle$  est donnée en fonction de la déformation, figure 6.18(b). On constate que cette évolution suit une courbe en "U",  $\langle \varepsilon_s \rangle$  décroît de  $1.5 \times 10^{-7}$  à  $1.5 \times 10^{-8}$  puis croît en fin d'essai jusqu'à  $2.5 \times 10^{-7}$ . Nous observons un minimum vers 15% de déformation ce qui correspond à 89% de salves émises. La décroissance de  $\langle \varepsilon_s \rangle$  en début d'essai indique que le partage  $p_s$  décroît plus vite que la vitesse d'émission  $n(\varepsilon)$ . La croissance de  $\langle \varepsilon_s \rangle$  en fin d'essai de traction se produit lors de l'endommagement de l'éprouvette et s'explique par la stationnarité de  $p_s$  tandis que  $n(\varepsilon)$  continue de décroître.



**Fig. 6.18** Evolution au cours de l'essai de traction : (a) de la vitesse d'émission par unité de déformation. (b) de l'incrément moyen de déformation.

## 4 Analyse temporelle des mesures. Corrélations et répliques

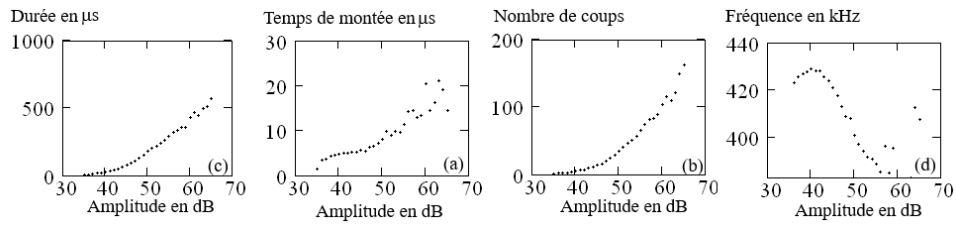
Dans les analyses qui suivent, les mesures acoustiques utilisées sont obtenues à partir d'un essai de traction sur une éprouvette prismatique à base rectangulaire de  $2 \times 20 \times 100 \text{ mm}^3$  en cuivre laminé puis recuit à  $300^\circ\text{C}$  pendant 9h. La vitesse d'élongation est de 1mm/mn.

### 4.1 Corrélation entre l'amplitude et les grandeurs temporelles d'une salve. Évolution de ces grandeurs au cours de l'essai de traction

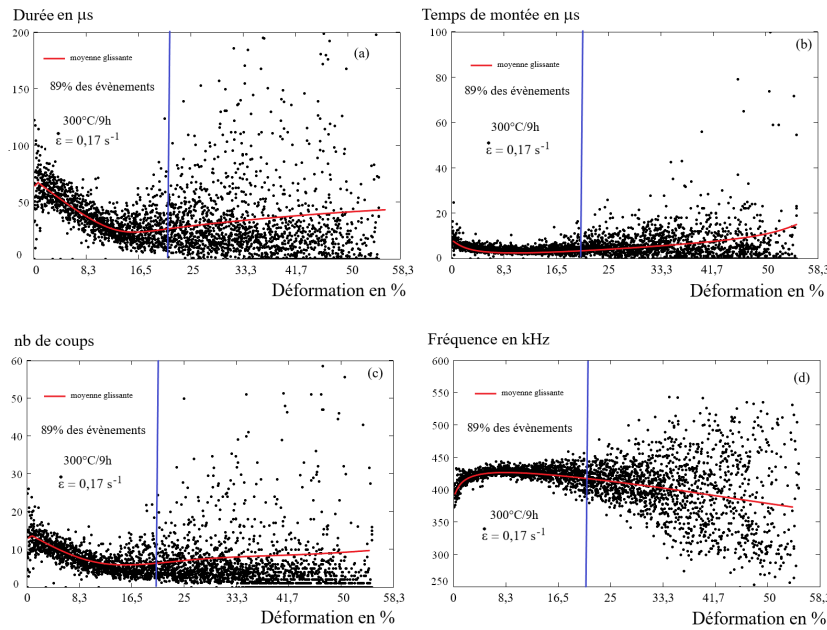
Les mesures d'émissions acoustiques montrent de multiples corrélations entre les caractéristiques temporelles et l'amplitude des salves. Les graphiques de la figure 6.19 sont obtenus en faisant la moyenne d'une caractéristique donnée de la salve pour une même valeur de son amplitude en  $dB$ .

On constate une forte corrélation entre, d'un côté l'amplitude et de l'autre, le temps de montée, le nombre de coups et la durée. La corrélation entre l'amplitude et la fréquence est forte jusqu'à 58  $dB$  puis se perd pour des amplitudes plus élevées.

Il est à noter, figure 6.20 que les caractéristiques précédentes ne sont pas constantes au cours de l'essai de traction. Les courbes en rouge donnent la valeur moyenne de la grandeur à l'intérieur d'une fenêtre glissante de 60 s de largeur. La durée, le temps de montée et le nombre de coups



**Fig. 6.19** Essai sur le cuivre recuit à 300°C/9h. Corrélation entre l'amplitude et (a) le temps de montée, (b) le nombre de coups, (c) la durée, (d) la fréquence.

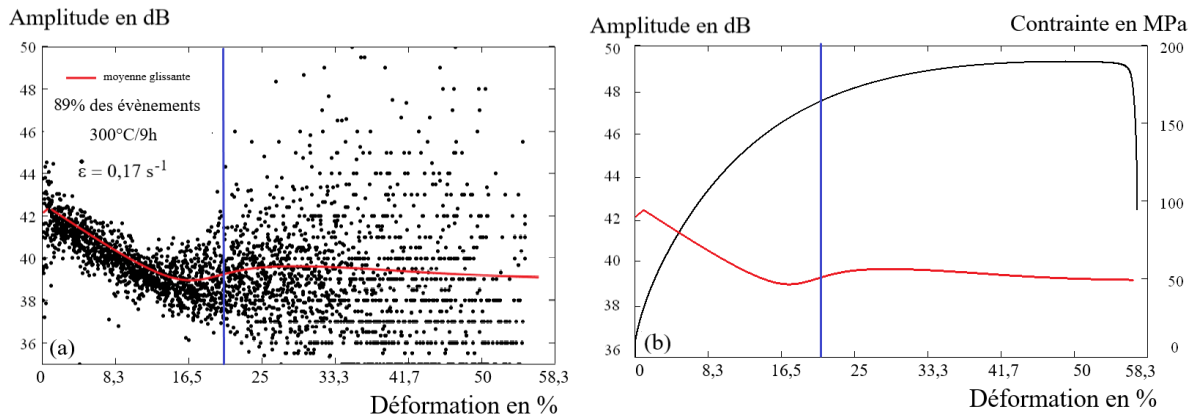


**Fig. 6.20** Évolution des principales grandeurs temporelles au cours de l'essai de traction pour le cuivre recuit 9h à 300°C. (a) Durée, (b) temps de montée, (c) nombre de coups, (d) fréquence.

décroissent entre 0 et 12% de déformation puis croissent de façon plus lente jusqu'à la rupture. Après 20% de déformation, ce qui correspond à 89% des événements réalisés, on observe une forte dispersion des mesures.

La figure 6.21(a) montre que l'amplitude des salves décroît au cours de l'essai de traction puis devient sensiblement stationnaire à partir de 20% de déformation. Lorsque le seuil de 20% est passé, la forte dispersion de l'amplitude coïncide, après la phase d'écroutissage, au début de la phase d'endommagement de l'éprouvette, figure 6.21(b).

La non-stationnarité de l'amplitude s'explique par l'augmentation de la densité de dislocations avec la déformation. Cette croissance de la densité de dislocations modifie la distribution des amplitudes au cours de l'essai. Pour mettre en évidence ce point et préciser son importance, nous avons procédé, dans le cas d'un recuit à 300°C pendant 9h, à une partition des mesures d'amplitude en deux sous-ensembles de même cardinal. La première partition regroupe les mesures obtenues au début de l'essai, la seconde partition celles de la fin. On note  $F(A)$  la fonction de répartition des amplitudes. Les graphiques  $\ln(1 - F(A))$  en fonction de  $\ln(A)$  sont donnés figure 6.22(a). Nous constatons que la distribution cumulée des amplitudes est au centre des

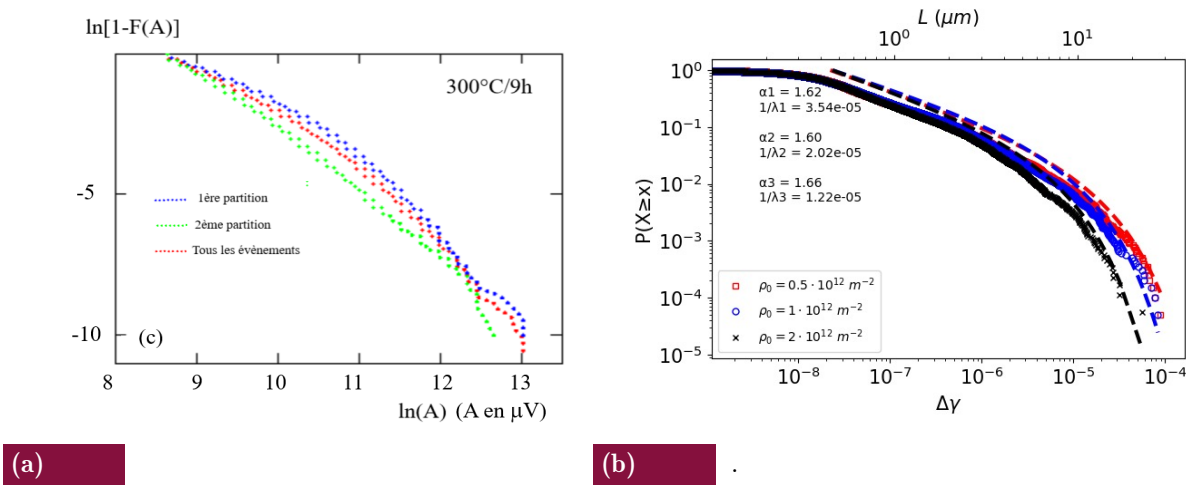


**Fig. 6.21** Traction sur cuivre recuit 9h à 300°C, avec une vitesse de déformation de 1 mm/min (a) Évolution de l'amplitude des salves au cours de l'essai. (b) courbe de traction

deux autres distributions. La partition a un effet sensible sur le cut-off et peu d'effet sur la pente de la zone linéaire, qui est voisine de  $\alpha = 2,2$ .

Les distributions cumulées obtenues par simulation ont une allure similaire à la distribution expérimentale avec deux différences majeures, figure 6.22 (b). Pour la simulation DDD, les évènements sélectionnés proviennent des discontinuités de la courbe de traction. Les évènements de taille inférieur à une valeur  $10^{-8}$  n'ont pas un caractère critique et la zone linéaire du graphique de la figure 6.22 s'étend de  $10^{-8}$  à  $10^{-5}$ . Les distributions simulées s'étendent sur cinq décades. De même l'étude de Richeton obtenue sur un cuivre monocristallin, [Ric06a] donne une distribution cumulée qui s'étendent sur cinq décades. Les distributions que nous obtenons sur du cuivre polycristallin ne comportent que deux décades. On peut expliquer cette étendue restreinte par la valeur élevée du seuil de détection pris à 35 dB mais aussi par la taille des grains, qui limite la valeur de l'amplitude des avalanches.

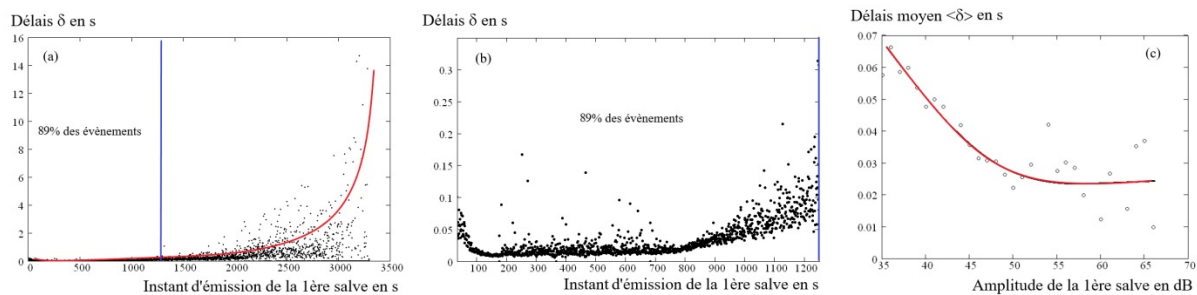
L'exposant  $\alpha$  des simulations est voisin de 1,6 sur la figure 6.22 (b) avec une vitesse de déformation de  $50 \text{ s}^{-1}$ , alors qu'il est de 2,2 pour les distributions expérimentales, figure 6.21. L'exposant  $\alpha$  passe à 2 quand la vitesse de déformation est de  $5 \text{ s}^{-1}$  (voir plus loin). On constate, dans le cas de la simulation DDD, que le cut-off diminue lorsque la densité de dislocation augmente. Ce résultat conforte l'idée d'attribuer à l'augmentation de la densité de dislocation en fin d'essai de traction l'écart de cut-off entre les partitions 1 et 2, figure 6.21. L'ensemble des résultats fournis par les figures 6.21 et 6.22 indiquent que les principales caractéristiques des évènements acoustiques ne sont pas stationnaires au cours des essais de traction.



**Fig. 6.22** Comparaison entre résultats expérimentaux et résultats de simulations (a) Distributions comparées des amplitudes en début et fin d'essai (b) Distributions cumulées obtenues par simulation DDD pour trois densités de dislocations initiales

## 4.2 Corrélation entre les événements acoustiques. Mise en évidence des répliques

Le nombre d'événements acoustiques et les délais  $\delta$  entre deux événements successifs dépendent de l'état microstructural du polycristal. Cette microstructure évolue au cours de la déformation, en particulier à travers sa densité de dislocations. L'évolution des délais  $\delta$  entre deux événements consécutifs est représentée figure 6.23(a) et (b). Les délais décroissent dans la première minute de l'essai, puis restent stationnaires pendant 13 minutes et enfin croissent jusqu'à la rupture. Le graphique de la figure 6.23(c) est obtenu en faisant la moyenne des délais entre une salve et sa suivante pour une valeur donnée de l'énergie de la salve initiale. On constate que le délai entre salves dépend de l'énergie de la salve initiale. Ce délai décroît quand l'énergie de la salve initiale augmente.



**Fig. 6.23** (a) et (b) Évolution des délais entre événements consécutifs au cours de l'essai de traction. (c) Évolution du délai moyen entre deux événements en fonction de l'amplitude de l'événement initial.

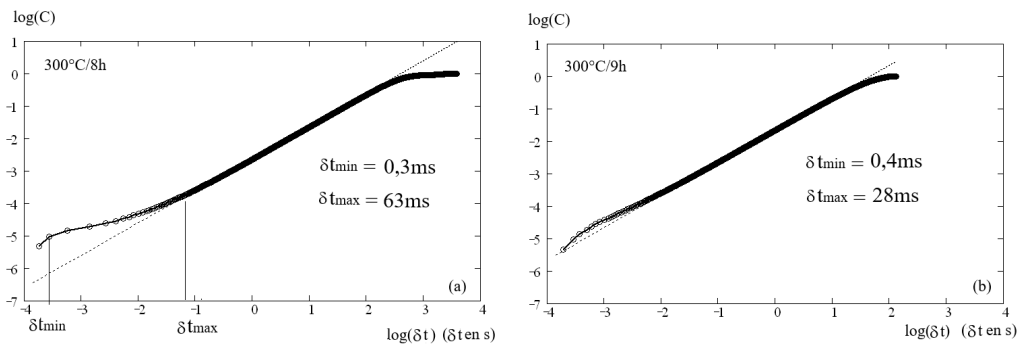
On est amené à se poser la question de savoir si une avalanche de dislocations donnée déclenche d'autres avalanches ce qui expliquerait pourquoi le délai entre une avalanche et sa réplique est corrélé à l'amplitude de l'avalanche initiale.

Pour étudier le phénomène de répliques, Weiss [Wei01 ; Ric06a] propose d'utiliser l'intégrale de corrélation temporelle  $C(\delta t)$  définie par :

$$C(\delta t) = \frac{2}{N \cdot (N - 1)} \cdot n(\Delta t < \delta t),$$

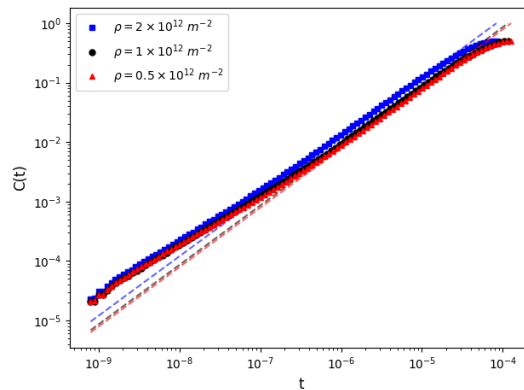
où  $N$  est le nombre total d'événements et  $n(\Delta t < \delta t)$  est le nombre de paires d'événements, non nécessairement successifs, séparés par un temps inférieur à  $\delta t$ . On constate que  $\frac{N \cdot (N - 1)}{2}$  est le nombre de paires d'événements, et donc  $C(\delta t)$  apparaît comme la probabilité pour que deux événements soient séparés par un temps inférieur à  $\delta t$ . Si les événements sont entre eux indépendants,  $C(\delta t)$  est proportionnel à  $\delta t$ .

La figure 6.24 montre l'évolution de  $\log(C)$  avec  $\log(\delta t)$  pour les essais effectués sur du cuivre laminé puis recuit 300°C pendant 8 et 9 h.



**Fig. 6.24** Évolution de la fonction d'inter-corrélation temporelle, cuivre laminé puis recuit à 300°C : (a) 8 h et (b) 9 h.

Nous observons une zone de linéarité limitée par deux zones qui s'en écartent. La zone linéaire commence pour un écart de temps supérieur à  $\delta t_{\max} = 63 \text{ ms}$ , figure 6.24(a), et  $\delta t_{\max} = 28 \text{ ms}$ , figure 6.24(b). L'écart à la proportionnalité est maximum pour  $\delta t_{\min} = 0,3 \text{ ms}$ , figure 6.24(a), et  $\delta t_{\min} = 0,4 \text{ ms}$ , figure 6.24(b). Pour un délai supérieur à  $\delta t_{\max}$ , il y a corrélation entre événements successifs, ce qui montre l'existence de répliques.



**Fig. 6.25** Évolution de la fonction d'inter-corrélation temporelle, simulation DDD.

Nous avons analysé la possibilité de répliques lors des simulations DDD selon [001] à l'aide de la même méthode. La figure 6.25 donne les évolutions de  $C$  obtenues pour trois densités

de dislocations initiales. Nous observons les mêmes écarts à la linéarité qu'avec les données expérimentales mais pour des écarts de temps différents.

Les valeurs de  $t_{\max}$  sont du même ordre pour les densités  $0.5$  et  $1 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$  avec une valeur égale à  $6 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ . Pour une densité de  $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$ ,  $t_{\max}$  augmente jusqu'à  $8 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ .

Les temps caractéristiques obtenus lors des essais de traction sont de l'ordre du millième de seconde, tandis que ceux issus des données simulées sont de l'ordre de la microseconde. Cet écart s'explique par une vitesse de traction  $10^5$  fois supérieure dans le cas des données simulées.

Dans le cas des simulations, le taux de déformation est de  $50 \text{ s}^{-1}$ , tandis que dans le cas expérimental, la vitesse d'élongation est de  $1 \text{ mm/min}$  et correspond à un taux de déformation de  $1.66 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

Nous allons préciser l'analyse précédente en étudiant la statistique des délais entre deux événements successifs. Considérons le polycristal comme l'association de volumes élémentaires représentatifs qui, a minima, aurait la même distribution des orientations des grains, la même distribution de leur taille et de leur densité de dislocations. Lors de l'essai, des zones de même orientation cristallographique dans chaque volume élémentaire subissent au même instant un écoulement plastique. Ces écoulements produisent des avalanches de dislocations dont l'enregistrement de la signature acoustique se fait avec des écarts de temps  $\delta$  petits. Ces délais successifs sont statistiquement indépendants et la distribution de leurs valeurs se fait en relation avec les légers écarts qui existent dans l'orientation des zones qui subissent l'écoulement plastique.

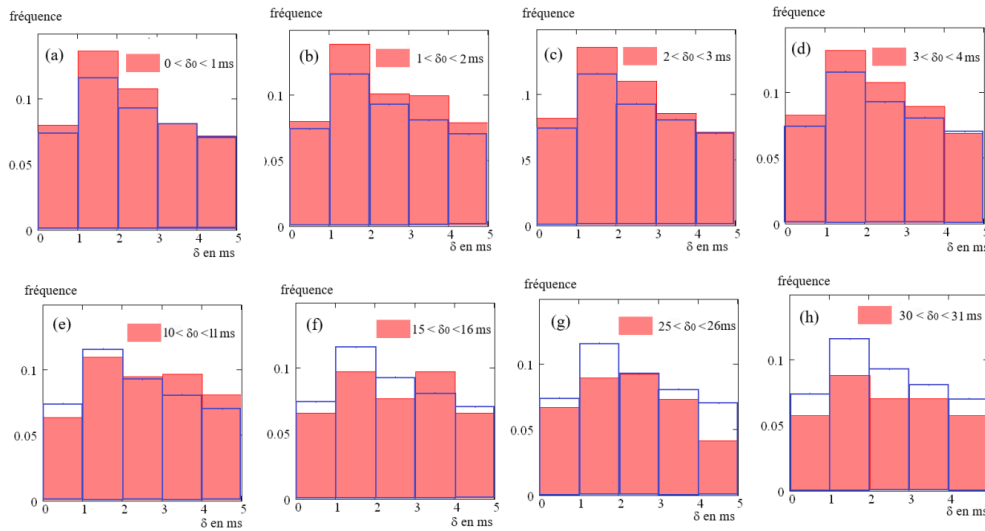
Lorsqu'à l'intérieur d'un même grain une avalanche produit des répliques, les délais  $\delta$  entre événements acoustiques sont courts, mais ils ne présentent pas les mêmes caractéristiques statistiques que ceux évoqués précédemment. Il y a dépendance entre la valeur d'un délai et le suivant, et la probabilité pour qu'un délai prenne une valeur donnée dépendra de la valeur du délai précédent.

Si à un délai court succède un autre délai court avec une probabilité plus grande que celle donnée par la distribution de l'ensemble des délais, c'est donc que certaines avalanches de dislocation sont suivies d'une ou plusieurs répliques.

Pour mettre en évidence ce phénomène, nous calculons l'ensemble des délais entre événements successifs. Nous traçons la distribution de ces délais. Nous avons vu que le maximum de l'écart à la linéarité s'obtient pour  $\delta t_{\min} = 0,4 \text{ ms}$ , figure 6.24(b). En conséquence, l'histogramme est calculé avec des largeurs de classes d'une milliseconde, en bleu figure 6.26. Nous traçons ensuite les distributions conditionnelles, c'est-à-dire la distribution des délais qui succèdent à un délai  $\delta_0 \pm 0,5 \text{ ms}$ , en rouge figure 6.26.

Nous constatons que pour toutes les classes entre 0 et 5 ms, la fréquence des délais qui suivent un délai  $\delta_0$  compris entre 0 et 1 ms est supérieure à la fréquence de l'ensemble de tous les délais, figure 6.24(a). Il en est de même pour  $\delta_0$  compris dans les intervalles  $[1, 2 \text{ ms}]$ ,  $[2, 3 \text{ ms}]$ , et  $[3, 4 \text{ ms}]$ , figures 6.26(b), (c), (d). Ainsi, à un délai de courte durée succède avec une probabilité plus grande que celle attendue un délai de courte durée. On peut en conclure qu'une avalanche de dislocations produit des répliques successives lors de l'essai de traction.

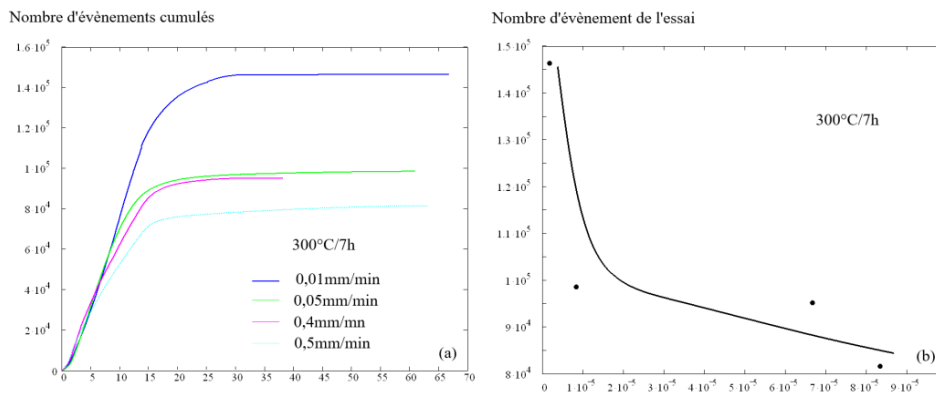
Par ailleurs, à des délais plus longs de l'ordre de  $\delta t_{\max}$ , pris entre 10 et 31 ms, succèdent des délais compris entre 1 et 5 ms dont la fréquence est plus faible que la fréquence de l'ensemble des délais, figures 6.26(e), (f), (g), (h). Ce résultat indique que lorsque les avalanches deviennent rares et que la microstructure de dislocation ne permet plus leur formation, les répliques ne se produisent plus.



**Fig. 6.26** Distribution de l'ensemble des délais comparée à leurs distributions conditionnelles. Le 1<sup>er</sup> délai est compris dans l'intervalle (a)  $[0, 1 \text{ ms}]$ , (b)  $[1, 2 \text{ ms}]$ , (c)  $[2, 3 \text{ ms}]$ , (d)  $[3, 4 \text{ ms}]$ , (e)  $[10, 11 \text{ ms}]$ , (f)  $[15, 16 \text{ ms}]$ , (g)  $[25, 26 \text{ ms}]$ , (h)  $[30, 31 \text{ ms}]$ .

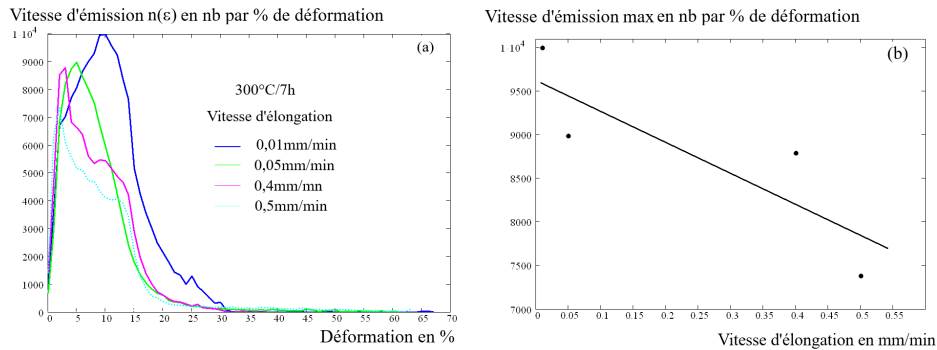
## 5 Influence de la vitesse de traction sur les caractéristiques des salves

Nous avons effectué quatre essais de traction pour quatre vitesses d'élongation 0.01/0.05/0.4 et 0.5 mm/min sur des éprouvettes prismatiques à base rectangulaire de 2mmx20mmx100mm en cuivre pur initialement laminé puis recuit à 300° pendant 7h. Le nombre cumulé de salves émises est représenté figure 6.27(a). Nous voyons que le nombre d'évènements plastique augmente à mesure que la vitesse de traction diminue. Le nombre total d'évènements croît quand la vitesse diminue, figure 6.27(b). Quand la sollicitation macroscopique est effectuée à faible vitesse, il semble qu'on ne produise pas simplement un ralentissement de la plasticité microscopique, mais aussi une modification des mécanismes élémentaires.



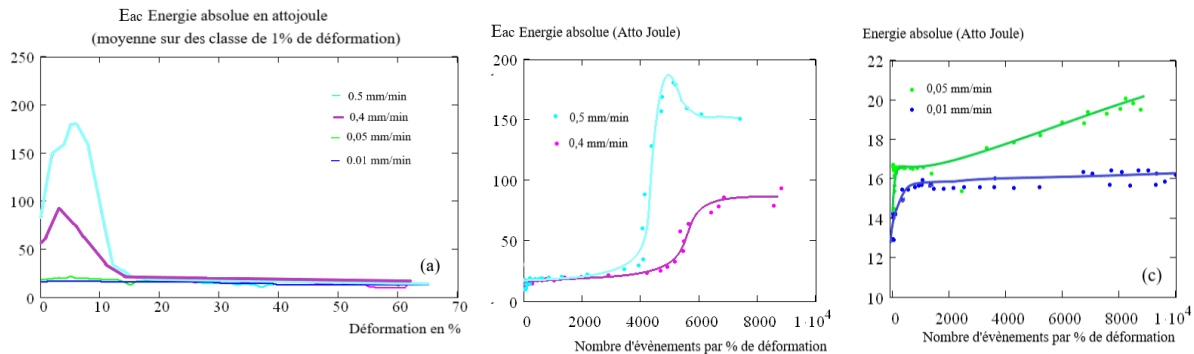
**Fig. 6.27** Nombre d'évènements et la vitesse de traction. (a) Nombre d'évènements cumulés en fonction de la déformation. (b) Nombre d'évènements total en fonction de la vitesse de déformation

La vitesse d'émission par unité de déformation plastique  $n(\varepsilon)$  est représentée figure 6.28(a) en fonction de la déformation. Les évolutions de  $n(\varepsilon)$  ont une allure similaire pour les quatre vitesses d'élongation mais montrent une variation sensible de l'aire sous la courbe (nb total d'événements), de la largeur (étendue de la plasticité intermittente) et des maximums. Ces maximums sont représentées en fonction de la déformation de l'éprouvette 6.28(b). On constate qu'ils décroissent quand la vitesse d'élongation augmente.



**Fig. 6.28** (a) Vitesse d'émission par unité de déformation au cours de l'essai de traction pour différentes vitesses d'élongation des éprouvettes.(b) Vitesse d'émission maximum en fonction de la vitesse d'élongation des éprouvettes.

La figure 6.29(a) montre l'évolution de l'énergie absolue  $E_{ac}$  en fonction de la déformation.

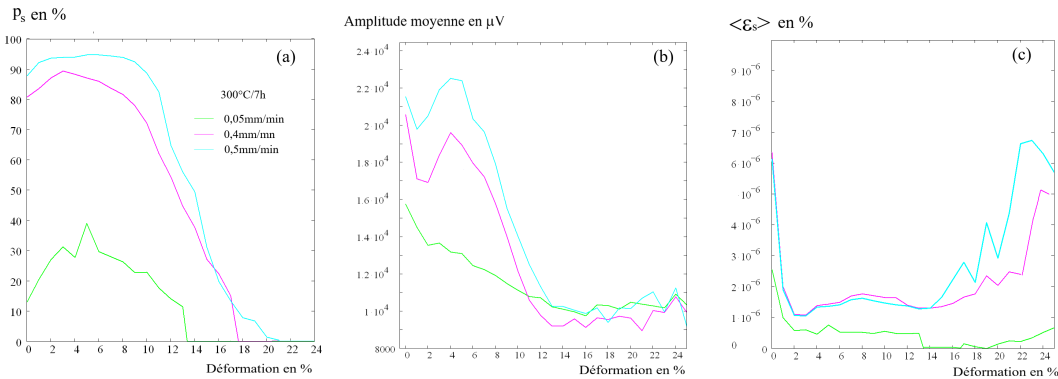


**Fig. 6.29** (a) Energie absolue au cours de l'essai de traction pour différentes vitesse d'élongation de l'éprouvette. (b) et (c) Energie absolue en fonction de la vitesse d'émission par unité de déformation.

On constate une forte chute de  $E_{ac}$  quand la vitesse d'élongation diminue. Les figures 6.29(b) et (c) qui représente l'énergie absolue en fonction de la vitesse d'émission montre qu'il existe une transition nette entre le régime laminaire et intermittent pour des vitesse d'élongation de 0,5mm/min et 0,4 mm/min. Pour une vitesse de 0,05mm/min, l'énergie absolue croit lentement avec la vitesse d'émission et ne présente pas cette transition. Pour 0,01mm/min l'énergie absolue ne varie pas avec la vitesse d'émission. Pour ce dernier essai il est difficile de définir une énergie absolue correspondant à une émission nulle et nous n'avons pu évaluer le partage de la plasticité dans ce cas.

La figure 6.30(a) montre que  $p_s$  est plus important quand la vitesse d'élongation augmente. On aurait pu s'attendre au résultat inverse car le nombre d'émissions et la vitesse d'émissions dé-

croissent quand la vitesse d'élongation augmente. On explique cette contradiction en constatant 6.30(b) la décroissance de l'amplitude des salves quand la vitesse d'élongation de l'éprouvette diminue. Sur cette figure ce sont les moyennes de l'amplitude calculées sur des intervalles successifs de 1% de déformation qui sont placées en ordonnées. Ainsi à faible vitesse d'élongation, les salves sont émises en plus grand nombre mais avec une amplitude plus faible.

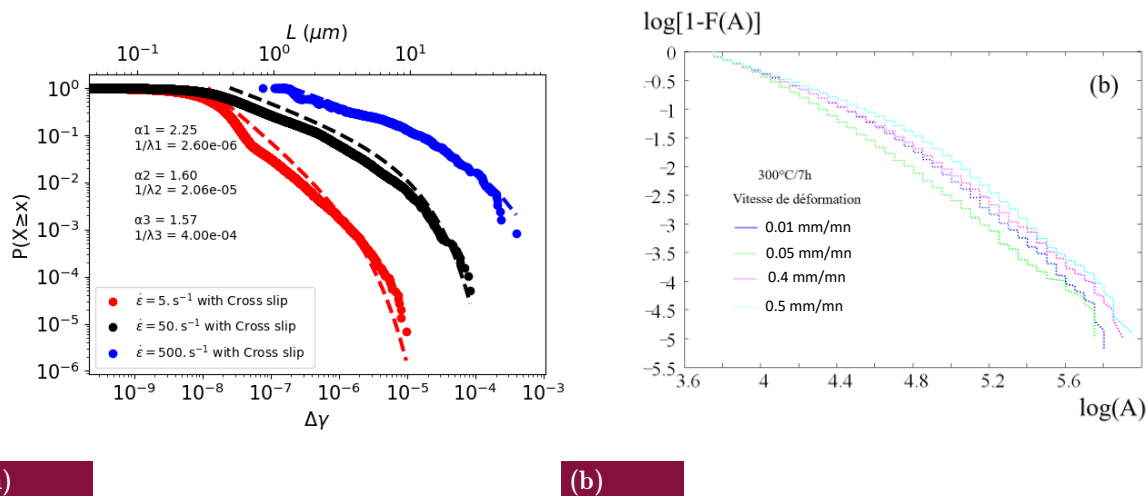


**Fig. 6.30** Au cours de l'essai de traction, (a) partage de la plasticité (b) énergie absolue des salves, (c) Incrément moyen de déformation, pour les vitesses d'élongation 0.05/0.4 et 0.5mm/min.

On constate aussi figure 6.30(c) que l'incrément de déformation est plus élevé à grande vitesse d'élongation ce résultats est en accord avec nos interprétations issues des simulations DDD.

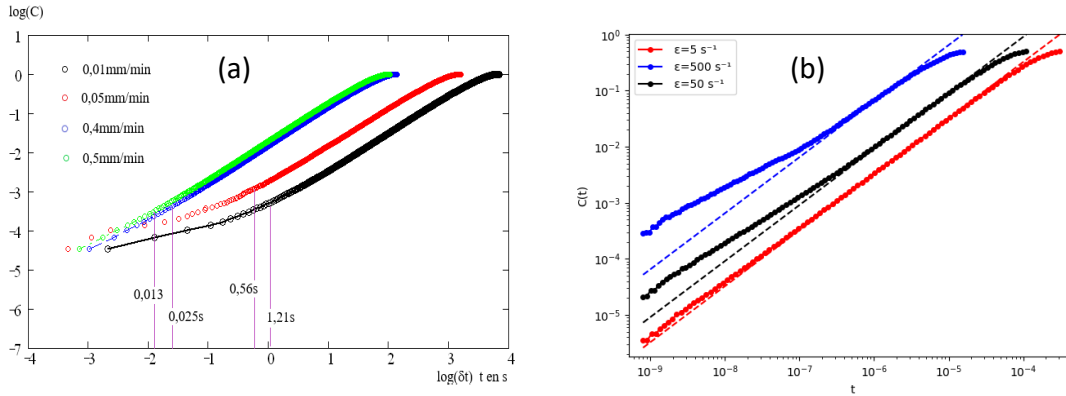
Nous avons comparé, figure 6.31, l'évolution de la distribution des avalanches entre la simulation et l'expérimentation. La simulation DDD montre une nette augmentation du cut-off avec la vitesse de déformation ainsi qu'une croissance du paramètre  $\alpha$ .

L'augmentation du cut-off se retrouve expérimentalement mais de façon moins marquée, avec une anomalie pour l'essai de vitesse  $8.3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . Expérimentalement,  $\alpha$  ne varie pas avec la vitesse de déformation.



**Fig. 6.31** Influence de la vitesse de déformation : (a) sur la distribution des avalanches (Simulation DDD) (b) sur la distribution des amplitudes des salves.

On peut mettre en évidence l'existence de répliques pour chacune des vitesses de traction. La figure 6.32 (a) montre l'évolution de l'intégrale de corrélation pour chaque essai. On voit que le temps caractéristique  $\delta_{max}$  augmente quand la vitesse d'élongation diminue. Le même comportement est observé pour les résultats de simulations DDD selon l'axe [001] présentés dans la figure 6.32 (b), où la vitesse de déformation a été variée sur trois ordres de grandeur.



**Fig. 6.32** (a) Intégrale de corrélation et vitesse d'élongation. (b) Intégrale de corrélation et vitesse de déformation

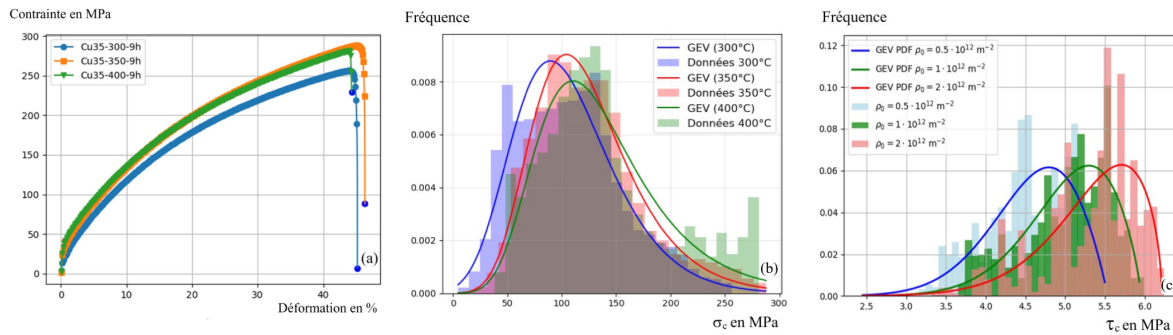
## 6 Distribution des contraintes critiques et comparaison avec la simulation

Lors des simulations, nous avons pu établir une distribution des cisaillements critiques grâce aux discontinuités des courbes de traction. Les courbes obtenues expérimentalement ne montrent pas de telles discontinuités, mais la mesure d'émission acoustique permet d'associer à chaque événement plastique critique une valeur de la contrainte grâce au courbe de traction. La figure 6.33(a) donne les courbes de traction obtenues pour des essais de traction sur des éprouvettes prismatiques de 2mmx20mmx100mm recuites pendant 9h à des températures de 300, 350 et 400°C. La vitesse d'élongation est de 1mm/min. Il est possible d'établir une distribution des valeurs de contraintes obtenues lors de l'émission de chaque salve. C'est ce qui a été réalisé figure 6.33(b) tout au long des essais de traction.

Température (°C)	forme	Localisation	échelle	moyenne	écart-type
300°C	0.0880	85.5392	42.0527	106.96	48.70
350°C	0.0393	102.5669	40.7549	124.69	49.82
400°C	-0.0182	111.0373	45.8451	138.58	59.00

**Tab. 6.3** Paramètres ajustés de la distribution GEV pour différentes températures.

On constate que les distributions se décalent vers la droite à mesure qu'augmente la température de recuit, figure 6.33(b). Ce décalage va à l'encontre de ce qu'on attend car l'augmentation de la température de recuit devrait s'accompagner un adoucissement plus prononcé du comportement mécanique. Cette contradiction apparaît sur les courbes figure 6.33(a) et s'expliquent par une maîtrise insuffisante de l'état de surface des éprouvettes. Par exemple l'éprouvette recuit à 300°C pendant 9h a subi une rupture dans les mors. Les distributions obtenues par simulation



**Fig. 6.33** (a) Courbes de traction recuit de 9h à 300/350/400°C (b) Distribution des contraintes critiques à 300/350/400°C. (c) distribution des cisaillements critiques pour trois densités de dislocations obtenue par la DDD.

DDD montrent une asymétrie du côté des faibles valeurs de cisaillement, figure 6.33(c). Dans le cas expérimental, l'asymétrie des distributions est du côté des valeurs élevées.

Les distributions obtenues par DDD se décalent vers la droite quand les densités de dislocations initiales augmentent. Une densité de dislocations plus élevée conduit à un enchevêtrement plus important des dislocations et donc à des cisaillements critiques plus grands des sources et des obstacles plus suivant la relation  $1/\sqrt{\rho_{obs}}$ .

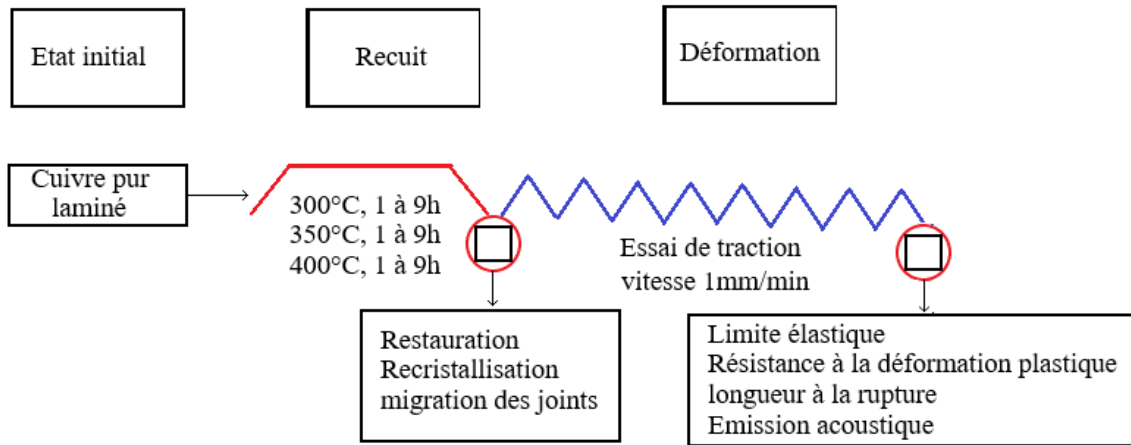
## 7 Essai de traction et traitement thermique

Plusieurs études utilisent la signature acoustique pour étudier la déformation plastique des métaux. La thèse de T. Richeton [Ric06a] explore un large champ de matériaux mono et polycristallin. Wafa El May [May13] se sert de l'émission acoustique pour étudier l'endommagement de l'aluminium et Gabriel L'Hôte [LHô19] pour suivre le comportement du cuivre monocristallin sous chargement cyclique. Notre propos est d'utiliser l'émission acoustique lors d'essais de traction sur du cuivre afin de préciser les caractéristiques de la plasticité critique et la part que prend la plasticité intermittente dans la déformation plastique totale. Des recuits sont effectués sur du cuivre pur initialement laminées à des températures et pour des temps différents. Des essais de traction sont ensuite réalisés sur des éprouvettes possédant un large éventail de structures de dislocations. Nos essais permettent de définir des conditions d'obtention de données optimum pour l'étude des avalanches

### 7.1 Les traitements thermiques

Les traitements sont décrits figure 6.34. A partir d'un cuivre pur de catégorie b1 brut de laminage on effectue des recuits à 300, 350 et 400°C pendant des temps de 1 à 9h.

Les essais de traction sont effectués sur des éprouvettes prismatiques de base rectangulaires de 100mm de zone utile avec une largeur de 20mm et une épaisseur de 2mm. La vitesse de traction est de 1mm/min. La chaîne de mesure de l'émission acoustique est décrite au chapitre méthodologie 2.3.2. Les paramètres d'acquisition sont donnés dans le tableau 6.4



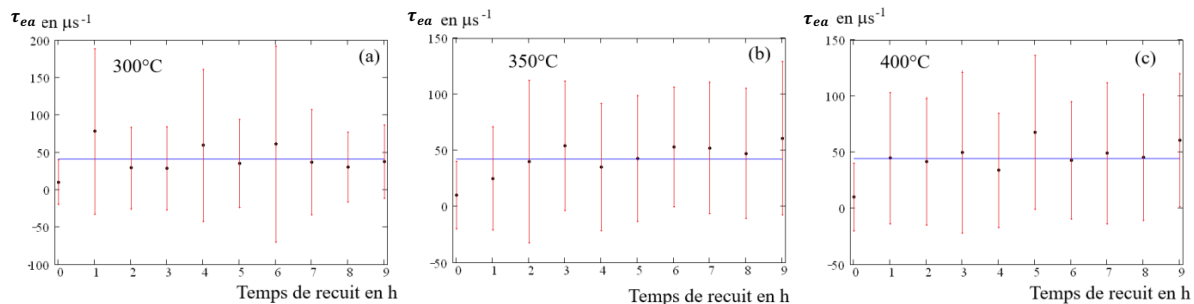
**Fig. 6.34** Les recuits et les essais effectués sur les éprouvettes.

PDT en $\mu\text{s}$	HDT en $\mu\text{s}$	HLT en $\mu\text{s}$	Durée max en ms	Temps de mesure de l'ASL en ms	Seuil en dB
300	26	30	1	300	35

**Tab. 6.4** Paramètres d'acquisition des émissions acoustiques.

## 7.2 Evolutions de l'atténuation, de la fréquence et de la durée des salves avec le recuit

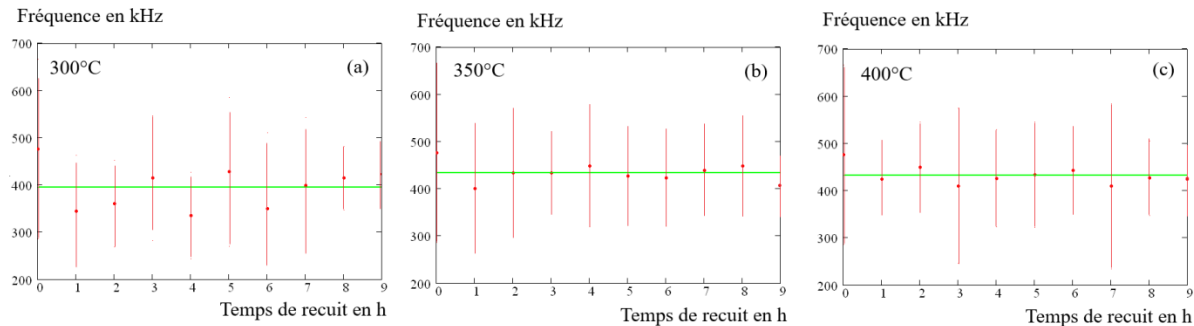
La figure 6.35 donne les valeurs moyennes de  $\tau_{ea}$  associées de chaque essai en fonction du temps et de la température de recuit. Les barres d'erreurs représentent les dispersions des mesures prises comme  $\pm$  un écart type. Malgré une forte dispersion, on observe que  $\tau_{ea}$  ne varie pas significativement avec le temps de recuit.



**Fig. 6.35** L'évolution de la valeur  $\tau_{ea}$  temps de décroissance avec les temps de recuit.

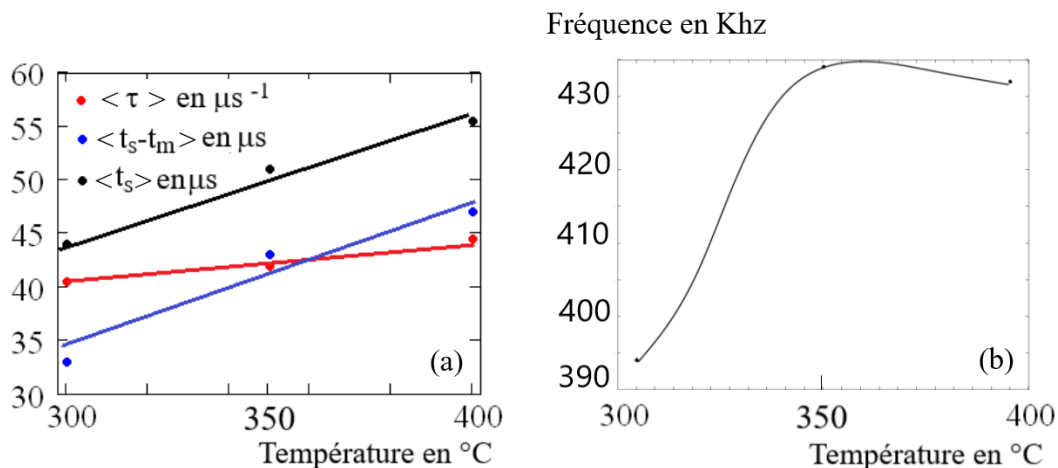
L'évolution de la valeur moyenne de  $\tau_{ea}$ , en bleu sur la figure 6.35, montre une croissance régulière avec la température de recuit figure 6.37(a). Cette croissance atteint environ 10% entre 300 °C et 400 °C.

La figure 6.36 représente l'évolution de la fréquence des salves avec le temps et la température de recuit.



**Fig. 6.36** Évolution de la fréquence avec le temps et la température de recuit.

Ici encore, malgré une forte dispersion, la fréquence évolue peu avec le temps de recuit. La figure 6.37(b) représente l'évolution des valeurs moyennes de la fréquence sur les temps de recuit en fonction de la température. La fréquence varie entre 300 et 350°C puis reste stationnaire jusqu'à 400°C. On remarque par ailleurs figure 6.37(a) que la durée moyenne des salves, ainsi que la moyenne des temps de retour à la tension seuil à partir de l'amplitude maximum croissent avec le temps de recuit.

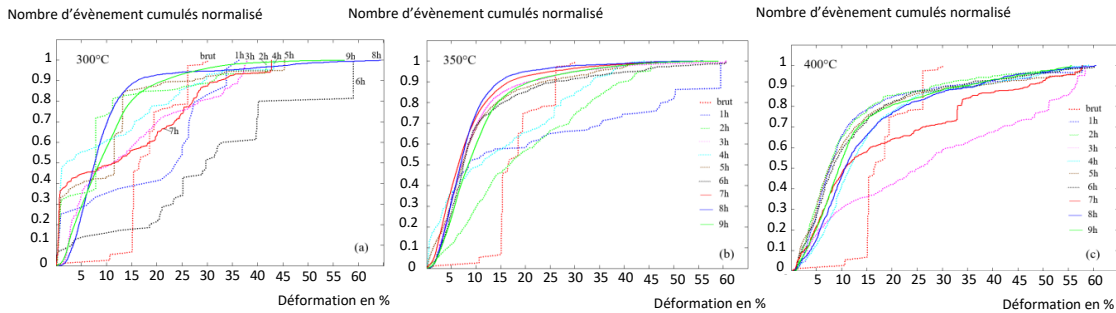


**Fig. 6.37** Évolution avec la température de recuit des moyennes (a) de la durée, du temps de retour à la tension seuil et de l'amortissement des salves (b) de la fréquence des salves.

### 7.3 Évolution du nombre d'évènements en fonction de la déformation

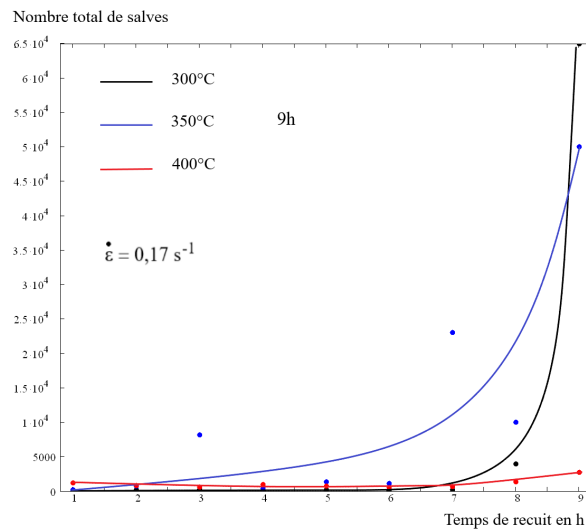
Les graphiques de la figure 6.38 donnent le nombre de salves cumulées en fonction de la déformation pour les différents temps et température de recuit. Chaque courbe a été normalisée par le nombre d'évènements mesurés pendant l'essai.

Les courbes relatives à des temps de recuit élevé sont lisses alors que celles relatives à des temps de recuit courts montre des discontinuités marquées. Pour ces temps courts on observe



**Fig. 6.38** Evolution des évènements cumulés en fonction de la déformation pour chaque temps de recuit. (a) à 300°C. (b) à 350°C. (c) à 400°C

des plateaux de plusieurs minutes durant lesquelles la plasticité ne présente aucun caractère critique. A 300°C, 8 essais présentent ces discontinuités, il y en a 4 à 350°C et 3 à 400°C. Si on ne tient compte que des courbes lisses, a 20% de déformation, soit un tiers de la déformation total, plus de 80% des salves ont été émises quelques soit la température. La figure 6.39 donne le nombre total d'évènements plastiques en fonction du temps de recuit pour chaque température.

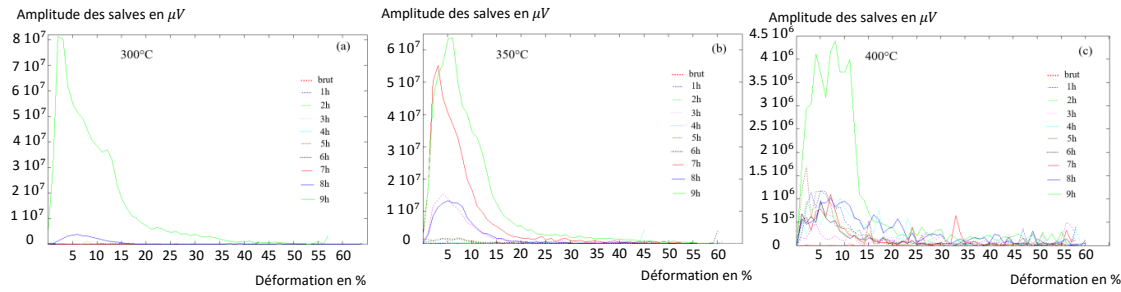


**Fig. 6.39** Nombre total de salves en fonction du temps de recuit pour chaque température.

Pour les températures de 300 et 400°C et jusqu'à 7h de recuit, le nombre de salves est faible et sensiblement stationnaire. Ce nombre commence à croître au-delà de 7h, plus fortement pour 300°C et très faiblement pour 400°C. Pour une température de 350°C la croissance du nombre d'évènements commence dès 3h de recuit.

#### 7.4 Évolution de l'amplitude des salves au cours de l'essai. Distribution statistique des amplitudes

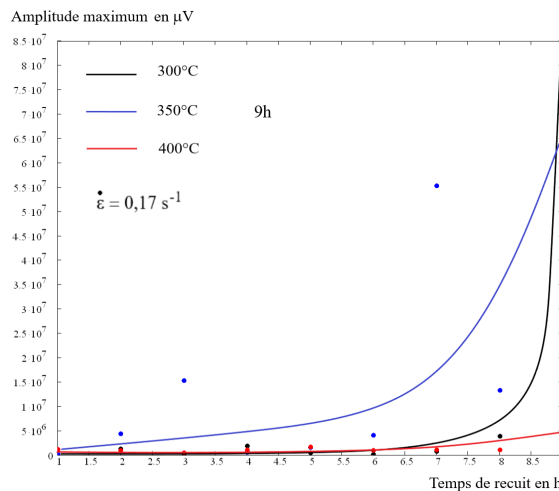
La figure 6.40 représente pour chaque essai de traction l'amplitude moyenne des salves sur des intervalles successifs de 1% de déformation. On constate que l'amplitude croît brutalement entre 0 et 5% de déformation, atteint un maximum puis décroît de façon beaucoup plus lente.



**Fig. 6.40** Évolution de l'amplitude des salves en fonction de la déformation pour chaque temps de recuit. (a) à 300°C. (b) à 350°C. (c) à 400°C.

Cette forme de courbe en cloche asymétrique se retrouve pour tous les essais, bien que celles relatives à un nombre faible d'émissions acoustiques soient très perturbées par le bruit de mesure.

La figure 6.41(c) donne les évolutions des maximums d'amplitude de chaque essai. Ces évolutions ont la même allure que celles du nombre d'évènements au cours de l'essai de traction, figure 6.39. L'amplitude maximum est obtenue pour l'éprouvette recuit à 300°C pendant 9h.



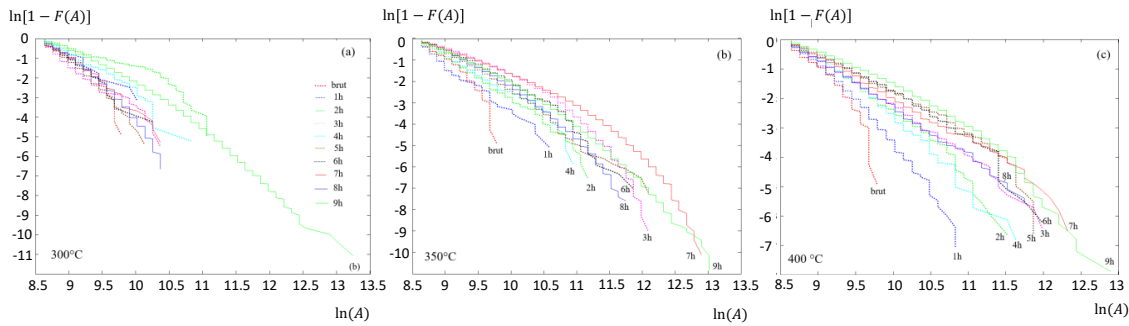
**Fig. 6.41** Amplitude maximum de chaque essai de traction en fonction du temps de recuit pour les températures de 300, 350 et 400°C.

La figure 6.42 représente  $\ln(1 - F(A))$  en fonction de  $\ln(A)$ , où  $F(A)$  est la loi cumulée de l'amplitude  $A$  des salves. Les courbes s'étendent sur un nombre de décades qui varie de 0.5 pour l'état brut à deux décades pour les échantillons recuits pendant 9 heures.

Ces courbes présentent un cut-off qui se décale vers la droite avec l'augmentation du temps de recuit, ce qui est déjà observé sur la figure 6.41(a) avec l'évolution de l'amplitude maximum.

Le tableau 6.5 montre les valeurs de  $\alpha$  calculées pour l'ensemble des mesures à partir des droites  $\ln(p(A))$  en fonction de  $p(A)$ . Les valeurs de  $\alpha$  optimisées à partir d'un nombre de salves inférieur à 500 sont peu significatives. Nous constatons que  $\alpha$  est compris entre 0.5 et 2.9. Pour un nombre d'évènements supérieur à 500, il y a une tendance à la diminution de  $\alpha$  lorsque la température augmente.

Le manque de statistique modifier certainement les cut-off des distributions pour les diffe-



**Fig. 6.42** courbes  $\ln(1 - F(A))$  en fonction de  $\ln(A)$  pour chaque essai (a) à 300°C. (b) à 350°C. (c) à 400°C.

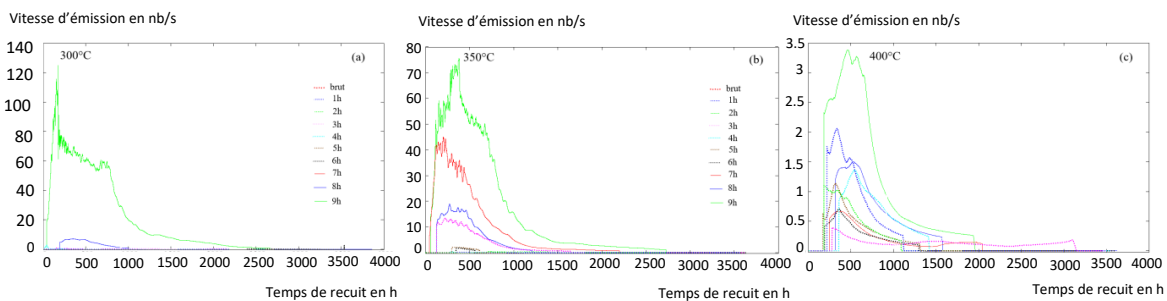
Température	Condition	Brut	1h	2h	3h	4h	5h	6h	7h	8h	9h
300°C	$\alpha$	1.9	0.5	0.6	2.1	1.5	1.27	1.7	2.1	2.9	2.2
	Nb évènements	146	24	163	266	198	237	70	209	4103	65030
350°C	$\alpha$	1.9	1.8	1.8	1.6	1.6	1.9	1.4	1.4	2.0	2.0
	Nb de salves	146	168	768	8191	352	1569	1140	24510	10001	50003
400°C	$\alpha$	1.9	2.5	1.7	1.4	1.7	1.1	1.1	1.3	1.6	1.4
	Nb de salves	140	1200	768	603	921	740	495	671	1330	2700

**Tab. 6.5** Valeur du paramètre  $\alpha$  en fonction du temps et de la température de recuit

rentes tailles de grains et fausse en partie les mesures de l'exposant critique  $\alpha$ . L'identification quantitative est certainement plus fiable pour les conditions conduisant à un grand nombre d'évènements (plus de 1000).

## 7.5 Distribution des vitesses d'émission en fonction de la déformation

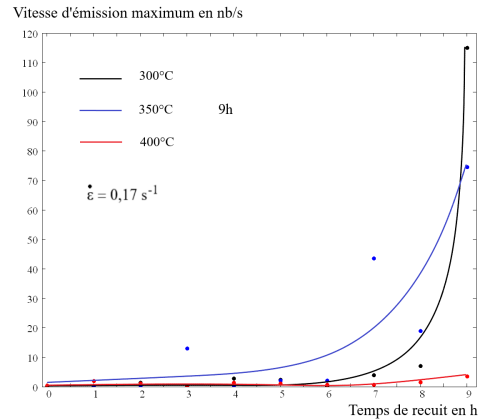
La figure 6.43 représente la vitesse d'émission pour chaque essai. Les vitesses d'émissions passent par un maximum après une croissance rapide suivie d'une décroissance plus lente. Elles tendent vers zéro en fin d'essai.



**Fig. 6.43** Vitesse d'émission en fonction de chaque essai. (a) à 300°C (b) à 350°C. (c) à 400°C

Comme le montre la figure 6.44 la vitesse d'émission suit la même évolution avec le temps

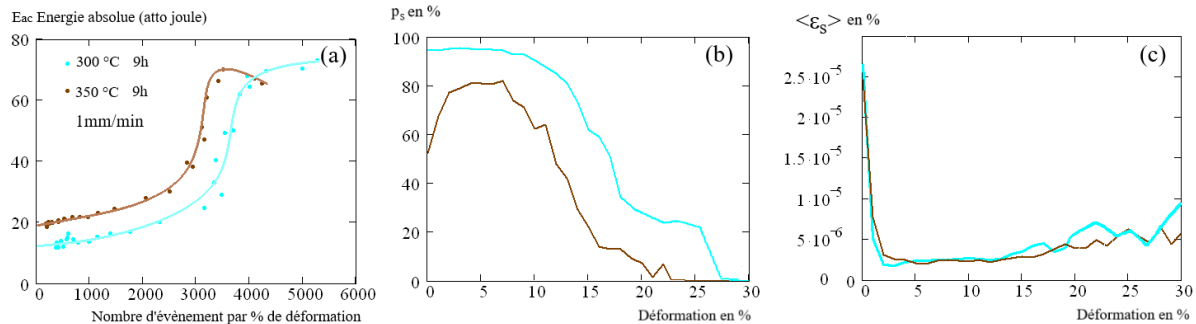
et la température de recuit que le nombre d'évènements et l'amplitude maximum des salves.



**Fig. 6.44** Vitesse d'émission en fonction de chaque essai. (a) à 300°C (b) à 350°C. (c) à 400°C

## 7.6 Critère de partage de la plasticité et incrément moyen de déformation

Afin de définir à partir des courbes énergie-absolue/vitesse d'émission, l'énergie qui correspond à la transition vers un écoulement laminaire il faut disposer d'un nombre suffisant d'évènements plastiques durant l'essai de traction. Pour les recuits à 400°C ce nombre est insuffisants, de même pour les recuit à 300°C pour un temps de recuit inférieur à 8h et à 350°C pour un temps inférieur à 7h. En conséquence nous ne comparerons que les recuits de 300 et 350°C pendant 9h. La figure 6.45(a) montre pour ces deux dernières températures des courbes de transition marquées entre l'écoulement laminaire et intermittent. L'énergie de l'écoulement laminaire est plus élevée à 350°C qu'à 300°C. La proportion de la plasticité intermittente décroît avec la température figure 6.45(b) et les incréments de déformation plastique sont peu différents pour les deux recuits.



**Fig. 6.45** Pour les températures de recuit 300 et 350°C à 9h (a) Energie absolue en fonction de la vitesse d'émission. (b) partage de la plasticité et (c) incrément moyen de déformation au cours de l'essai de traction.

L'amplitude des salves et la vitesse d'émission sont plus élevées à 300°C qu'à 350°C ce qui a pour conséquence une diminution de la plasticité intermittente avec la température de recuit malgré une durée moyenne des salves plus grande pour 350°C.

## 8 Résumé des observations

L'analyse corrélée des enregistrements d'émission acoustique et des simulations de dynamique des dislocations discrètes met en évidence un comportement hautement non stationnaire de la plasticité intermittente lors des essais de traction. Les distributions statistiques d'amplitude, de durée et de fréquence des avalanches évoluent au cours de l'essai, traduisant une modification progressive du régime d'activité microscopique. Les avalanches primaires sont systématiquement suivies de séquences de répliques dont l'intervalle inter-événements est inversement corrélé à l'amplitude initiale ; cet effet de relaxation temporelle est reproduit de manière cohérente par les résultats numériques.

L'analyse paramétrique montre que le taux de déformation appliqué joue un rôle majeur : une diminution de ce taux entraîne une augmentation du nombre total de salves ainsi qu'une intensification du taux d'émission (exprimé en nombre d'événements par pourcentage de déformation), tandis qu'une augmentation de la vitesse de déformation appliquée induit une plasticité plus intermittente mais d'amplitudes réduites. Par ailleurs, la non-stationnarité des distributions expérimentales révèle une dépendance du seuil de coupure (*cut-off*) vis-à-vis de la densité initiale de dislocations analogue à celle extraite des simulations.

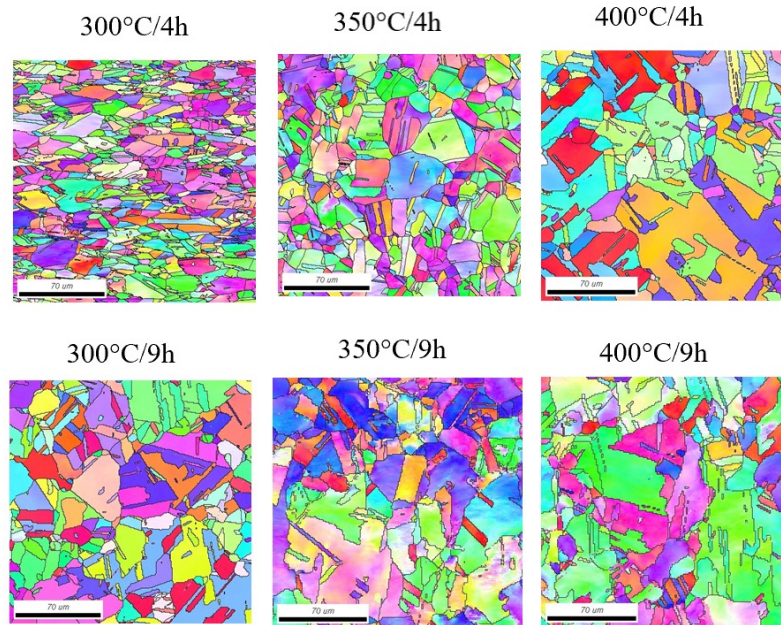
L'influence des paramètres de recuit est également manifeste. La durée et la fréquence des salves varient peu avec la durée de recuit mais croissent fortement avec l'élévation de la température, tandis que le nombre total de salves, leur amplitude et la vitesse d'émission décroissent simultanément lorsque la température de recuit augmente et que le temps de recuit diminue. Les distributions d'événements acoustiques enregistrés présentent un *cut-off* croissant avec la température de recuit et un exposant critique décroissant compris entre 1,6 et 2,5, indiquant un changement de régime statistique des avalanches. Enfin, l'énergie absolue de l'écoulement laminaire est significativement plus élevée après un recuit à 350 °C qu'après un recuit à 300 °C, confirmant le rôle combiné des conditions thermiques et du taux de déformation sur les mécanismes de plasticité intermittente.

## 9 Analyse des résultats et conclusion

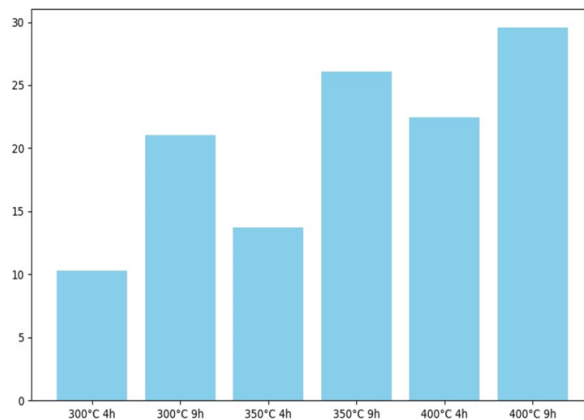
Dans l'état brut de laminage, les dislocations sont nombreuses et réparties dans tout le cristal. Leur enchevêtrement rend la formation d'avalanches impossible, car tout mouvement de dislocation est immédiatement stoppé par des obstacles. Lors du recuit, la structure de dislocations change. Les dislocations se regroupent pour former des parois qui délimitent des zones de faible densité. Avec le temps de recuit, les parois s'affinent et deviennent le lieu de germination des dislocations tandis que les zones de faible densité offrent une possibilité de déplacement des dislocations sur de longues distances (cf chapitre bibliographie). On s'attend à ce que cela modifie la signature des avalanches de dislocations. Les dislocations se déplacent avec leur champ de contrainte et modifient le champ de contrainte environnant provoquant l'activation de sources. Ces sources qui sont à la limite de l'équilibre engendrent des avalanches. On observe ainsi après respectivement 7h, 3h, 8h de recuit une croissance des émissions pour 300°C, 350°C et 400°C, figure 6.39.

Lorsque la température de recuit augmente, la formation des cellules de dislocations se fait plus rapidement et l'augmentation des émissions a lieu après des temps de recuit plus faibles, 3h pour la courbe 350°C contre 7h pour 300°C, figure 6.39. Simultanément à la formation des cellules, la densité de dislocations décroît en raison du phénomène de montée, mais aussi parce que des zones de fortes densités de dislocations deviennent le lieu de germination d'une

recristallisation primaire. Enfin, pour des temps et des températures suffisamment élevés, il se produit une croissance des cellules de dislocations mais aussi des grains en raison de la croissance des zones recristallisées. La figure 6.46a montre les cartographies EBSD effectuées sur une zone de  $200 \times 200 \mu\text{m}$  pour les trois températures de recuit, pour chaque température deux temps de recuit de 4h et 9h.



(a)

Taille des grains en  $\mu\text{m}$ 

(b)

**Fig. 6.46** Analyse de la croissance des grains en fonction du temps et de la température de recuit : (a) Croissance des grains visualisée par cartographie EBSD (b) histogramme des tailles de grains.

On observe la croissance des grains avec le temps et la température, ce qui explique l'influence des recuits sur le cut-off figure 6.41 et 6.42. La figure 6.46b reprend de façon quantitative l'effet

du recuit sur la taille des grains.

Les mécanismes que nous venons d'exposer conduisent à une diminution du nombre de sources dans les zones où les dislocations peuvent se déplacer sur de grandes distances. La présence de zones ouverte au déplacement des dislocations favorise la formation d'avalanches et la décroissance de la densité de dislocations dans ces mêmes zones diminue leur nombre. Ainsi à 400°C, alors que la taille des cellules et des grains sont élevés le nombre de salves émises devient très inférieure à ce qu'il est pour les recuits de 300 et 350°C, figure 6.39. La proportion de plasticité intermittente diminue quand la température de recuit augmente, figure 6.45(b) cependant que la durée des salves croît, figure 6.37(a). Les salves deviennent moins fréquentes mais peuvent se déplacer sur des zones plus étendues sans rencontrer d'obstacle. Les résultats obtenus par l'étude de l'influence de la vitesse d'élongation des éprouvettes montrent que le nombre d'événements plastiques n'est pas un critère suffisant pour caractériser la criticalité de la déformation. En effet, le coefficient de partage entre plasticité laminaire et intermittente varie avec la vitesse d'élongation dans le sens inverse du nombre total de salves émises.

CHAPITRE



## Conclusion et perspectives

## 1 Conclusion générale

Ce travail de recherche a porté sur l'étude et la caractérisation du comportement plastique du cuivre dans un domaine qui va de l'échelle mésoscopique par simulations DDD à l'échelle macroscopique par l'expérience. Cette approche multidimensionnelle vise à fournir une compréhension approfondie et fondamentale des mécanismes physiques sous-jacents associés aux avalanches de dislocations.

Nous avons défini avec beaucoup de soin nos conditions de simulations pour pouvoir reproduire le comportement mésoscopique du monocristal du cuivre et les microstructures associées. Cela nous permet aussi d'extraire les données de plusieurs dizaines de milliers d'avalanches dans une seule simulation, ceci est crucial pour définir sans ambiguïté aucune le comportement critique associé. Ce comportement a été quantifié avec soin par une loi puissance tronquée. Nous avons accordé beaucoup de soin également à la construction des géométries de boîte de simulations avec conditions aux limites périodiques pour pouvoir capturer l'extension naturelle des avalanches les plus grandes et la troncation du régime en loi puissance.

À l'échelle macroscopique, nous avons réalisé des essais de traction avec mesure de l'émissions acoustiques (EA). Les mesures d'EA sont directement en lien avec les mécanismes qui se déroulent à l'échelle mésoscopique. Les émissions acoustiques capturent les caractéristiques des salves associées aux glissements des dislocations. Ce lien a été formalisé par Rouby qui décrit les étapes successives qui ont lieu entre le mouvement d'une dislocation et l'enregistrement d'un signal électrique fourni par un capteur. Les travaux pionniers de Weiss, Grasso et leurs collaborateurs sur des monocristaux de glace ont été les premiers à interpréter le caractère hétérogène de la déformation plastique dans le cadre des systèmes proches de l'état critique.

L'objectif principal de cette thèse est de fournir et de clarifier par les simulations et l'expérience certains résultats contradictoires de la littérature. Dans ce but, nous avons étudié i) le rôle de paramètres microstructuraux tels que la taille des grains, l'écroutissage, l'orientation cristalline, la densité de dislocations, ii) l'impact du mode de chargement par la vitesse de déformation mais aussi iii) des mécanismes élémentaires tels que l'interaction à courte distance des dislocations et le mécanisme du glissement dévié.

Les conclusions nombreuses de cette étude sont les suivantes.

Nous avons d'abord montré l'impact de la densité de dislocations sur les signatures des avalanches de dislocations. La statistique des avalanches de dislocations révèle un comportement critique, dont l'exposant voisin est de 1,7 (pour la vitesse de déformation imposée de 50 /s). Nos statistiques soulignent la loi puissance sur quasiment cinq décades de tailles d'évènements ce qui est rarement obtenu en simulations.

Nous avons utilisé une loi de probabilité tronquée qui permet d'estimer deux aspects de la signature des avalanches, le premier rend compte de la criticité en loi puissance, le second de la valeur des grands événements par une exponentielle décroissante. Nous avons pu ainsi mettre en évidence la corrélation entre la densité d'obstacles ( $\sqrt{\rho}$ ) et la probabilité d'apparition des grands événements. Ceci est en accord avec un modèle de Poisson à 1D qui semble régir les collisions entre dislocations et justifie la forme en exponentielle décroissance pour modéliser le cut-off. De plus, nous avons montré que cette corrélation est anisotrope et dépend de l'orientation cristallographique. Cette dépendance a d'importantes conséquences car, la densité de dislocations évolue dans la plupart des simulations ou conditions expérimentales, et la constante de normalisation devient une fonction de  $\sqrt{\rho}$ . Cela pourrait expliquer la rondeur de certaines distributions de la littérature.

Nous avons étudié les distributions des configurations critiques à l'origine des avalanches

de dislocations. Ces distributions donnent une idée de la structuration des microstructures de dislocations et des configurations critiques qui sont activées et suivent une loi du type Weibull. Les caractéristiques de cette loi semblent suivre une loi d'échelle selon  $(\sqrt{\rho})$  et le principe de similitude classique de la théorie des dislocations et leur microstructure. Il s'agit d'une première quantification de la sorte en 3D qui ouvre la porte à de nouvelles modélisations puisqu'il s'agit d'un des éléments nécessaires pour le passage au macroscopique.

De manière surprenante, l'exposant critique est inchangé par l'orientation du monocristal, le nombre de systèmes actifs et la présence ou non de systèmes inactifs. La nature courte/longue portée et la présence d'obstacles durs (jonctions), mobiles (colinéaires) ou immobiles (écrouissage latent) n'a pas d'influence sur l'exposant critique contrairement à certains travaux de la littérature sur micropiliers. Toutes nos simulations donnent accès à des statistiques résolues en chute de contrainte  $\Delta\tau$  ou incrément de déformation  $\Delta\gamma$  des avalanches. Ces deux grandeurs suivent des lois puissances tronquées et sont corrélées. L'exposant de corrélation ne dépend que des conditions de chargement.

L'étude de l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement plastique montre que la contrainte critique augmente avec la vitesse de déformation. Dans ce contexte, la plasticité est dominée par les mécanismes de la forêt et les distributions des événements plastiques suivent des lois puissance. Ces lois présentent des exposants critiques et des cut-offs qui dépendent de la vitesse de déformation, en accord avec certains résultats de la littérature sur micropiliers. La distribution des avalanches change avec la vitesse de déformation. Celle-ci conditionne deux mécanismes importants : Le glissement des dislocations dans leur plan qui est prédominant dans la dynamique des avalanches plastiques, impliquant une plus grande localisation, Le glissement dévié, qui se manifeste principalement lors des phases de montée de la contrainte, et réduit ainsi la formation de microstructures.

Pour assurer des vitesses de déformation plus grandes, plus de sites de microstructure doivent être activés simultanément en accord avec nos essais. La contrainte d'écoulement doit augmenter pour les activer, les avalanches sont donc plus grandes et les statistiques associées se décalent vers les gros événements. Il y a donc compétition entre la dynamique de chargement et la cinétique des avalanches. Les histogrammes de contribution des avalanches sont très différents en fonction de la vitesse de déformation. A basse vitesse, les avalanches peuvent être très différentes, à grandes vitesses elles sont toutes semblables avec tous les systèmes qui participent.

Cependant, l'analyse approfondie de l'influence du glissement dévié, seul mécanisme sensible à la vitesse dans la DDD, révèle que ce mécanisme n'a pas d'impact significatif sur les statistiques des avalanches de dislocations. En effet, les avalanches de dislocations sont uniquement sensibles à la vitesse de déformation. Le glissement dévié, quant à lui, est un processus intrinsèquement lent comparé à la dynamique rapide des avalanches et intervient principalement comme une réponse à l'augmentation progressive de la contrainte.

Enfin ce travail donne un éclairage nouveau à notre connaissance de la plasticité et des avalanches de dislocations dans les métaux CFC. La corrélation entre systèmes de glissements est complexe avec une grande variété de configurations différentes qui dépend nettement de la vitesse de déformation. La corrélation particulière entre systèmes primaires et déviés confirme la compétition entre ces systèmes et contribue à expliquer la sélection des systèmes de glissement en glissement multiple. On illustre clairement l'origine de la sensibilité à la vitesse de déformation par l'activation de multiples configurations critiques dans la microstructure conduisant à des avalanches plus grandes. À nouveau, le glissement dévié joue un rôle nuancé, son activité étant réduite quand la vitesse de déformation augmente, on s'attend à ce que la déformation soit plus homogène, aussi une conséquence des avalanches plus grandes et similaires, et les microstructures

moins marquées. Finalement, pour la première fois en 3D, on touche aux distributions des configurations critiques qui sont à la fois l'origine et le résultat de la structuration de la matière à l'échelle mésoscopique, et nos simulations suggèrent qu'elle suit le principe de similitude des dislocations. Ces mécanismes et les modélisations quantitatives des lois d'avalanches ouvrent la porte vers de nouvelles modélisations et des liens vers les échelles supérieures et des comparaisons avec les résultats expérimentaux.

Les résultats de nos simulations ont été systématiquement comparés aux données fournies par la littérature. Nous avons voulu aussi les comparer à des expérimentations propres à cette thèse. Dans ce but des essais de traction sur du cuivre pur polycristallin avec mesures d'émissions acoustiques ont été conduits.

Chaque essai de traction a permis d'optimiser un modèle de salve avec décroissance exponentielle. Ce modèle s'appuie sur les développements de Rouby. Nous avons proposé le calcul d'un coefficient qui permet d'évaluer la proportion de "plasticité critique" par rapport à la "plasticité laminaire". Nous avons constaté que l'amplitude, la durée et la statistique des avalanches n'étaient pas stationnaire durant l'essai de traction. Une analyse de corrélation permet d'affirmer que le déclenchement d'une avalanche produit des répliques et que le délai entre deux avalanches diminue quand l'énergie de l'avalanche initiale croît. Nous retrouvons l'existence de répliques pour nos données de simulations.

Nous avons établi que le nombre d'émissions et la vitesse d'émission exprimée comme le nombre d'évènements par pourcent de déformation croissent quand la vitesse de déformation diminue. La proportion d'écoulement plastique intermittent augmente avec la vitesse de déformation alors que l'amplitude des avalanches diminue. Quand la sollicitation macroscopique est effectuée à faible vitesse, cela ne produit pas simplement une plasticité microscopique ralentie mais une modification de ces mécanismes élémentaires.

Nous retrouvons expérimentalement la même dépendance du cut-off avec la densité de dislocations que celle mise en évidence par les simulations. C'est cette dépendance qui provoque la non-stationnarité des distributions.

Des recuits effectués sur le cuivre brut de laminage ont conduit à un éventail de structures de dislocations avec des cellules et des grains de tailles différentes et des densités de dislocations variables. Les essais de traction sur les éprouvettes recuites ont permis d'apprécier la criticité des différentes structures de dislocations. Les distributions des événements acoustiques dont les exposants critiques sont compris entre 1,6 et 2,5 montrent un cut-off qui augmente avec la taille des cellules de dislocations et des grains avec des exposants critiques qui décroissent. Nous savons que les parois de dislocations et les joints de grains jouent un rôle essentiel en agissant comme des barrières qui bloquent la propagation des avalanches.

Les résultats de l'émission acoustique pour deux structures de dislocations correspondant à un recuit de 9h à des températures de 300°C et 350°C ont été comparés. Ils montrent que deux phénomènes compétitifs conditionnent l'aspect critique de la déformation, la première est la taille croissante des cellules de dislocations obtenue par recuit, la seconde est la densité de dislocations qui diminue avec la température et le temps de recuit. La criticité des structures de dislocations dépend de facteurs qui ont des influences opposées et qu'il est difficile de maximiser ou de minimiser séparément.

## 2 Perspectives

Les travaux réalisés dans cette thèse ont permis de dégager plusieurs perspectives prometteuses. Ces perspectives peuvent être regroupées en différents axes de recherche :

Les simulations conduites dans cette thèse ont permis de mettre en évidence l'influence de la densité de dislocations sur la statistique d'avalanches de dislocations. Une perspective clé consiste à approfondir cette étude et explorer l'influence d'autres types d'obstacle (précipités, frontières de grains ou impuretés) sur la statistique des avalanches de dislocations. Cela inclura une analyse de tous les types d'interactions présente dans les structures CFC et leur impact sur la distribution des événements plastique.

L'analyse de la distribution des contraintes critiques montre que cette dernière suit un processus de poisson 1D, ce résultat ouvre plusieurs perspectives intéressantes. Ce résultat pourrait être utilisé pour développer un modèle analytique basé sur cette statistique qui pourra décrire la distribution de l'ensemble des contraintes critiques normalisées, par ailleurs, ces distributions pourraient aussi être utilisées pour améliorer les lois de comportement plastiques

Les distributions caractéristiques d'avalanches ont mis en évidence l'influence de la vitesse de déformation. Dans cette optique plusieurs perspectives peuvent être envisageables, un premier objectif sera d'explorer l'impact de la mobilité des dislocations sur la statistique d'avalanches de dislocations. Cela permettrait d'expliquer les différences d'exposant critique vu entre le Cu et Al polycristallins. Dans cette même optique, une autre perspective consiste à étudier l'influence du frottement de Peierls dans les structures CC ou la vitesse de la dislocations "vis", qui réduit l'interaction relative des dislocations dans ces structures ce qui pourrait affecter la manière dont l'énergie sera dissipée pendant l'avalanche, l'intégration de ces résultats dans des modèles de plasticité existant pour aider à mieux comprendre le comportement de ces matériaux sous des conditions de chargement rapide ou à des températures basses.

Utiliser les simulations DDD pour simuler des signaux d'émissions acoustiques, semble être une approche prometteuse, afin de mettre en évidence le lien entre la dynamique des dislocations et les signaux acoustiques générés lors de la déformation. En s'appuyant sur les données DDD, il serait possible de modéliser la relation entre l'activité plastique générée pendant les avalanches de dislocations et les signaux d'émissions acoustiques générés par le mouvement des dislocations tout en tenant compte des caractéristiques des microstructures et des différents mécanismes de déformations. Ces simulations fourniraient une prédiction de la réponse acoustique des matériaux soumis à des sollicitations mécaniques, de plus ces simulations permettront d'identifier les corrélations entre les caractéristiques des avalanches de dislocations et celle des signaux acoustiques.

Les résultats discutés dans cette thèse offrent des perspectives favorables à l'établissement d'un lien explicite entre la plasticité discrète observée à l'échelle mésoscopique et la mécanique continue observée à l'échelle macroscopique, cela aiderait au développement de modèle permettant de relier les phénomènes de plasticité observé à l'échelle mésoscopique aux propriétés globales de matériaux à l'échelle macroscopique. Cette approche consiste à intégrer les résultats de simulations DDD dans les modèles continus de plasticité, les objectifs seront de traduire les mécanismes de déformation locaux comme les interactions des dislocations en comportements plastiques observés à l'échelle macroscopique.

Cette approche va permettre de prédire la réponse mécanique globale des matériaux et d'optimiser les lois de comportement plastique en fonction des paramètres de microstructure

Pour conclure, je souligne qu'une étude conduite sur les avalanches de dislocations dans le cuivre, qui combine des essais mécaniques, émission acoustique et des modélisations DDD serait d'un grand intérêt sur le plan expérimental. Les techniques modernes d'imagerie in-situ, telles que la microscopie électronique ou la diffraction des rayons X en temps réel, associées aux outils de traitement de données avancés permettra de caractériser avec précision la dynamique des dislocations et une base de données expérimentales de référence pourra être établie.

## Bibliographie

- [ABP14] J. ALSTOTT, E. BULLMORE et D. PLENZ. “powerlaw : a Python package for analysis of heavy-tailed distributions”. In : *PloS one* 9.1 (2014), e85777.
- [AIK75] V. ALSHITS, V. INDENBOM et E. KOSSECKA. “Disclination Field in Elastic Anisotropic Media”. In : *physica status solidi (b)* 70.1 (1975), K25-K28.
- [Akh21] S. AKHONDZADEH, N. BERTIN, R. B. SILLS et W. CAI. “Slip-free multiplication and complexity of dislocation networks in FCC metals”. In : *Materials Theory* 5 (2021), p. 1-24.
- [Alc] J. ALCALÁ, J. OČENÁŠEK, J. VARILLAS, J. EL-AWADY, J. WHEELER et J. MICHLER. *Statistics of dislocation avalanches in FCC and BCC metals : dislocation mechanisms and mean swept distances across microsample sizes and temperatures*, *Sci. Rep.* 10 (2020) 19024.
- [Alc20] J. ALCALÁ, J. OČENÁŠEK, J. VARILLAS, J. A. EL-AWADY, J. M. WHEELER et J. MICHLER. “Statistics of dislocation avalanches in FCC and BCC metals : dislocation mechanisms and mean swept distances across microsample sizes and temperatures”. In : *Scientific reports* 10.1 (2020), p. 19024.
- [AQA19] S. AUBRY, S. QUEYREAU et A. ARSENLIS. “Dislocation Dynamics Modeling of the Interaction of Dislocations with Eshelby Inclusions”. In : John Wiley Sons, Ltd, 2019. Chap. 3, p. 55-85.
- [Arg75] A. S. ARGON. *Constitutive equations in plasticity*. MIT press Cambridge, MA, 1975.
- [Ars07] A. ARSENLIS, W. CAI, M. TANG, M. RHEE, T. OPPELSTRUP, G. HOMMES, T. G. PIERCE et V. V. BULATOV. “Enabling strain hardening simulations with dislocation dynamics”. In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 15.6 (2007), p. 553.
- [Bac67] D. BACON. “A method for describing a flexible dislocation”. In : *physica status solidi (b)* 23.2 (1967), p. 527-538.
- [Bar10] D. BARBIER. “Analyse de microstructures par la technique EBSD”. In : *Mecamat*. 2010.
- [Bau10] T. BAUDIN. “Analyse EBSD-Principe et cartographies d’orientations”. In : (2010).
- [BB79] S. BASINSKI et Z. BASINSKI. “Dislocations in solids”. In : *Plastic Deformation and Work Hardening, North-Holland, Amsterdam* (1979), p. 261-362.
- [Ber24] N. BERTIN, W. CAI, S. AUBRY, A. ARSENLIS et V. V. BULATOV. “Enhanced mobility of dislocation network nodes and its effect on dislocation multiplication and strain hardening”. In : *Acta Materialia* 271 (2024), p. 119884.

- [Ber25] D. BERTA, D. KURUNCZI-PAPP, L. LAURSON et P. D. ISPÁNOVITY. “On identifying dynamic length scales in crystal plasticity”. In : *Acta Materialia* 283 (2025), p. 120506.
- [Beu19] B. BEUCIA, S. QUEYREAU, C. KAHLOUN, D. CHAUBET, P. FRANCIOSI et B. BACROIX. “Plastic strain-induced grain boundary migration (SIBM) in pure aluminum : SEM in-situ and AFM examinations”. In : *International Journal of Plasticity* 115 (avr. 2019), p. 29-55.
- [BKG08] S. BRINCKMANN, J.-Y. KIM et J. R. GREER. “Fundamental Differences in Mechanical Behavior between Two Types of Crystals< ? format ?> at the Nanoscale”. In : *Physical review letters* 100.15 (2008), p. 155502.
- [BN83] K. BOTHE et H. NEUHÄUSER. “Relaxation of metallic glass structure measured by elastic modulus and internal friction”. In : *Journal of non-crystalline solids* 56.1-3 (1983), p. 279-284.
- [Bri08] F. BRISSET, L. REPOUX, J. RUSTE, F. GRILLON et F. ROBAUT. “Scanning electron microscopy and micro-analyses”. In : (2008).
- [Bro64] L. BROWN. “The self-stress of dislocations and the shape of extended nodes”. In : *Philosophical Magazine* 10.105 (1964), p. 441-466.
- [Bul01] V. BULATOV, J. JUSTO, W. CAI, S. YIP, A. ARGON, T. LENOSKY, M. d. KONING et T. D. d. I. RUBIA. “Parameter-free modelling of dislocation motion : the case of silicon”. In : *Philosophical Magazine A* 81.5 (2001), p. 1257-1281.
- [BWP82] H. BUNGE, H. WENK et J. PANNETIER. “Neutron Diffraction Texture Analysis Using a  $2\theta$ -Position Sensitive Detector”. In : *Texture, Stress, and Microstructure* 5.3 (1982), p. 153-170.
- [Cai06] W. CAI, A. ARSENLIS, C. R. WEINBERGER et V. V. BULATOV. “A non-singular continuum theory of dislocations”. In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 54.3 (2006), p. 561-587.
- [Cai10] D. CAILLARD. “Kinetics of dislocations in pure Fe. Part I. In situ straining experiments at room temperature”. In : *Acta Materialia* 58.9 (2010), p. 3493-3503.
- [Cer13] D. CERECEDA, A. STUKOWSKI, M. R. GILBERT, S. QUEYREAU, L. VENTELON, M.-C. MARINICA, J. M. PERLADO et J. MARIAN. “Assessment of interatomic potentials for atomistic analysis of static and dynamic properties of screw dislocations in W”. In : *Journal of Physics : Condensed Matter* 25.8 (jan. 2013), p. 085702.
- [Che03] M. CHEN, E. MA, K. J. HEMKER, H. SHENG, Y. WANG et X. CHENG. “Deformation twinning in nanocrystalline aluminum”. In : *Science* 300.5623 (2003), p. 1275-1277.
- [CK91] G. CANOVA et L. KUBIN. “Dislocation microstructure and plastic flow : a three dimensional simulation”. In : *Continuum models and discrete systems* 2 (1991), p. 93-101.
- [CMS06] J. W. CAHN, Y. MISHIN et A. SUZUKI. “Coupling grain boundary motion to shear deformation”. In : *Acta materialia* 54.19 (2006), p. 4953-4975.
- [Cob63] R. COBLE. “A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials”. In : *Journal of applied physics* 34.6 (1963), p. 1679-1682.
- [CP89] F. CHEVAL et L. PRIESTER. “Effect of strain rate on the dislocation substructure in deformed copper polycrystals”. In : *Scripta metallurgica* 23.11 (1989), p. 1871-1876.

- [CPG16] Y. CUI, G. PO et N. GHONIEM. “Controlling strain bursts and avalanches at the nano-to micrometer scale”. In : *Physical review letters* 117.15 (2016), p. 155502.
- [CPG17] Y. CUI, G. PO et N. GHONIEM. “Influence of loading control on strain bursts and dislocation avalanches at the nanometer and micrometer scale”. In : *Physical Review B* 95.6 (2017), p. 064103.
- [Csi07] F. F. CSIKOR, C. MOTZ, D. WEYGAND, M. ZAISER et S. ZAPPERI. “Dislocation avalanches, strain bursts, and the problem of plastic forming at the micrometer scale”. In : *science* 318.5848 (2007), p. 251-254.
- [CSN09] A. CLAUSET, C. R. SHALIZI et M. E. NEWMAN. “Power-law distributions in empirical data”. In : *SIAM review* 51.4 (2009), p. 661-703.
- [CT04] J. W. CAHN et J. E. TAYLOR. “A unified approach to motion of grain boundaries, relative tangential translation along grain boundaries, and grain rotation”. In : *Acta Materialia* 52.16 (2004), p. 4887-4898.
- [CT26] H. C. H. CARPENTER et S. TAMURA. “Experiments on the production of large copper crystals”. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 113.763 (1926), p. 28-43.
- [DC92] B. DEVINCRE et M. CONDAT. “Model validation of a 3D simulation of dislocation dynamics : discretization and line tension effects”. In : *Acta metallurgica et materialia* 40.10 (1992), p. 2629-2637.
- [De 67] R. DE WIT. “The Self-Energy of Dislocation Configurations Made up of Straight Segments”. In : *physica status solidi (b)* 20.2 (1967), p. 575-580.
- [Dev11] B. DEVINCRE, R. MADEC, G. MONNET, S. QUEYREAU, R. GATTI et L. KUBIN. “Modeling crystal plasticity with dislocation dynamics simulations : The “micro-Megas” code”. In : *Mechanics of Nano-objects* 1 (2011), p. 81-100.
- [Dev15] B. DEVINCRE. “Étudier les propriétés dynamiques des dislocations pour prédire la déformation plastique des cristaux”. In : *Reflets de la physique* 44-45 (2015), p. 74-78.
- [Dev93] B. DEVINCRE. “Simulations dynamiques des dislocations a une echelle mesoscopique : Une etude de la deformation plastique”. Thèse de doct. Paris 11, 1993.
- [Dev95] B. DEVINCRE. “Three dimensional stress field expressions for straight dislocation segments”. In : *Solid State Communications* 93.11 (1995), p. 875-878.
- [Dev96] B. DEVINCRE. “Meso-scale simulation of the dislocation dynamics”. In : *NATO ASI Series E Applied Sciences-Advanced Study Institute* 308 (1996), p. 309-324.
- [DHK08] B. DEVINCRE, T. HOC et L. KUBIN. “Dislocation mean free paths and strain hardening of crystals”. In : *Science* 320.5884 (2008), p. 1745-1748.
- [Dim06] D. M. DIMIDUK, C. WOODWARD, R. LESAR et M. D. UCHIC. “Scale-free intermittent flow in crystal plasticity”. In : *Science* 312.5777 (2006), p. 1188-1190.
- [DK10a] B. DEVINCRE et L. KUBIN. “Scale transitions in crystal plasticity by dislocation dynamics simulations”. In : *Comptes rendus. Physique* 11.3-4 (2010), p. 274-284.
- [DK10b] B. DEVINCRE et L. KUBIN. “Scale transitions in crystal plasticity by dislocation dynamics simulations”. en. In : *Comptes Rendus. Physique* 11.3-4 (2010), p. 274-284. DOI : 10.1016/j.crhy.2010.07.008.

- [dK59] G. DEWIT et J. S. KOEHLER. "Interaction of Dislocations with an Applied Stress in Anisotropic Crystals". In : *Phys. Rev.* 116 (5 déc. 1959), p. 1113-1120.
- [DK94a] B. DEVINCRE et L. KUBIN. "Three dimensional simulations of plasticity". In : *Strength of Materials. ICSMA 10* (1994), p. 179-182.
- [DK94b] B. DEVINCRE et L. KUBIN. "Simulations of forest interactions and strain hardening in FCC crystals". In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering 2.3A* (1994), p. 559.
- [DKH06] B. DEVINCRE, L. KUBIN et T. HOC. "Physical analyses of crystal plasticity by DD simulations". In : *Scripta materialia* 54.5 (2006), p. 741-746.
- [DKH07] B. DEVINCRE, L. KUBIN et T. HOC. "Collinear superjogs and the low-stress response of fcc crystals". In : *Scripta Materialia* 57.10 (2007), p. 905-908.
- [DM05] C. DOMAIN et G. MONNET. "Simulation of screw dislocation motion in iron by molecular dynamics simulations". In : *Physical review letters* 95.21 (2005), p. 215506.
- [DRG02] B. DEVINCRE, A. ROOS et S. GROH. "Boundary problems in DD simulations". In : *Tiré à part- Office national d'études et de recherches aérospatiales* (2002).
- [DUP05] D. DIMIDUK, M. UCHIC et T. PARTHASARATHY. "Size-affected single-slip behavior of pure nickel microcrystals". In : *Acta materialia* 53.15 (2005), p. 4065-4077.
- [Dur07] J. DURINCK, B. DEVINCRE, L. KUBIN et P. CORDIER. "Modeling the plastic deformation of olivine by dislocation dynamics simulations". In : *American Mineralogist* 92.8-9 (2007), p. 1346-1357.
- [DW10] B. DEVINCRE et G. WINTHER. *Dislocation dynamics simulations of slip system interactions and dislocation boundary formation*. 2010.
- [EM79] U. ESSMANN et H. MUGHRABI. "Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities". In : *Philosophical Magazine A* 40.6 (1979), p. 731-756.
- [Esc68] B. ESCAIG. "Sur le glissement dévié des dislocations dans la structure cubique à faces centrées". In : *Journal de Physique* 29.2-3 (1968), p. 225-239.
- [Fan21] H. FAN, Q. WANG, J. A. EL-AWADY, D. RAABE et M. ZAISER. "Strain rate dependency of dislocation plasticity". In : *Nature communications* 12.1 (2021), p. 1845.
- [FBZ80] P. FRANCIOSI, M. BERVEILLER et A. ZAOUÏ. "Latent hardening in copper and aluminium single crystals". In : *Acta Metallurgica* 28.3 (1980), p. 273-283.
- [Fiv08] M. C. FIVEL. "Discrete dislocation dynamics : an important recent break-through in the modelling of dislocation collective behaviour". In : *Comptes Rendus Physique* 9.3-4 (2008), p. 427-436.
- [Fiv98] M. FIVEL, L. TABOUROT, E. RAUCH et G. CANOVA. "Identification through mesoscopic simulations of macroscopic parameters of physically based constitutive equations for the plastic behaviour of fcc single crystals". In : *Le Journal de Physique IV* 8.PR8 (1998), Pr8-151.
- [FM66] A. FOREMAN et M. MAKIN. "Dislocation movement through random arrays of obstacles". In : *Philosophical magazine* 14.131 (1966), p. 911-924.
- [FN93] K.-D. FUSENIG et E. NEMBACH. "Dynamic dislocation effects in precipitation hardened materials". In : *Acta metallurgica et materialia* 41.11 (1993), p. 3181-3189.

- [For67] A. FOREMAN. "The bowing of a dislocation segment". In : *Philosophical magazine* 15.137 (1967), p. 1011-1021.
- [FR50] F. FRANK et W. READ JR. "Multiplication processes for slow moving dislocations". In : *Physical Review* 79.4 (1950), p. 722.
- [Fra84] P. FRANCIOSI. "Etude théorique et expérimentale du comportement élastoplastique des monocristaux métalliques se déformant par glissement : modélisation pour un chargement complexe quasi statique". In : *These de Doctorat d'Etat, Université Paris Nord-Paris XIII* (1984).
- [Fre26] J. FRENKEL. "Zur theorie der elastizitätsgrenze und der festigkeit kristallinischer körper". In : *Zeitschrift für Physik* 37.7 (1926), p. 572-609.
- [Fré27] M. FRÉCHET. "Sur la loi de probabilité de l'écart maximum". In : *Annales de la société Polonaise de Mathématique*. T. 6. 1927, p. 93-116.
- [Fri12] N. FRIEDMAN, A. T. JENNINGS, G. TSEKENIS, J.-Y. KIM, M. TAO, J. T. UHL, J. R. GREER et K. A. DAHMEN. "Statistics of dislocation slip avalanches in nanosized single crystals show tuned critical behavior predicted by a simple mean field model". In : *Physical review letters* 109.9 (2012), p. 095507.
- [FT28] R. A. FISHER et L. H. C. TIPPETT. "Limiting forms of the frequency distribution of the largest or smallest member of a sample". In : *Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society*. T. 24. 2. Cambridge University Press. 1928, p. 180-190.
- [GA88] N. M. GHONIEM et R. AMODEO. "Computer simulation of dislocation pattern formation". In : *Solid State Phenomena* 3 (1988), p. 377-388.
- [GD11] J. R. GREER et J. T. M. DE HOSSON. "Plasticity in small-sized metallic systems : Intrinsic versus extrinsic size effect". In : *Progress in Materials Science* 56.6 (2011), p. 654-724.
- [GHG56] J. GARSTONE, R. HONEYGOMBE et G. GREETHAM. "Easy glide of cubic metal crystals". In : *Acta Metallurgica* 4.5 (1956), p. 485-494.
- [Gle69] H. GLEITER. "The mechanism of grain boundary migration". In : *Acta metallurgica* 17.5 (1969), p. 565-573.
- [GQM11] M. GILBERT, S. QUEYREAU et J. MARIAN. "Stress and temperature dependence of screw dislocation mobility in  $\alpha$ -Fe by molecular dynamics". In : *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics* 84.17 (2011), p. 174103.
- [Gro07] M. GROUP et al. "PCI-2 based AE system 1 user's manual". In : *Physical Acoustics Corporation : Princeton Junction, NJ, USA* (2007).
- [GS09] G. GOTTSTEIN et L. S. SHVINDLERMAN. *Grain boundary migration in metals : thermodynamics, kinetics, applications*. CRC press, 2009.
- [HB11] D. HULL et D. J. BACON. *Introduction to dislocations*. T. 37. Elsevier, 2011.
- [HBZ98] P. HÄHNER, K. BAY et M. ZAISER. "Fractal dislocation patterning during plastic deformation". In : *Physical review letters* 81.12 (1998), p. 2470.
- [HH04] F. HUMPHREYS et M. HATHERLY. "Recovery after deformation". In : *Recrystallization and related annealing phenomena* (2004), p. 169-213.

- [HH12] F. J. HUMPHREYS et M. HATHERLY. *Recrystallization and related annealing phenomena*. elsevier, 2012.
- [Hil75] B. M. HILL. “A simple general approach to inference about the tail of a distribution”. In : *The annals of statistics* (1975), p. 1163-1174.
- [Hir57] P. HIRSCH. “Dislocations and mechanical properties of crystals”. In : *Proc. Intern. Conf. held at Lake Placid, General Electric*. 1957, p. 92-115.
- [Hir94] J. HIRTH. “Dislocations, steps and disconnections at interfaces”. In : *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 55.10 (1994), p. 985-989.
- [Hos93] W. F. HOSFORD. “The mechanics of crystals and textured polycrystals”. In : *(No Title)* (1993).
- [Hus15] A. M. HUSSEIN, S. I. RAO, M. D. UCHIC, D. M. DIMIDUK et J. A. EL-AWADY. “Microstructurally based cross-slip mechanisms and their effects on dislocation microstructure evolution in fcc crystals”. In : *Acta Materialia* 85 (2015), p. 180-190.
- [Idr14] H. IDRISSE, A. KOBLER, B. AMIN-AHMADI, M. COULOMBIER, M. GALCERAN, J.-P. RASKIN, S. GODET, C. KÜBEL, T. PARDOEN et D. SCHRYVERS. “Plasticity mechanisms in ultrafine grained freestanding aluminum thin films revealed by in-situ transmission electron microscopy nanomechanical testing”. In : *Applied Physics Letters* 104.10 (2014).
- [Isp10] P. D. ISPÁNOVITY, I. GROMA, G. GYÖRGYI, F. F. CSIKOR et D. WEYGAND. “Sub-micron plasticity : yield stress, dislocation avalanches, and velocity distribution”. In : *Physical review letters* 105.8 (2010), p. 085503.
- [Jak04] S. JAKANI. “Effet des impuretés sur les mécanismes de recristallisation du cuivre tréfilé”. Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI, 2004.
- [JG59] W. G. JOHNSTON et J. J. GILMAN. “Dislocation velocities, dislocation densities, and plastic flow in lithium fluoride crystals”. In : *Journal of Applied Physics* 30.2 (1959), p. 129-144.
- [JLS00] A. JOHANSEN, O. LEDOIT et D. SORNETTE. “Crashes as critical points”. In : *International Journal of Theoretical and Applied Finance* 3.02 (2000), p. 219-255.
- [Kah16] C. KAHLOUN, G. MONNET, S. QUEYREAU, L. LE et P. FRANCIOSI. “A comparison of collective dislocation motion from single slip quantitative topographic analysis during in-situ AFM room temperature tensile tests on Cu and Fe $\alpha$  crystals”. In : *International Journal of Plasticity* 84 (2016), p. 277-298.
- [KB86] T. KLEISER et M. BOCEK. “The fractal nature of slip in crystals”. In : *International Journal of Materials Research* 77.9 (1986), p. 582-587.
- [KD99] L. KUBIN, B. DEVINCRE et al. “From dislocation mechanisms to dislocation microstructures and strain hardening”. In : *Deformation-Induced Microstructures : Analysis and Relation to Properties* (1999), p. 61-83.
- [KHD09] L. KUBIN, T. HOC et B. DEVINCRE. “Dynamic recovery and its orientation dependence in face-centered cubic crystals”. In : *Acta Materialia* 57.8 (2009), p. 2567-2575.
- [KL21] D. KURUNCZI-PAPP et L. LAURSON. “Dislocation avalanches from strain-controlled loading : A discrete dislocation dynamics study”. In : *Physical Review E* 104.2 (2021), p. 025008.

- [KL23] D. KURUNCZI-PAPP et L. LAURSON. “Avalanches and rate effects in strain-controlled discrete dislocation plasticity of Al single crystals”. In : *Physical Review Materials* 7.1 (2023), p. 013605.
- [KM03] U. KOCKS et H. MECKING. “Physics and phenomenology of strain hardening : the FCC case”. In : *Progress in materials science* 48.3 (2003), p. 171-273.
- [KMD] L. P. KUBIN, R. MADEC et B. DEVINCRE. “Dislocation Intersections and Reactions in FCC and BCC Crystals”. In : ().
- [Koc76] U. KOCKS. “Laws for work-hardening and low-temperature creep”. In : (1976).
- [Kub92] L. P. KUBIN, G. CANOVA, M. CONDAT, B. DEVINCRE, V. PONTIKIS et Y. BRÉCHET. “Dislocation microstructures and plastic flow : a 3D simulation”. In : *Solid state phenomena* 23 (1992), p. 455-472.
- [Kuh85] D. KUHLMANN-WILSDORF. “Theory of workhardening 1934-1984”. In : *Metallurgical Transactions A* 16 (1985), p. 2091-2108.
- [KW49] M. KRONBERG et u. F. WILSON. “Secondary recrystallization in copper”. In : *Jom* 1.8 (1949), p. 501-514.
- [LDH07] S. LEFEBVRE, B. DEVINCRE et T. HOC. “Yield stress strengthening in ultrafine-grained metals : A two-dimensional simulation of dislocation dynamics”. In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 55.4 (2007), p. 788-802.
- [Leb00] M. LEBYODKIN, L. DUNIN-BARKOWSKII, Y. BRECHET, Y. ESTRIN et L. KUBIN. “Spatio-temporal dynamics of the Portevin–Le Chatelier effect : experiment and modelling”. In : *Acta Materialia* 48.10 (2000), p. 2529-2541.
- [Leh16] A. LEHTINEN, G. COSTANTINI, M. J. ALAVA, S. ZAPPERI et L. LAURSON. “Glassy features of crystal plasticity”. In : *Physical Review B* 94.6 (2016), p. 064101.
- [Lem99] C. LEMARCHAND, J. CHABOCHE, B. DEVINCRE et L. KUBIN. “Multiscale modelling of plastic deformation”. In : *Le Journal de Physique IV* 9.PR9 (1999), Pr9-271.
- [LHô19] G. L’HÔTE. “Etude de la dynamique des dislocations de monocristaux de cuivre sous chargement cyclique : Emission acoustique et caractérisations microstructurales”. Thèse de doct. Université de Lyon, 2019.
- [LK87] J. LEPINOUX et L. KUBIN. “Dynamic organization of dislocation structures : A simulation”. In : *Scr. Metall. ;(United States)* 21.6 (1987).
- [LNW05] H. LI, A. NGAN et M. WANG. “Continuous strain bursts in crystalline and amorphous metals during plastic deformation by nanoindentation”. In : *Journal of materials research* 20.11 (2005), p. 3072-3081.
- [Maa15] R. MAASS, M. WRAITH, J. UHL, J. R. GREER et K. DAHMEN. “Slip statistics of dislocation avalanches under different loading modes”. In : *Physical review E* 91.4 (2015), p. 042403.
- [Mad01] R. MADEC. “Des intersections entre dislocations à la plasticité du monocristal CFC : étude par dynamique des dislocations”. Thèse de doct. Paris 11, 2001.
- [Mad03] R. MADEC, B. DEVINCRE, L. KUBIN, T. HOC et D. RODNEY. “The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening”. In : *Science* 301.5641 (2003), p. 1879-1882.

- [May13] W. E. B. R. MAY. “Étude par émission acoustique de la plasticité et de l’endommagement de l’aluminium en fatigue oligocyclique”. Thèse de doct. INSA de Lyon, 2013.
- [MDK02] R. MADEC, B. DEVINCRE et L. P. KUBIN. “From dislocation junctions to forest hardening”. In : *Physical review letters* 89.25 (2002), p. 255508.
- [MDK04a] R. MADEC, B. DEVINCRE et L. KUBIN. “On the use of periodic boundary conditions in dislocation dynamics simulations”. In : *IUTAM Symposium on Mesoscopic Dynamics of Fracture Process and Materials Strength : Proceedings of the IUTAM Symposium held in Osaka, Japan, 6–11 July 2003*. Springer, 2004, p. 35-44.
- [MDK04b] G. MONNET, B. DEVINCRE et L. KUBIN. “Dislocation study of prismatic slip systems and their interactions in hexagonal close packed metals : application to zirconium”. In : *Acta materialia* 52.14 (2004), p. 4317-4328.
- [Mes10] U. MESSERSCHMIDT. *Dislocation dynamics during plastic deformation*. T. 129. Springer Science & Business Media, 2010.
- [Mig01] M.-C. MIGUEL, A. VESPIGNANI, S. ZAPPERI, J. WEISS et J.-R. GRASSO. “Intermittent dislocation flow in viscoplastic deformation”. In : *Nature* 410.6829 (2001), p. 667-671.
- [Mit04] M. MITZENMACHER. “A brief history of generative models for power law and lognormal distributions”. In : *Internet mathematics* 1.2 (2004), p. 226-251.
- [Mit67] T. MITCHELL. *Dislocations and plasticity in single crystals of face-centred cubic metals and alloys*. Heywood Books, 1967.
- [MK17] R. MADEC et L. P. KUBIN. “Dislocation strengthening in FCC metals and in BCC metals at high temperatures”. In : *Acta Materialia* 126 (2017), p. 166-173.
- [MND11] G. MONNET, S. NAAMANE et B. DEVINCRE. “Orowan strengthening at low temperatures in bcc materials studied by dislocation dynamics simulations”. In : *Acta Materialia* 59.2 (2011), p. 451-461.
- [Moh01] V. MOHLES. “Simulations of dislocation glide in overaged precipitation-hardened crystals”. In : *Philosophical Magazine A* 81.4 (2001), p. 971-990.
- [Mon06] G. MONNET. “Investigation of precipitation hardening by dislocation dynamics simulations”. In : *Philosophical Magazine* 86.36 (2006), p. 5927-5941.
- [Mot52] N. F. MOTT. “The mechanism of work-hardening of metals”. In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 166.1 (1952), p. 413-418.
- [Mug68] H. MUGHRABI. “Electron microscope observations on the dislocation arrangement in deformed copper single crystals in the stress-applied state”. In : *Philosophical Magazine* 18.156 (1968), p. 1211-1217.
- [Mug88] H. MUGHRABI. “Dislocation clustering and long-range internal stresses in monotonically and cyclically deformed metal crystals”. In : *Revue de physique appliquée* 23.4 (1988), p. 367-379.
- [Mun57] A. MUNIRUZZAMAN. “On measures of location and dispersion and tests of hypotheses in a pare to population”. In : *Calcutta Statistical Association Bulletin* 7.3 (1957), p. 115-123.
- [MZK99] J. P. MERCIER, G. ZAMBELLI et W. KURZ. *Introduction à la science des matériaux*. T. 1. EPFL Press, 1999.

- [Nad88] E. NADGORNYI. “Dislocation dynamics and mechanical properties of crystals”. In : *Progress in materials science* 31 (1988), p. 1-530.
- [New05] M. E. NEWMAN. “Power laws, Pareto distributions and Zipf’s law”. In : *Contemporary physics* 46.5 (2005), p. 323-351.
- [Nge21] E. NGENZI, Z. EL OMARI, B. BACROIX et S. QUEYREAU. “Mobility functions for [001] CSL grain boundaries in Ni from molecular dynamics”. In : (déc. 2021). working paper or preprint. URL : <https://hal.science/hal-03505810>.
- [NMD10] S. NAAMANE, G. MONNET et B. DEVINCRE. “Low temperature deformation in iron studied with dislocation dynamics simulations”. In : *International Journal of Plasticity* 26.1 (2010), p. 84-92.
- [NN08] K. NG et A. NGAN. “Stochastic nature of plasticity of aluminum micro-pillars”. In : *Acta Materialia* 56.8 (2008), p. 1712-1720.
- [NS15] T. NIYAMA et T. SHIMOKAWA. “Atomistic mechanisms of intermittent plasticity in metals : Dislocation avalanches and defect cluster pinning”. In : *Physical Review E* 91.2 (2015), p. 022401.
- [Oro40] E. OROWAN. “Problems of plastic gliding”. In : *Proceedings of the Physical Society* 52.1 (1940), p. 8.
- [Pap12] S. PAPANIKOLAOU, D. M. DIMIDUK, W. CHOI, J. P. SETHNA, M. D. UCHIC, C. F. WOODWARD et S. ZAPPERI. “Quasi-periodic events in crystal plasticity and the self-organized avalanche oscillator”. In : *Nature* 490.7421 (2012), p. 517-521.
- [PG15] G. PO et N. GHONIEM. *Mechanics of defect evolution library, model*. 2015.
- [PK50] M. PEACH et J. KOEHLER. “The forces exerted on dislocations and the stress fields produced by them”. In : *Physical Review* 80.3 (1950), p. 436.
- [Po14] G. PO, M. LAZAR, D. SEIF et N. GHONIEM. “Singularity-free dislocation dynamics with strain gradient elasticity”. In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 68 (2014), p. 161-178.
- [POH17] J. L. PRIEDEMAN, D. L. OLMSTED et E. R. HOMER. “The role of crystallography and the mechanisms associated with migration of incoherent twin grain boundaries”. In : *Acta Materialia* 131 (2017), p. 553-563.
- [QD09] S. QUEYREAU et B. DEVINCRE. “Bauschinger effect in precipitation-strengthened materials : A dislocation dynamics investigation”. In : *Philosophical Magazine Letters* 89.7 (2009), p. 419-430.
- [QMD09] S. QUEYREAU, G. MONNET et B. DEVINCRE. “Slip systems interactions in  $\alpha$ -iron determined by dislocation dynamics simulations”. In : *International Journal of Plasticity* 25.2 (2009), p. 361-377.
- [QMD10] S. QUEYREAU, G. MONNET et B. DEVINCRE. “Orowan strengthening and forest hardening superposition examined by dislocation dynamics simulations”. In : *Acta Materialia* 58.17 (2010), p. 5586-5595.
- [Que08a] S. QUEYREAU. “Etude des mécanismes d’écrouissage sous irradiation de la ferrite par simulations de dynamique de dislocations”. Thèse de doct. 2008.

- [Que08b] S. QUEYREAU. “Investigation of the strengthening mechanisms under irradiation of ferrite by dislocation dynamics simulations; Etude des mecanismes d’ecrouissage sous irradiation de la ferrite par simulations de dynamique de dislocations”. In : (2008).
- [Que11] S. QUEYREAU, J. MARIAN, M. R. GILBERT et B. D. WIRTH. “Edge dislocation mobilities in bcc Fe obtained by molecular dynamics”. In : *Phys. Rev. B* 84 (6 août 2011), p. 064106.
- [Que14] S. QUEYREAU, J. MARIAN, B. WIRTH et A. ARSENLIS. “Analytical integration of the forces induced by dislocations on a surface element”. In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 22.3 (2014), p. 035004.
- [Que20a] S. QUEYREAU. “Dislocation Based Mechanics : the various contributions of Dislocation Dynamics simulations”. In : *arXiv preprint arXiv :2001.01604* (2020).
- [Que20b] S. QUEYREAU, K. HOANG, X. SHI, S. AUBRY et A. ARSENLIS. “Analytical integration of the tractions induced by non-singular dislocations on an arbitrary shaped triangular quadratic element”. In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 28.7 (2020), p. 075001.
- [Que24] S. QUEYREAU. “Dislocation-based Mechanics : The Various Contributions of Dislocation Dynamics Simulations”. In : *Digital Materials : Continuum Numerical Methods at the Mesoscopic Scale* (2024), p. 1.
- [Raj14] A. RAJABZADEH, F. MOMPIOU, S. LARTIGUE-KORINEK, N. COMBE, M. LEGROS et D. MOLODOV. “The role of disconnections in deformation-coupled grain boundary migration”. In : *Acta Materialia* 77 (2014), p. 223-235.
- [Rea53] W. READ JR. “Dislocations in Crystals. McGraw-HillBook Co”. In : *Inc., New York* (1953), p. 69-90.
- [Red] G. P. REDDY, C. ROBERTSON, C. DÉPRÉS et M. FIVEL. “Effect of grain disorientation on early fatigue crack propagation in FCC poly-crystals : a three dimensional dislocation dynamics investigation”. In : ().
- [RFD83] P. D. ROUBY, P. FLEISCHMANN et C. DUVERGIER. “Un modèle de sources d’émission acoustique pour l’analyse de l’émission continue et de l’émission par salves I. Analyse théorique”. In : *Philosophical Magazine A* 47.5 (1983), p. 671-687.
- [Rhe98] M. RHEE, H. ZBIB, J. HIRTH, H. HUANG et T. DE LA RUBIA. “Models for long-/short-range interactions and cross slip in 3D dislocation simulation of BCC single crystals”. In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 6.4 (1998), p. 467.
- [Ric06a] T. RICHTON. “Dynamique et complexité de la déformation plastique : étude par émission acoustique”. Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2006.
- [Ric06b] T. RICHTON, P. DOBRON, F. CHMELIK, J. WEISS et F. LOUCHET. “On the critical character of plasticity in metallic single crystals”. In : *Materials Science and Engineering : A* 424.1-2 (2006), p. 190-195.
- [RS50] W. T. READ et W. SHOCKLEY. “Dislocation models of crystal grain boundaries”. In : *Physical review* 78.3 (1950), p. 275.

- [RWL05] T. RICHTON, J. WEISS et F. LOUCHET. “Breakdown of avalanche critical behaviour in polycrystalline plasticity”. In : *Nature Materials* 4.6 (2005), p. 465-469.
- [Saa17] M. B. SAADA. “Étude du comportement visco-plastique du dioxyde d’uranium : quantification par analyse EBSD et ECCI des effets liés aux conditions de sollicitation et à la microstructure initiale”. Thèse de doct. Université de Lorraine, 2017.
- [Saa60] G. SAADA. “Sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocations”. In : *Acta Metallurgica* 8.12 (1960), p. 841-847.
- [San07] C. d. SANSAL. “Plasticité et effet de taille dans les polycristaux à grains micrométriques : simulations mésoscopiques et modélisation”. Thèse de doct. Thèse de doctorat, Ecole centrale des arts et manufactures Paris, 2007.
- [SB50] E. SCHMID et W. BOAS. “Plasticity of crystals”. In : (1950).
- [SB70] R. SUN et C. BAUER. “Tilt boundary migration in NaCl bicrystals”. In : *Acta Metallurgica* 18.6 (1970), p. 639-647.
- [Sch35] E. SCHMID, W. BOAS, E. SCHMID et W. BOAS. *Kristallelastizität*. Springer, 1935.
- [Shi05] C. SHIN, M. FIVEL, M. VERDIER et C. ROBERTSON. “Dislocation dynamics simulations of fatigue of precipitation-hardened materials”. In : *Materials Science and Engineering : A* 400 (2005), p. 166-169.
- [Sil18] R. B. SILLS, N. BERTIN, A. AGHAEI et W. CAI. “Dislocation networks and the microstructural origin of strain hardening”. In : *Physical review letters* 121.8 (2018), p. 085501.
- [Siv19] E. SIV. “Étude expérimentale mésoscopique de la migration des interfaces dans le cuivre polycristallin”. Thèse de doct. Université Sorbonne Paris Cité, 2019.
- [SLA21] H. SALMENJOKI, L. LAURSON et M. J. ALAVA. “Avalanche correlations and stress-strain curves in discrete dislocation plasticity”. In : *Physical Review Materials* 5.7 (2021), p. 073601.
- [SM18] G. SPARKS et R. MAASS. “Nontrivial scaling exponents of dislocation avalanches in microplasticity”. In : *Physical Review Materials* 2.12 (2018), p. 120601.
- [Sor06] D. SORNETTE. *Critical phenomena in natural sciences : chaos, fractals, selforganization and disorder : concepts and tools*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [Tak75] T. TAKEUCHI. “Work hardening of copper single crystals with multiple glide orientations”. In : *Transactions of the Japan Institute of Metals* 16.10 (1975), p. 629-640.
- [Tay34] G. I. TAYLOR. “The mechanism of plastic deformation of crystals. Part I.—Theoretical”. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 145.855 (1934), p. 362-387.
- [Tay38] G. I. TAYLOR. “Plastic strain in metals”. In : *J. Inst. Metals* 62 (1938), p. 307-324.
- [TKC98] M. TANG, L. KUBIN et G. CANOVA. “Dislocation mobility and the mechanical response of bcc single crystals : a mesoscopic approach”. In : *Acta Materialia* 46.9 (1998), p. 3221-3235.
- [Uch04] M. D. UCHIC, D. M. DIMIDUK, J. N. FLORANDO et W. D. NIX. “Sample dimensions influence strength and crystal plasticity”. In : *Science* 305.5686 (2004), p. 986-989.

- [Vat14] A. VATTRÉ, B. DEVINCRE, F. FEYEL, R. GATTI, S. GROH, O. JAMOND et A. ROOS. “Modelling crystal plasticity by 3D dislocation dynamics and the finite element method : the discrete-continuous model revisited”. In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 63 (2014), p. 491-505.
- [VB73] R. VISWANATHAN et C. BAUER. “Kinetics of grain boundary migration in copper bicrystals with [001] rotation axes”. In : *Acta Metallurgica* 21.8 (1973), p. 1099-1109.
- [VFG98] M. VERDIER, M. FIVEL et I. GROMA. “Mesoscopic scale simulation of dislocation dynamics in fcc metals : Principles and applications”. In : *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 6.6 (1998), p. 755.
- [VGS71] W. VORBRUGG, H. C. GOETTING et C. SCHWINK. “Work-Hardening and Surface Investigations on Copper Single Crystals Oriented for Multiple Glide”. In : *physica status solidi (b)* 46.1 (1971), p. 257-264.
- [Wan17] Z.-J. WANG, Q.-J. LI, Y. LI, L.-C. HUANG, L. LU, M. DAO, J. LI, E. MA, S. SURESH et Z.-W. SHAN. “Sliding of coherent twin boundaries”. In : *Nature communications* 8.1 (2017), p. 1108.
- [WBL91] T.-Y. WU, J. L. BASSANI et C. LAIRD. “Latent hardening in single crystals-I. Theory and experiments”. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences* 435.1893 (1991), p. 1-19.
- [WD03] R. A. WHITE et K. A. DAHMEN. “Driving rate effects on crackling noise”. In : *Physical review letters* 91.8 (2003), p. 085702.
- [Wei01] J. WEISS, J.-R. GRASSO, M.-C. MIGUEL, A. VESPIGNANI et S. ZAPPERI. “Complexity in dislocation dynamics : experiments”. In : *Materials Science and Engineering : A* 309 (2001), p. 360-364.
- [Wei15] J. WEISS, W. B. RHOUMA, T. RICHTON, S. DECHANEL, F. LOUCHET et L. TRUSKINOVSKY. “From mild to wild fluctuations in crystal plasticity”. In : *Physical review letters* 114.10 (2015), p. 105504.
- [Wei21a] J. WEISS, P. ZHANG, O. U. SALMAN, G. LIU et L. TRUSKINOVSKY. “Fluctuations in crystalline plasticity”. en. In : *Comptes Rendus. Physique* 22.S3 (2021), p. 163-199. DOI : 10.5802/crphys.51.
- [Wei21b] J. WEISS, P. ZHANG, O. U. SALMAN, G. LIU et L. TRUSKINOVSKY. “Fluctuations in crystalline plasticity”. In : *Comptes Rendus. Physique* 22.S3 (2021), p. 1-37.
- [WG97] J. WEISS et J.-R. GRASSO. “Acoustic emission in single crystals of ice”. In : *The Journal of Physical Chemistry B* 101.32 (1997), p. 6113-6117.
- [WLG00] J. WEISS, F. LAHAIE et J. R. GRASSO. “Statistical analysis of dislocation dynamics during viscoplastic deformation from acoustic emission”. In : *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 105.B1 (2000), p. 433-442.
- [WM03] J. WEISS et D. MARSAN. “Three-dimensional mapping of dislocation avalanches : clustering and space/time coupling”. In : *Science* 299.5603 (2003), p. 89-92.
- [WM04] J. WEISS et M. C. MIGUEL. “Dislocation avalanche correlations”. In : *Materials Science and Engineering : A* 387 (2004), p. 292-296.
- [YLM15] Q. YU, M. LEGROS et A. MINOR. “In situ TEM nanomechanics”. In : *Mrs Bulletin* 40.1 (2015), p. 62-70.

- [Zai04] M. ZAISER, F. M. GRASSET, V. KOUTSOS et E. C. AIFANTIS. “Self-affine surface morphology of plastically deformed metals”. In : *Physical review letters* 93.19 (2004), p. 195507.
- [Zai06] M. ZAISER. “Scale invariance in plastic flow of crystalline solids”. In : *Advances in physics* 55.1-2 (2006), p. 185-245.
- [Zai08a] M. ZAISER, J. SCHWERDTFEGER, A. S. SCHNEIDER, C. P. FRICK, B. G. CLARK, P. A. GRUBER et E. ARZT. “Strain Bursts in Plastically Deforming Molybdenum Micro- and Nanopillars”. In : *Philosophical Magazine* 88.30-32 (2008), p. 3861-3874. DOI : 10.1080/14786430802132522.
- [Zai08b] M. ZAISER, J. SCHWERDTFEGER, A. SCHNEIDER, C. FRICK, B. G. CLARK, P. GRUBER et E. ARZT. “Strain bursts in plastically deforming molybdenum micro- and nanopillars”. In : *Philosophical Magazine* 88.30-32 (2008), p. 3861-3874.
- [Zha17] P. ZHANG, O. U. SALMAN, J.-Y. ZHANG, G. LIU, J. WEISS, L. TRUSKINOVSKY et J. SUN. “Taming intermittent plasticity at small scales”. In : *Acta Materialia* 128 (2017), p. 351-364.
- [ZM05] M. ZAISER et P. MORETTI. “Fluctuation phenomena in crystal plasticity—a continuum model”. In : *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment* 2005.08 (2005), P08004.
- [ZN07] M. ZAISER et N. NIKITAS. “Slip avalanches in crystal plasticity : scaling of the avalanche cut-off”. In : *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment* 2007.04 (2007), P04013.

CHAPITRE



ANNEXE

## 1 Tableau récapitulatif de l'ensemble des simulation DDD réalisées

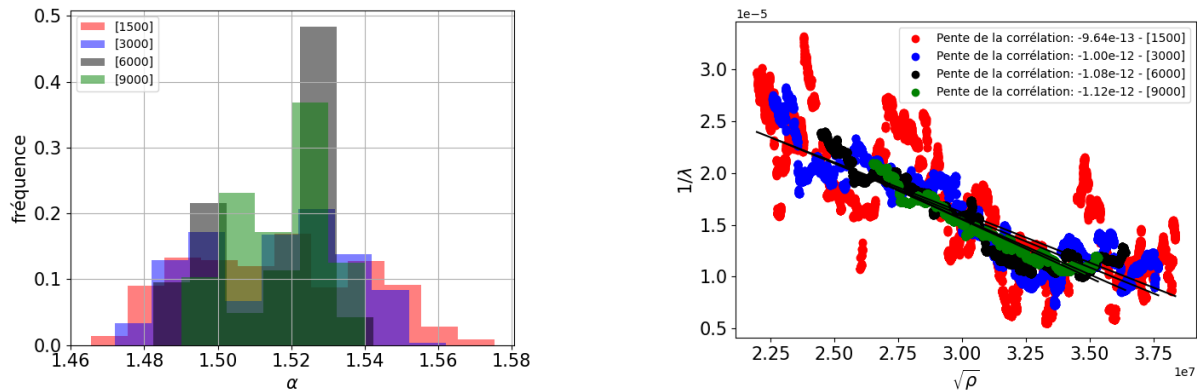
orientation	$V_{boite}(\mu m^3)$	$\rho_0(10^{12}m^{-2})$	$L_{dislo}(\mu m)$	$\dot{\epsilon}(s^{-1})$	$\delta t(ns)$	$B(10^{-5}Pa.s^{-1})$	$k_{stat}$	$N_{statcont}$	raideur	glissement dévié
[001]	$(10/\sqrt{2 \cdot \rho_0})^3$	0.5	$4/\sqrt{2 \cdot \rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0/2})^3$	2	$4/\sqrt{\rho_0/2}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	5	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	500	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	5	0.1	5.5	2	50	1.5	sans
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	sans
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	500	0.1	5.5	2	50	1.5	sans
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	200	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	50	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	10	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	200	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	500	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	2000	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	0.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	0.1	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	1	$4/\sqrt{\rho_0}$	500	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	0.05	$20/\sqrt{\rho_0}$	50	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	0.1	$4/\sqrt{\rho_0}$	50	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	2	$1/\sqrt{\rho_0}$	50	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(1/\sqrt[3]{3} \cdot \sqrt{\rho_0})^3$	1	$2/\sqrt{\rho_0}$	50	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
[001]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	0.1	$1/\sqrt{\rho_0}$	5	1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	10	$1/\sqrt{\rho_0}$	1000	0.01	5.5	2	50	1.5	avec
[112]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	0.5	$4/\sqrt{\rho_0}$	25	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
[135]	$(10/\sqrt{\rho_0})^3$	0.25	$4/\sqrt{\rho_0}$	12.5	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
ecrouissage latent	$(10/\sqrt{\rho_f})^3$	$\rho_p = \rho_f/5 = 0.2$	$10/\sqrt{\rho_0}$	12.5	0.1	5.5	2	50	1.5	avec
	$(10/\sqrt{\rho_f})^3$	$\rho_p = \rho_f/5 = 2$	$10/\sqrt{\rho_0}$	40	0.1	5.5	2	50	1.5	sans
	$(10/\sqrt{\rho_f})^3$	$\rho_p = \rho_f/5 = 0.2$	$10/\sqrt{\rho_0}$	4	0.1	5.5	2	50	1.5	sans
	$(10/\sqrt{\rho_f})^3$	$\rho_p = \rho_f/5 = 0.02$	$10/\sqrt{\rho_0}$	0.5	0.1	5.5	2	50	1.5	sans

**Tab. 8.1** Tableau récapitulatif de l'ensemble des paramètres utilisés dans les simulations pour différentes orientations de traction avec,  $V_{boite}$  le volume de la boîte en ( $\mu m^3$ ),  $\rho_0$  la densité initiale de dislocations en ( $10^{12}m^{-2}$ ),  $L_{dislo}(\mu m)$  la longueur moyenne de dislocation ( $\mu m$ ),  $\dot{\epsilon}$  le taux de déformation en ( $s^{-1}$ ),  $\delta t$  le pas de temps des simulations en nanoseconde,  $B$  le coefficient de frottement visqueux des dislocations avec les phonons, la raideur du matériau et enfin le mécanisme de glissement dévié.

## 2 Validation du post-traitement des fenêtres glissantes

Une fenêtre glissante est une technique couramment utilisée dans de nombreux algorithmes pour parcourir ou analyser des données de manière continue. Elle permet de se concentrer sur une sous-partie (ou "fenêtre") des données tout en la déplaçant progressivement sur l'ensemble de la séquence ou du tableau. Ce type de post-traitement est particulièrement pertinent dans notre cas, car il prend en compte l'évolution de la densité de dislocations au cours du temps. Ainsi, l'utilisation d'une fenêtre glissante permet de mieux intégrer cette dynamique dans les analyses.

Pour valider ce post-traitement, différentes tailles de fenêtres ont été testées afin d'évaluer l'influence de cette taille sur les résultats. Les analyses montrent que les corrélations obtenues sont indépendantes de la taille de la fenêtre choisie. L'ensemble de ces résultats est présenté dans la figure 8.1. Cette figure représente l'évolution des deux paramètres utilisés dans l'estimation des distributions de loi de puissance, à savoir l'exposant critique  $\alpha$  et le paramètre qui estime les termes exponentiels dans les lois de puissance,  $\lambda$ , pour quatre tailles de fenêtres qui parcourent l'ensemble des incréments de déformation obtenus dans une simulation DDD typique.



**Fig. 8.1** (a) distribution des exposants critiques pour les quatre différentes fenêtres glissante (b) Corrélation entre le paramètre d'atténuation dans la partie exponentielle de la loi puissance et la densité de dislocations pour quatre différentes fenêtres glissantes.