Numéro d'ordre NNT : 2016LYSEC016

Thèse de Doctorat de l'Université de Lyon

opérée au sein de l'École Centrale de Lyon

Ecole Doctorale N° 162

Mécanique - Energétique - Génie Civil - Acoustique

Spécialité de doctorat : Mécanique

Soutenue publiquement le lundi 30 mai 2016 par :

Thomas Rousseau

Modélisation multi-échelle de la modification de structure d'un alliage à base nickel soumis à de très fortes déformations plastiques en surface

---

Devant le jury composé de :

R. Billardon	Professeur des universités à l'UPMC détaché à Safran	Président
E. Rouhaud	Maître de conférences HDR à l'université de Technologie de Troyes	Rapporteur
S. Forest	Directeur de recherche CNRS aux Mines Paristech	Rapporteur
F. Chateau	Responsable procédés à Sonats - groupe Europe Technologies	Examinateur
T. Hoc	Professeur des universités à l'École Centrale de Lyon	Directeur de thèse
C. Nouguier	Maître de conférences à l'École Centrale de Lyon	Co-encadrante
P. Gilles	Expert - Emeritus Areva Fellow	Co-encadrant

Remerciements

En premier lieu, je remercie l'ensemble de mon jury d'avoir examiné avec rigueur et bienveillance mes travaux de thèse. Merci à René Billardon d'avoir présidé ce jury, à Emmanuelle Rouhaud et Samuel Forest d'avoir été les rapporteurs de ma thèse ainsi qu'à Frédéric Château qui, en plus d'être examinateur, a apporté son savoir industriel du grenaillage ultrasonore. Je tiens aussi à remercier très chaleureusement Cécile Nouguier, Philippe Gilles et Thierry Hoc pour l'excellence de leur encadrement. Cette thèse n'aurait pas été si riche sans leur travail acharné.

En particulier, je remercie Cécile pour sa patience qui n'a d'égale que sa rigueur et son souci du détail. Tout au long de ces trois années, elle a pris le temps d'écouter mes raisonnements les plus déjantés, de lire et relire des textes qui parfois n'avaient de français que le nom. Sa disponibilité et sa douceur m'ont donné la force et le courage de mener ce beau projet à terme. Je remercie ensuite Philippe Gilles qui malgré la distance séparant Lyon de Paris a toujours suivi avec attention mes activités. Enfin, je souhaite remercier Thierry pour son exigence et son aptitude à toujours voir différemment les résultats que je pouvais lui présenter. Un grand merci d'avoir toujours cherché à comprendre ce que je souhaitais dire et montrer. Je garde aussi un excellent souvenir des discussions en salle café sur des sujets allant des modèles de plasticité cristalline aux sociétés d'avant 1492 en passant par l'actualité politique.

Merci à Isabelle Tixier qui, le sourire aux lèvres, a su transformer les méandres de l'administration publique et privée en simple formalité.

Je remercie aussi l'ensemble des membres du laboratoire travaillant au G8. Ces trois années passées avec vous ont été extraordinaires et ne pourront être résumées en quelques lignes. C'est à chacun d'entre vous que l'on doit cette équipe formidable. Je pense à Laurianne, supportrice indéfectible de Saint-Étienne ; à Magali grande admiratrice de musique qui m'était jusqu'alors inconnue et à Catherine à qui je dois de nombreux conseils avisés en Matlab. Merci à Agathe que la joie et la bonne humeur ont montée sur ressort ; à Ophélie, spécialiste incontestée du meilleur équipement du laboratoire (le nano-indenteur) et à Kélig, bretonne jusqu'aux bouts des ongles (au moins autant que Catherine) mais pourtant œnologue confirmée ! Je garde une pensée aussi pour Hélène dont le goût de la chanson française de qualité a été une vraie bouffée d'air ; pour Romain, strasbourgeois et néanmoins très sympathique compagnon en salle de calcul ; pour Witold, au laboratoire à mi-temps, dont je retiendrai sa passion pour la nouveauté, et bien-sûr pour Audrey, une G8 de cœur grâce à qui cette équipe a gagné en couleurs.

Un grand merci à Benoît et Emna qui m'ont accueilli dans leur bureau. Je m'y suis senti tellement bien, que celui-ci est devenu, à la suite d'un de mes lapsus, notre chambre. Ce fut une grande joie de pouvoir discuter avec vous de tout et n'importe quoi. Je remercie aussi Caroline et Sarah, mes co-bureaux de dernière année. Votre bonne humeur et votre disponibilité ont été un véritable plaisir.

Je n'oublie pas non plus Aurélie, fidèle camarade de thèse qui soutiendra très bientôt et j'en suis sûr avec brio. Je la remercie très sincèrement pour ses conseils et son soutien en toute circonstance. Son sens de l'amitié n'est guère égalé que par sa passion du roller qu'elle a su transmettre à tous.

Enfin, je remercie ma famille, en particulier mes parents et beaux-parents, frères et sœurs, beaux-frères et belles-sœurs et bien évidemment mon épouse, Marion. Son soutien indéfectible, son écoute au-delà des mots et sa tendresse sont autant de preuves d'amour qui ont rendu ces trois années infiniment plus riches. Tu m'as donné d'accomplir ce travail dans la joie et avec fierté. Tu m'as poussé et me pousse toujours à donner le meilleur de moi. C'est naturellement à toi que je dédie ce manuscrit.

Sommaire

Introduction **1**

1 Rappels bibliographiques **4**
1.1 Études expérimentales du grenaillage ultrasonore 4
1.1.1 Introduction 4
1.1.2 Procédé expérimental 5
1.1.3 Modification de la surface 7
1.1.4 Conséquences sur le comportement mécanique du matériau grenaillé 10
1.1.5 Conclusion 13
1.2 Les simulations du procédé 13
1.2.1 Introduction 13
1.2.2 Simulations mono-impact 14
1.2.3 Simulations multi-impacts 15
1.2.4 Vers des simulations complètes du procédé 16
1.2.5 Conclusion 17
1.3 Plasticité cristalline 18
1.3.1 Introduction 18
1.3.2 Mécanismes élémentaires de la plasticité 19
1.3.3 Conséquences sur l'évolution de la microstructure 22
1.3.4 Modèle général de plasticité cristalline 25
1.3.5 Modèles basés sur les densités des dislocations 28
1.3.6 Conclusion 32

2 Grenaillage Ultrasonore | Étude expérimentale **33**
Préambule 33
2.1 Matériels et méthodes 33
2.1.1 Description des plaques de partition 33
2.1.2 Essais de traction 34
2.1.3 Spectrométrie d'émission optique à source étincelle 35
2.1.4 Préparation des échantillons à grenailler 35
2.1.5 Grenaillage ultrasonore des échantillons 36
2.1.6 Microscopie confocale spectrale 37
2.1.7 Mesure de l'orientation cristalline par EBSD 39
2.1.8 Nanoindentation 43
2.1.9 Tests comparatifs 45
2.2 Résultats 45
2.2.1 Caractérisation des échantillons non-grenaillés 45
2.2.2 Effet de la durée de grenaillage sur la rugosité de surface 48
2.2.3 Analyse des empreintes des surfaces grenaillées pendant 1 s 49

2.2.4 Analyse sous une empreinte spécifique . . . 50
2.2.5 Analyse des échantillons grenaillés 20 min . . . 53
Synthèse . . . 58

3 Simulation du grenaillage et de ses effets sur le matériau 60
Préambule . . . 60
3.1 Simulation du procédé par éléments discrets (DEM) . . . 61
3.2 Simulation d'un impact par éléments finis (FEM) . . . 62
3.2.1 Géométrie du modèle et conditions aux limites . . . 62
3.2.2 Loi de comportement de l'échantillon . . . 63
3.2.3 Maillage de l'échantillon . . . 63
3.2.4 Bille, conditions initiales d'impact et gestion du contact . . . 63
3.2.5 Méthode de résolution . . . 64
3.2.6 Variables analysées . . . 64
3.3 Résultats . . . 64
3.3.1 Analyse des panels d'impacts . . . 64
3.3.2 Effet d'un impact sur l'échantillon . . . 68
3.3.3 Prédiction des effets du grenaillage sur le matériau . . . 69
3.4 Comparaison expérience et simulation . . . 71
3.4.1 Nombre d'impacts par mm^2 . . . 71
3.4.2 Profondeur des empreintes . . . 72
3.5 Discussion . . . 73
3.5.1 Estimation des contraintes résiduelles de compression . . . 74
3.5.2 Prise en compte du comportement des matériaux . . . 75
3.5.3 Lien entre les profondeurs d'empreintes et les vitesses d'impacts . . . 76
Synthèse . . . 76

4 Identification d'une loi de comportement de plasticité cristalline pour l'INCONEL690. 77
Préambule . . . 77
4.1 Loi de comportement de plasticité cristalline . . . 77
4.1.1 Rappel des principales relations . . . 78
4.1.2 Paramètres matériaux . . . 78
4.2 Comportement macroscopique . . . 79
4.2.1 Modèle éléments finis . . . 79
4.2.2 Courbes de traction : comparaison avec l'expérience . . . 80
4.2.3 Courbes de compression : comparaison avec la traction . . . 81
4.2.4 Évolution de la texture en traction et compression . . . 82
4.3 Comportement monocristallin . . . 83
4.3.1 Modèle éléments finis . . . 83
4.3.2 Rotation de l'axe de traction . . . 85
4.3.3 Comparaison avec l'expérience . . . 85
4.3.4 Comparaison des essais de compression et de traction . . . 87
4.4 Effet d'un impact sur la microstructure . . . 87
4.4.1 Sélection de la microstructure expérimentale . . . 88
4.4.2 Construction de l'agrégat polycristallin 2D . . . 89
4.4.3 Conditions aux limites . . . 90
4.4.4 Désorientation spatiale : comparaison avec l'expérience . . . 90
4.4.5 Désorientation spatiale et désorientation temporelle . . . 92

4.4.6 Effet de la microstructure et de la texture . . . 93
4.4.7 Changement de la texture après l'impact . . . 96
Synthèse . . . 96

5 Apport de la plasticité cristalline dans la simulation du grenaillage ultrasonore 98
Préambule . . . 98
5.1 Étude d'un impact normal . . . 98
5.1.1 Choix du modèle . . . 98
5.1.2 Contraintes résiduelles de compression . . . 99
5.1.3 Désorientation . . . 100
5.1.4 Densité totale de dislocations stockées . . . 101
5.2 Effet de la vitesse d'impact . . . 102
5.2.1 Contraintes résiduelles de compression . . . 102
5.2.2 Désorientation . . . 103
5.2.3 Densité totale de dislocations stockées . . . 104
5.3 Effet de six impacts successifs . . . 105
5.3.1 Contraintes résiduelles de compression . . . 105
5.3.2 Désorientation et évolution de la texture . . . 108
5.3.3 Densité totale de dislocations stockées . . . 109
5.3.4 Impacts en biais . . . 111
5.4 Discussion . . . 115
5.4.1 Estimation des contraintes résiduelles de compression . . . 116
5.4.2 Désorientation et division des grains . . . 116
5.4.3 Écrouissage et densité totale de dislocations stockées . . . 118
Synthèse . . . 119

Conclusion générale 120

Annexes 124
A La loi d'écoulement viscoplastique . . . 124
B Rappel sur les éléments discrets . . . 127
C Étude de sensibilité de la méthode DEM-FEM . . . 130
D Validation du modèle d'impact FEM . . . 131
E Simulation de traction sur un agrégat 3D
Convergence du maillage . . . 136
F Simulation d'impact sur l'agrégat polycristallin
Effet des conditions aux limites . . . 137
G Effet de la microstructure dans l'étude d'un impact normal . . . 139

Bibliographie 142

Introduction

Les traitements mécaniques de surface tels que le grenaillage ou le sablage sont couramment utilisés dans l'industrie. En effet, ils permettent d'améliorer les performances des matériaux traités sans pour autant en modifier la géométrie globale. Ces procédés, fortement développés depuis les années 1930, consistent à projeter des particules sur la surface des matériaux. Cela permet entre autre d'augmenter leur tenue en fatigue [61, 246, 179, 198], leur dureté en surface [85, 216], ainsi que leur résistance à la corrosion [81, 151].

L'augmentation de ces performances est généralement attribuée aux fortes déformations plastiques (écrouissage et modification de la microstructure) induites par le procédé en surface [209, 235, 131] du matériau ainsi qu'à l'établissement de contraintes résiduelles de compression [236, 179, 164, 163]. Néanmoins, les liens entre ces modifications et les bénéfices apportés ne sont pas complètement connus et font encore l'objet de multiples recherches [198, 224, 70, 139, 171].

Le grenaillage ultrasonore est une variante relativement récente [116] du grenaillage classique. Pour ce traitement, les billes et le matériau à traiter sont enfermés dans une enceinte. Le mouvement des billes et les impacts sont produits par des vibrations (de fréquence ultrasonore) de l'enceinte (ou de sa base). Par rapport au grenaillage classique, ce procédé présente les avantages suivants :

1. Les vitesses d'impacts sont plus faibles que dans le grenaillage classique ce qui évite d'endommager la surface ;
2. Les billes sont de plus grandes tailles et ont donc moins de défaut pouvant altérer la surface à traiter ;
3. Le procédé étant réalisé dans une enceinte fermée, les billes peuvent être récupérées après le traitement.

Pour ces raisons, le grenaillage ultrasonore est de plus en plus utilisé, en particulier dans les secteurs de l'aéronautique [14] et du nucléaire [215]. En effet, dans ces domaines, les matériaux peuvent être soumis à des environnements extrêmement agressifs (fortes température, forte pression, milieu corrosif). La compréhension des modifications induites par le procédé en surface du matériau est donc essentielle. Ainsi, sur le long terme, Areva souhaite approfondir sa connaissance sur le grenaillage ultrasonore afin de pouvoir élargir son champ d'application et optimiser son utilisation.

Pour comprendre et prédire les effets du grenaillage ultrasonore, diverses études numériques ont déjà été réalisées en parallèle d'études expérimentales souvent plus coûteuses. Néanmoins, ces modèles [184, 29, 33] sont généralement focalisés sur la détermination des contraintes résiduelles et utilisent des lois de comportement homogène.

Or, de nombreuses études expérimentales [127, 209, 235, 131, 179, 215, 182, 171] montrent que le grenaillage ultrasonore provoque des modifications de la microstructure menant, sur des traitements de longue durée, à une nanostructuration de la surface. Cette couche nanostructurée modifie les performances pour le matériau tant pour la tenue en fatigue [179, 217, 198] que pour la résistance à la corrosion [151, 81, 70]. Il est donc important d'inclure dans les modèles numériques, les modifications de la microstructure et ses effets sur la tenue du matériau.

Dans ce domaine, de nombreuses avancées ont été effectuées dans la compréhension des déformations des matériaux cristallins. Le développement de lois de plasticité cristalline [13, 23, 45, 63, 89] a ainsi permis de décrire et de comprendre différents phénomènes tels que la localisation, l'écrouissage, les modifications de texture, etc.

Ainsi, cette thèse s'inscrit dans la continuité des études numériques effectuées sur le grenaillage ultrasonore. Elle apporte de nouveaux éléments quant à la prise en compte de la microstructure et de ses modifications durant le procédé. Pour cela, le cas particulier du grenaillage ultrasonore d'échantillons d'INCONEL690 a été étudié pour de courtes et de longues durées de traitement. L'INCONEL690 a été sélectionné par Areva car celui-ci est utilisé dans les parties sensibles des centrales nucléaires. Il sert notamment dans l'élaboration des plaques de partition séparant dans le circuit primaire, la partie chaude de la partie froide du générateur de vapeur.

Du côté industriel, l'objectif de la thèse est de connaître et d'optimiser les paramètres du grenaillage ultrasonore permettant de mener à un état de contrainte et de microstructure souhaité. D'un point de vue scientifique, la modélisation du procédé vise à relier les conditions d'impacts à l'établissement des contraintes résiduelles. L'analyse des modifications de la microstructure sous impacts donnera des éléments supplémentaires sur les mécanismes du grenaillage ultrasonore pouvant mener à la nanostructuration du matériau.

Ce manuscrit est composé de 5 chapitres :

Le chapitre 1 est une étude bibliographique. Deux sujets seront principalement traités ; d'un côté, les études expérimentales et numériques du grenaillage ultrasonore, de l'autre la plasticité cristalline des cristaux dits Cubiques à Faces Centrées (ou CFC) déformés à froid.

Le chapitre 2 regroupe l'ensemble des activités expérimentales effectuées dans le cadre de cette thèse. Il comporte une partie sur la caractérisation mécanique et de la microstructure de l'INCONEL690. Celle-ci fournira les paramètres nécessaires à la modélisation de la loi de comportement. Une autre partie traitera des effets du grenaillage ultrasonore de courte et de longue durée. L'état de surface des échantillons grenaillés sera caractérisé par microscopie confocale. L'analyse EBSD et la nanoindentation fourniront des éléments sur les modifications de la microstructure induite par le procédé. Ces résultats pourront ensuite être comparés à ceux obtenus via les études numériques utilisées dans les chapitres suivants.

Le chapitre 3 concerne la modélisation du procédé. Dans un premier temps, la cinématique des billes sera simulée par éléments discrets ce qui permettra de connaître la distribution d'impacts induite par le grenaillage ultrasonore. Dans un second temps, une première approche macroscopique utilisant un modèle éléments finis de simulation d'impact permettra de faire le lien entre le panel d'impacts et les effets sur le matériau (état de surface et niveau de contraintes résiduelles).

Le chapitre 4 a pour objectif de déterminer et de valider une loi de plasticité cristalline [89] dont les paramètres ont été adaptés au comportement de l'INCONEL690. Dans un premier temps, cette validation se fera au niveau macroscopique en étudiant le comportement d'un agrégat polycristallin soumis à une sollicitation uni-axiale. Dans un second temps, le comportement sera analysé à l'échelle microscopique, notamment via l'étude des effets locaux induits par un impact normal observé suite au grenaillage ultrasonore.

Le dernier chapitre sera axé sur l'apport de l'utilisation de cette loi de plasticité cristalline dans la compréhension des mécanismes de déformation et d'établissement de contraintes résiduelles induit par le grenaillage ultrasonore. Une analyse de l'effet de la vitesse et de la succession d'impacts y sera présentée.

Chapitre 1

Rappels bibliographiques

1.1 Études expérimentales du grenaillage ultrasonore

1.1.1 Introduction

Les traitements mécaniques de surface tels que le grenaillage ou le sablage ont d'abord été utilisés pour nettoyer les pièces tout justes formées, en projetant sur celles-ci de petites particules (grenaille ou sable). L'objectif était principalement d'obtenir une surface lisse. Selon Bush et al. [32] et Hawkinson [84], les premiers travaux sur les effets bénéfiques du grenaillage sont attribués à Herbert et al. [85] en 1927 qui s'intéressaient en particulier à l'évolution de la dureté. En 1929, Foppl [61] a étudié l'augmentation de la durée de vie des équipements via des traitements de surface de mise en compression. Diverses études spécifiques au grenaillage ont suivi comme celle de Zimmerli [246]. En 1987, Kloos et al. [112] ont démontré que l'augmentation de la tenue en fatigue du fait des contraintes résiduelles de compression s'expliquait par la capacité de ces contraintes à stopper la propagation des microfissures de surface. Dans le cas spécifique du grenaillage, ce comportement a été confirmé par Song and We [200].

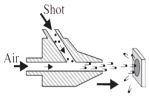
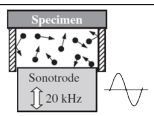
	Grenaillage conventionnel	**Grenaillage ultrasonore**
Schéma du procédé [219]		
Diamètre des billes	~ 0.5 mm	~ 3 mm
Vitesses d'impacts	$\sim 75\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$	$\sim 10\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Angles d'impacts	unidirectionnels	multidirectionnels

TABLE 1.1 – Caractéristiques usuelles des impacts suivant le procédé utilisé.

Le grenaillage ultrasonore est une variante du grenaillage conventionnel (voir tableau 1.1). Ce procédé a été inventé en Russie dans les années 1980 [116] pour les secteurs de l'aéronautique et du nucléaire. Il a ensuite été introduit en France par la société Teknoson en 1992. Depuis, les brevets ont été rachetés par la société SONATS qui exploite et développe aujourd'hui le procédé. Ce traitement est effectué à l'aide d'une enceinte dans laquelle une certaine quantité de billes est mise en mouvement grâce aux vibrations d'une sonotrode. Les principales différences entre le grenaillage conventionnel et ultrasonore sont résumées par Todaka et al. [219]. Le grenaillage conventionnel conduit à des impacts

unidirectionnels (le plus souvent normaux à la surface traitée) ayant une forte vitesse. Au contraire, le grenaillage ultrasonore provoque des impacts multidirectionnels de faibles vitesses. Cette faible vitesse, ajoutée à une meilleure qualité des billes (plus grosses donc plus facilement sphériques), conduit à un meilleur état de surface en termes de rugosité et permet d'éviter la création de fissures.

Par ailleurs, sur une longue durée, le grenaillage (conventionnel comme ultrasonore) induit de sévères déformations plastiques et produit en surface et sous certaines conditions une couche nanostructurée. La présence de cette couche modifie la dureté du matériau [216, 131, 9, 179, 224], la résistance à la corrosion [151, 81, 231, 70] et sa tenue en fatigue [217, 179, 198].

Ainsi, après une description détaillée du procédé, cette section décrira dans une seconde partie les modifications de surface apportées par le procédé (rugosité, contraintes, microstructure) et détaillera dans un troisième temps l'effet de ces modifications sur les performances du matériau (dureté, tenue en traction, en fatigue et à la corrosion).

1.1.2 Procédé expérimental

Description du dispositif

Le procédé (Figure 1.1) est réalisé dans une enceinte fermée contenant les billes servant au grenaillage. Un dispositif vibratoire permet alors de projeter les billes sur la surface à traiter. Celles-ci sont choisies de manière à être beaucoup plus dures que la cible. Elles peuvent être en oxyde de zirconium [159], en acier [219], en carbure de tungstène [217], verre ou céramique [207]. Elles doivent être le plus lisse possible afin de permettre un meilleur état de surface et de faciliter la nanostructuration [131]. Le diamètre des billes (variant généralement de 1 mm à 10 mm [207, 131]) et leur masse volumique sont des paramètres du procédé qui permettent entre autres d'ajuster la puissance et le diamètre des impacts. La forme de l'enceinte ainsi que le matériau la constituant varient selon les cas. Différents matériaux comme l'acier [159, 207] ou le polymère [159] peuvent être utilisés.

Le dispositif vibratoire a pour objectif de transmettre de l'énergie aux billes. Si certains dispositifs font vibrer l'intégralité de l'enceinte [207, 131], d'autres ne font bouger que la base de celle-ci [33, 179], nommée alors *sonotrode*. La fréquence de vibration doit appartenir au domaine des ultrasons et est donc généralement fixée à 20 kHz. L'amplitude de la vibration choisie varie d'une dizaine à une centaine de micromètres [215].

Le plus souvent, les échantillons utilisés dans la littérature sont des plaques parallélépipédiques dont la longueur et la largeur n'excèdent pas 100 mm et l'épaisseur 20 mm. Cependant, dans certaines expériences, la pièce grenaillée peut être plus complexe comme par exemple un tube [159], une éprouvette de traction [179] ou même un engrenage à denture [16] en vue d'applications industrielles. L'échantillon peut être disposé au centre de l'enceinte afin de traiter les deux surfaces en même temps ou fixé en haut de celle-ci. Enfin, les expériences peuvent être effectuées sous vide [127, 130, 208] ou sous argon [216] afin d'éviter le maximum la pollution extérieure.

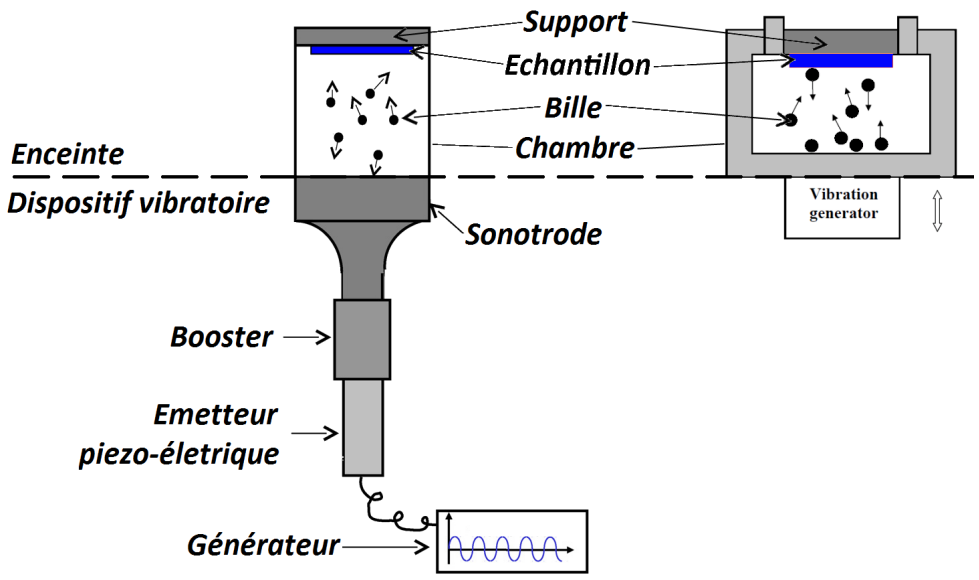


FIGURE 1.1 – Schéma de principe du grenaillage ultrasonore. A droite, d'après [131], le dispositif fait vibrer l'intégralité de l'enceinte. A gauche, d'après [33], seule la sonotrode disposée à la base de l'enceinte vibre.

Impacts caractéristiques induits par le procédé

Pendant le grenaillage, la vitesse moyenne des impacts est évaluée entre $1\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $20\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ [18, 148, 159, 186, 34] même si dans certaines expériences, des vitesses peuvent atteindre les $100\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ [215]. Dans une première approche, celle-ci peut être caractérisée par la vitesse maximale de la sonotrode [169, 33]. Des mesures piezo-électriques [34] ou par caméra rapide [18] ont permis de confirmer cet ordre de grandeur. De plus des modèle numérique [148] ou analytique [92] du procédé ainsi que l'analyse des diamètres d'empreintes [159, 186] ont permis d'analyser plus finement la distribution des vitesses d'impacts. Ainsi, pour un seul et unique traitement, les vitesses d'impacts présentent une dispersion importante avec des valeurs comprises entre $1\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $20\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

Le nombre de billes (parfois évalué en terme de masse totale de bille [34, 17, 159]) et la dimension de l'enceinte sont choisis de manière à optimiser le nombre de chocs entre les billes et l'échantillon. En pratique, la quantité de billes est normalisée par rapport à la surface de la sonotrode que celles-ci recouvrent au repos. Dans la plupart des cas, la quantité de billes choisie recouvre entre 20% et 60% de la surface de la sonotrode. Il peut aussi être volontairement diminué afin d'éviter les chocs entre les billes et obtenir ainsi une plus forte proportion de chocs normaux avec l'échantillon [33]. Tian et al. [217, 216] vont jusqu'à n'utiliser que cinq billes. Suivant la qualité des billes, celles-ci peuvent être renouvelées à chaque expérience [33] ou non [159].

Durée du procédé et taux de recouvrement

La durée de l'expérience dépend du niveau de déformation souhaité. Pour cela, un *taux de recouvrement* peut-être évalué. Il permet de comparer plusieurs expériences entre elles et d'étudier l'évolution de l'état de surface de l'échantillon au cours du grenaillage ultrasonore. Un taux de recouvrement de 100% traduit le fait que l'intégralité de la surface

a été impactée une fois. Il est très souvent estimé de manière empirique par contrôle visuel. Un taux de recouvrement quelconque de $x\%$ correspond à un grenaillage ultrasonore d'une durée de $x\Delta t_{100\%}$ où $\Delta t_{100\%}$ est la durée nécessaire pour atteindre un taux de recouvrement égal à 100% avec les mêmes conditions expérimentales.

Cependant, le taux de recouvrement ne suffit pas à caractériser un essai de grenaillage ultrasonore. La vitesse ou l'énergie des impacts influe aussi sur les résultats du traitement [215, 224]. Cette intensité dépend de nombreux paramètres dont la puissance fournie par le dispositif vibratoire mais aussi l'énergie dissipée pendant le processus à cause notamment des chocs sur l'enceinte [148, 190].

1.1.3 Modification de la surface

Le grenaillage ultrasonore induit de sévères déformations à la surface du matériau. En plus de l'établissement de contraintes résiduelles, cela conduit à une modification de la rugosité de surface ainsi qu'à la formation d'une couche nanostructurée. Une contamination de la surface provenant notamment des billes peut aussi être observée [125]. Tian et al. [217] ont ainsi identifié des traces de carbure de tungstène (composant les billes) jusqu'à une profondeur de 20 µm dans de l'Hastelloy C-2000 grenaillé. Cependant, ce phénomène est ignoré dans la plupart des publications et ne sera pas détaillé ici.

Rugosité de surface

La rugosité de surface issue du grenaillage ultrasonore a été étudiée par Mordyuk et al. [150] et plus récemment par Taro et al. [211]. Plusieurs grandeurs ont été utilisées dans ces études pour caractériser la rugosité de surface telles que la distance moyenne peak-valley ou le R_a (Écart moyen arithmétique au plan des moindres carrés de la surface analysée). Par souci de simplicité, seule l'évolution du R_a est mentionnée ici. Sur une surface polie finement, le grenaillage ultrasonore induit dans un premier temps une augmentation de la rugosité. Passé un pic, la rugosité diminue jusqu'à atteindre une valeur limite dépendant des caractéristiques du grenaillage [139].

Ce phénomène n'est pas spécifique au grenaillage ultrasonore. Il a déjà été décrit par Dai et al. [43] et plus récemment par Miao et al. [147] dans le cas du grenaillage classique. L'augmentation de la rugosité dans les premières secondes de grenaillage s'explique par la création de nouvelles empreintes sur une surface encore vierge. Lorsque le recouvrement augmente, les chances qu'un impact tombe sur une empreinte existante sont d'autant plus élevées. Le chevauchement des empreintes conduit alors à une diminution de la rugosité. Enfin dans un troisième temps, la surface est tellement recouverte d'empreintes que les impacts ne font plus varier la rugosité.

Contraintes résiduelles

De nombreuses études sur l'établissement et le rôle de ses contraintes résiduelles sont disponibles dans la littérature [179, 236, 164, 163, 190]. La composante principalement étudiée est coplanaire à la surface grenaillée (dont un profil typique est tracé sur la figure 1.2). Elle est dite transverse et permet de ralentir la propagation des microfissures.

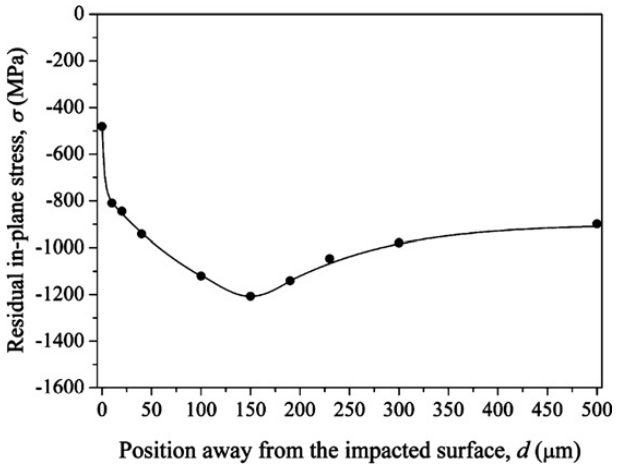


FIGURE 1.2 – Contraintes résiduelles transverses pour un Hastelloy C-2000 traité par grenaillage en fonction de la profondeur. Contraintes mesurées par analyse XRD. Figure extraite de [164].

Des expériences sur de l'acier doux [236], de l'acier austénitique 316L [179] et de l'alliage à base de nickel comme le C-2000 [164, 163] ou l'INCONEL600 [33] ont été réalisées. Ces études estiment que le rapport entre le maximum de la contrainte résiduelle de compression dans le matériau et sa limite d'élasticité varie de 1.3 à 3 (voir tableau 1.2). Ce ratio dépend fortement du matériau utilisé pour l'échantillon et des paramètres du procédé (tels que la durée et le type de billes [190]) .

Publication	Échantillon	Limite élastique Ye (MPa)	σ_M (MPa)	Rapport σ_M/Ye
Xing et al. [236]	Acier doux	240	310	1,3
Ortiz et al [164, 163]	Hastelloy C-2000	400	1000 à 1200	2,5 à 3
Roland et al. [179]	Acier 316L	500	1000	2
Chaise et al. [33]	Inconel 600	215 à 325	275 à 325	1,3 à 1.5

TABLE 1.2 – Mesures expérimentales du maximum de contrainte résiduelle pour différents matériaux grenaillés.

L'épaisseur de la zone comprimée s'étend au-delà de la position du maximum de contrainte. Ortiz et al. [164] considèrent dans le cas de l'Hastelloy que la zone de compression s'étend jusqu'à 1 mm de profondeur. Plus loin, une zone de tension plus ou moins forte peut apparaître en fonction des paramètres de grenaillage et de l'épaisseur de l'échantillon.

Nanostructuration de la surface

Que cela soit pour le fer, l'acier, l'aluminium ou les alliages de nickel (tels que l'Inconel 600 ou l'Hastelloy C-2000), le grenaillage ultrasonore modifie la microstructure du matériau jusqu'à une profondeur allant de 60 µm à 1 mm. Avec la profondeur, la taille des grains évolue de quelques nanomètres en surface jusqu'à la taille observée dans la matrice du matériau (figure 1.3).

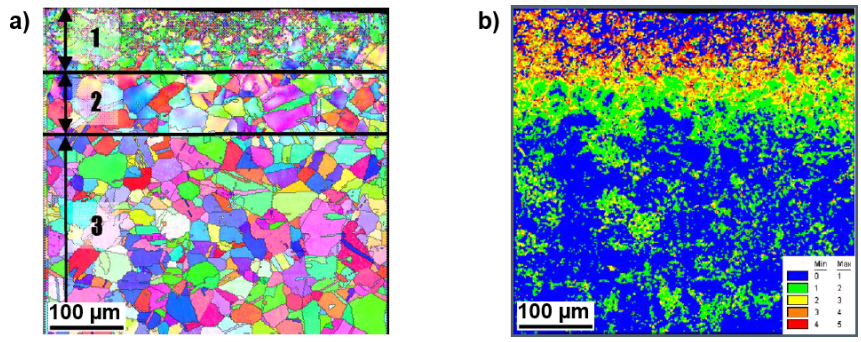


FIGURE 1.3 – Cartographies EBSD d'orientations (a) et des désorientations entre voisins (KAM) (b) à faible agrandissement pour un échantillon grenaillé (Alliage à base nickel INCONEL718) avec un taux de recouvrement de 10 000 %. Figure extraite de [215].

La couche contenant des grains nanométriques est dite nanostructurée. Elle peut avoir une épaisseur allant de 5 µm, jusqu'à 40 µm [131, 179, 209, 235, 171]. En extrême surface, les grains atteindraient une taille de quelques nanomètres. La taille moyenne des grains est évaluée entre 10 nm [127] et 50 nm [235]. Selon Moering et al. [149], l'orientation des grains dans la couche nanostructurée conduit une texture de type fibre. Les joints de grains possèdent des angles importants [179, 235, 209] ce qui traduit une structure très éloignée de l'équilibre thermodynamique [179]. Dans le cas des aciers austénitiques (SS304L et SS316L), une phase martensitique peut apparaître [242, 180]. Les grains possèdent aussi de nombreuses macles [179].

Plus en profondeur, la taille des grains devient similaire à celle des grains de la matrice. Cependant, des modifications de la microstructure de dislocation sont toujours observées telles que des microbandes dans le cas de l'aluminium [235] ou du fer pur [209]. Pour les aciers (304L et 316L), Roland et al. [179] n'ont pas observé de microbandes mais une forte densité de macles au sein de chaque grain.

Le mécanisme de formation de la couche nanostructurée lors du grenaillage ultrasonore a été largement étudié [235, 209, 179, 131, 229]. Dans ces études, le processus de formation de la couche nanostructurée a été déduit de l'état final de l'échantillon grenaillé. L'évolution de la microstructure a été analysée depuis la matrice de l'échantillon jusqu'à l'extrême surface. Le type de mécanisme identifié dépend fortement de l'énergie de faute d'empilement (SFE : Stacking Fault Energy) [131].

- Pour les métaux ayant un fort SFE ($> 100\,\mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$), les expériences effectuées sur le fer pur ($SFE \approx 200\,\mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) [209] et sur l'aluminium pur et allié [235], ont montré la création de murs et d'enchevêtrements de dislocations. Avec l'augmentation de la contrainte, afin de minimiser l'énergie du système, les dislocations au sein des microstructures s'annihilent et se réarrangent. Les murs et les enchevêtrements de dislocations se transforment alors en sous-joints de grain.
- Pour les métaux à faible SFE ($< 20\,\mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) Roland et al. [179] ont montré que le mécanisme de subdivision par la création de microstructures de dislocations est supplanté par le maclage des grains. Les multiples intersections conduisent à diviser le grain en plusieurs sous-grains. Roland et al. [179] précisent que c'est à l'intersection de deux joints de macles que la phase martensitique apparaît. Un processus

similaire a aussi été observé pour d'autres alliages à faible SFE tels que l'acier AISI 304 ($SFE = 16.8\ \mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) et l'Hastelloy C2000 ($SFE = 1.22\ \mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) [229, 228].
- Pour les métaux avec un SFE moyen comme l'INCONEL600 ($SFE \approx 45\ \mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) [210, 228] ou encore le cuivre ($SFE = 78\ \mathrm{mJ \cdot m^{-2}}$) [131], le processus de nanostructuration combinerait les deux mécanismes présentés ci-dessus.

1.1.4 Conséquences sur le comportement mécanique du matériau grenaillé

Les modifications induites en surface par le grenaillage ultrasonore influent sur le comportement mécanique du matériau et en particulier sur la dureté de la surface, le comportement en traction, la tenue en fatigue et la résistance à la corrosion.

Dureté de la surface

Le grenaillage ultrasonore provoque un fort durcissement en surface. Le figure 1.4 présente un profil de dureté obtenu sur de l'alliage à base de nickel Hastelloy C-2000 grenaillé [216].

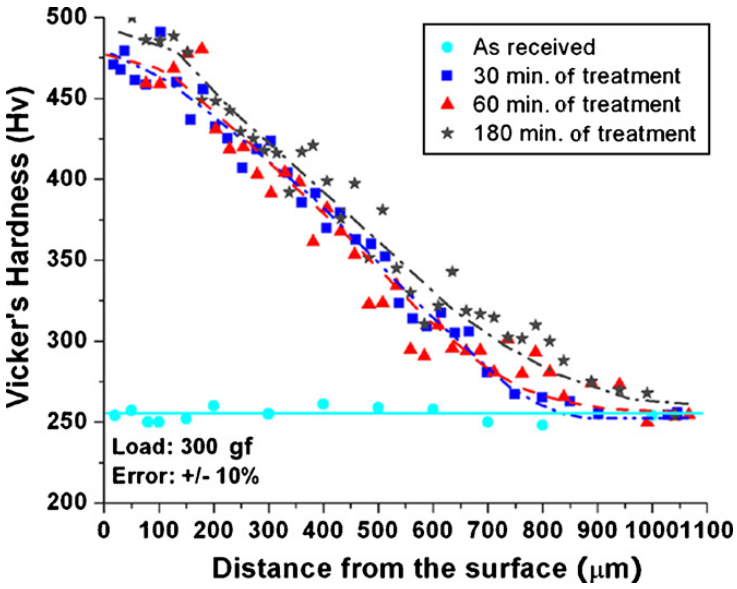


FIGURE 1.4 – Profils de dureté Vickers en fonction de la profondeur obtenus par un micro-indenteur Buehler avec un chargement de 300 gf, d'après [217].

Plusieurs études ont souligné ce durcissement en surface, que cela soit pour de l'acier [179, 224, 198] ou du fer [131, 9]. Celui-ci est attribué à la nanostructuration de la surface ou du moins au changement de microstructure [179, 131]. D'après Roland et al. [179], les contraintes résiduelles n'interviennent pas dans ce durcissement. En effet, après le recuit d'un acier 316L grenaillé, ils ont observé un relâchement des contraintes résiduelles de compression sans modification de la dureté ni de la taille des grains. Cependant, dans le cas d'acier austénitiques (comme le 316L), la forte augmentation de la dureté est aussi attribuable à la formation de phases martensitiques [179]. De plus, comme le montrent Lu et al. [131], un traitement thermique plus violent (923 K pendant 30 min sur du fer pur) permet de retrouver le niveau initial de dureté.

Comportement en traction

L'effet de la nanostructuration de la surface sur l'ensemble du matériau a été observé que cela soit pour l'acier 316L [180] ou l'Hastelloy C-2000 [216]. Le matériau grenaillé sur l'ensemble de sa surface présente une augmentation de sa limite d'élasticité et de sa contrainte à la rupture (figure 1.5). Le taux d'écrouissage est quant à lui fortement diminué, tout comme le niveau de déformation à la rupture.

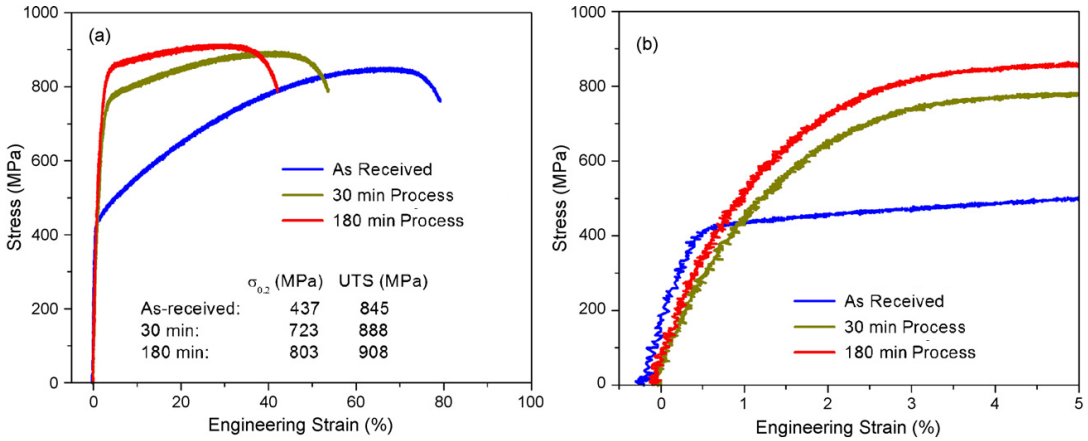


FIGURE 1.5 – Courbes de traction d'échantillons d'Hastelloy C-2000 grenaillé. Le grenaillage a été effectué avec des billes en carbure de tungstène/cobalt de 7.9 mm de diamètre. Les éprouvettes ont une section de $3.3 \times 3.2\ \mathrm{mm}^2$ pour une longueur utile de 12.7 mm. L'épaisseur de la surface affectée par le grenaillage sur les échantillons de traction a été évaluée à 1 mm. La vitesse moyenne d'impact est estimée à $5\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Figures extraites des travaux de Tian et al. [216].

Tenue à la fatigue

La tenue à la fatigue a été étudiée pour différents matériaux grenaillés. Les résultats diffèrent selon les expériences. Selon une étude de Roland et al. [179] confirmée par Singh et al. [198], une augmentation de la résistance à la fatigue est observée. Cette augmentation dépend du niveau de grenaillage mais aussi du diamètre des billes utilisées (2 mm à 3 mm). Un recuit modéré du matériau grenaillé permet d'augmenter encore la résistance à la fatigue. L'augmentation de la résistance à la fatigue est aussi attribuée à la présence de la couche nanostructurée. Celle-ci possède une meilleure résistance contre la formation et la propagation de fissures à l'origine de la rupture en fatigue [179].

Néanmoins, une étude de Tian et al. [217] a montré que le grenaillage ultrasonore a un effet négatif sur la résistance à la fatigue dans presque toutes les situations (figure 1.6). Seul un grenaillage ultrasonore de 30 minutes permet d'améliorer la résistance à la fatigue pour les essais avec un grand nombre de cycles (supérieur à 10^6). Néanmoins dans cette étude, le diamètre des billes utilisées est de 7.9 mm contre 2 mm dans celle de Roland et al. [179]. Tian et al. [217] comme Singh et al [198] ont mis en avant le fait que le grenaillage modifie la tenue à la fatigue de deux manières différentes et antagonistes. D'un côté, la nanostructuration, l'écrouissage et l'établissement de contraintes résiduelles de compression amélioreraient la ténacité et donc augmenteraient le nombre de cycles avant

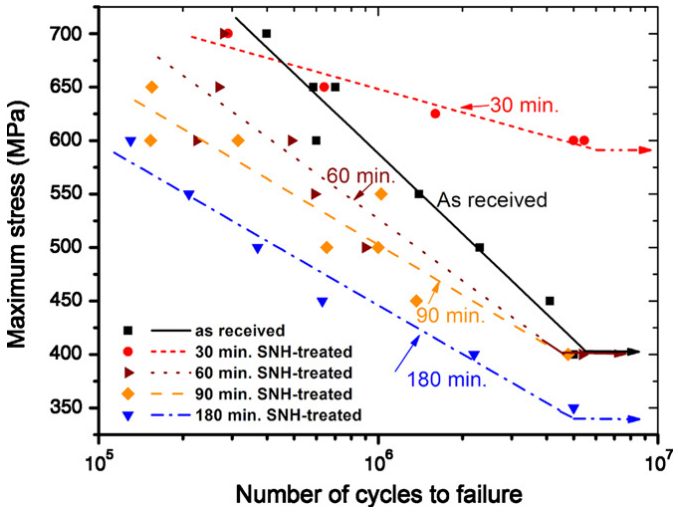


FIGURE 1.6 – Courbes de fatigue de l'Hastelloy C-2000 pour des cycles ayant un rapport de charge de 0.1 et une fréquence de 10 Hz. Figure extraite de [217].

la rupture. Au contraire, la contamination de la surface et les microfissures provoquées par les chocs détérioreraient le matériau et diminueraient sa tenue à la fatigue.

Résistance à la corrosion

Dans le cas de l'acier inoxydable 316, Hao et al. [81] ont montré que le grenaillage ultrasonore diminue la résistance à la corrosion. En effet, le potentiel de référence mesuré par rapport à une *électrode au calomel saturée en KCl* (ECS) est diminué et le phénomène de passivation n'est plus observé (figure 1.7). Hao et al. [81] expliquent ce comportement par la présence de nombreuses fissures résultant du grenaillage qui empêcheraient le phénomène de passivation.

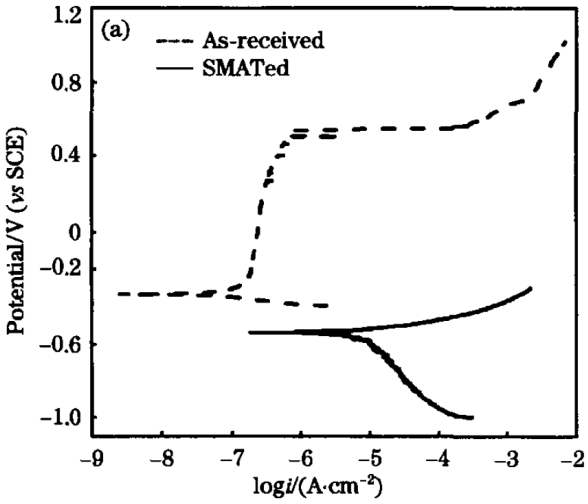


FIGURE 1.7 – Courbes de polarisation d'un acier 316SS, d'après Hao et al. [81]

De leur côté, Mordyuk et al. [151] observent une augmentation de la résistance à la corrosion de l'acier AISI-321 face à une solution contenant 3.5% de Na-Cl. Le potentiel de

référence augmente après un grenaillage ultrasonore d'une durée comprise entre 1 minute et 3 minutes. En revanche, après 4 minutes, le potentiel de référence chute en dessous de celui de l'acier non-traité. Cette résistance est attribuée à la fois à la formation de phases martensitiques dans le matériau mais aussi à la couche nanostructurée. Des essais plus récents effectués par Fu et al. [70] sur du titane pur confirment le comportement positif de la couche nanostructurée sur la résistance à la corrosion.

1.1.5 Conclusion

L'établissement de contraintes résiduelles en surface du matériau n'explique qu'en partie les modifications du comportement mécanique des matériaux traités. Les modifications de la microstructure en surface jouent aussi un rôle important. Elles induisent un durcissement de la surface et, couplées aux contraintes résiduelles, assurent une meilleure résistance à l'apparition et à la propagation des fissures. Ce comportement procure au matériau une meilleure résistance à la fatigue ainsi qu'une limite d'élasticité et une contrainte à la rupture plus élevées. *A contrario*, dans certaines configurations, le grenaillage peut détériorer la surface en créant des microfissures qui nuisent à la tenue du matériau.

Diverses études ont tenté de mettre en évidence le processus de nanostructuration. En fonction de l'énergie de faute d'empilement du matériau, la création de microstructures de dislocations ou le maclage conduiraient à la division des grains.

Ainsi, une meilleure compréhension de l'établissement des contraintes résiduelles mais aussi du processus de nanostructuration de la surface permettrait d'optimiser le grenaillage ultrasonore. Dans ce cadre, le développement de modèles numériques a permis une compréhension plus fine du procédé et ce à différentes échelles d'analyse allant de la cinématique des billes et de la quantité d'impacts à la modification de la microstructure sous l'échantillon grenaillé.

1.2 Les simulations du procédé

1.2.1 Introduction

La simulation du grenaillage permet à la fois d'étudier l'effet des impacts sur le matériau traité mais aussi celui des paramètres du procédé sur la distribution des impacts (vitesses, angles, positions). Afin de répondre à ces problématiques, trois étapes essentielles ont été identifiées dans la littérature. Tout d'abord, la réalisation de simulations mono-impact ont permis de faire le lien entre les conditions d'impact (vitesse, angle, diamètre) et les conséquences sur le matériau (contraintes résiduelles, déformations plastiques, dimension de l'empreinte). Ensuite, des simulations multi-impacts ont été réalisées afin d'étudier des niveaux de chargement plus proches du grenaillage. En plus de confirmer les tendances observées dans les modèles mono-impact, elles ont ouvert de nouveaux axes d'études comme l'effet du taux de recouvrement sur l'uniformisation des champs de contraintes, de déformations ou encore sur l'état de surface. Néanmoins, ces simulations nécessitent toujours comme données d'entrée le nombre, la vitesse et l'angle des impacts. Ainsi, des approches plus globales ont permis de développer des simulations du procédé allant de la dynamique des billes dans la chambre aux effets des impacts sur le matériau.

Cette revue bibliographique propose donc de retracer ces trois étapes : simulations mono-impact, simulations multi-impacts et simulations du procédé. Les études numériques concernant spécifiquement le grenaillage ultrasonore étant peu nombreuses, la revue a été élargie au grenaillage conventionnel.

1.2.2 Simulations mono-impact

De nombreuses simulations mono-impact pour l'étude du grenaillage ont été réalisées, principalement par éléments finis. Le tableau 1.3 regroupe une partie d'entre elles. Seules les deux dernières études de ce tableau ont été effectuées avec des caractéristiques d'impact compatibles avec celles observées pour le grenaillage ultrasonore.

Publication	**Diamètre de la bille en** mm	**Caractéristiques d'impact**	
		Vitesse en m/s	**Angle en** °
Al Obaid [3]	0.7	$60 - 70 - 100$	0
Meguid et al. [142, 143]	$0.5 - 1 - 2$	$50 - 75 - 100$	0
Schiffner et al. [192]	$0.25 - 0.5 - 1$	$30 \rightarrow 100$	0
Guagliano et al. [77]	$0.3 \rightarrow 1$	$40 \rightarrow 100$	0
Schwarzer et al. [195]	$0.25 \rightarrow 1.25$	$40 \rightarrow 100$	0, 30 et 45
Hong et al. [90, 91]	$0.5 \rightarrow 3$	$12.5 \rightarrow 100$	$0 \rightarrow 80$
Klemenz et al. [111]	37	$15 - 57$	0
Kim et al. [109]	0.8	55	$0 \rightarrow 45$
Rouhaud et al. [184]	0.4	75	0
Kanou et al. [104]	1.6	160	0
Rouquette et al. [185]	$0.15 - 0.3 - 0.45$	$20 - 55 - 80$	0
Bhuvaraghan et al. [28]	0.2	62.5	0
Bagherifard et al. [20]	0.6	90	0
Dai et al. [42]	7.86	5	0
Nouguier-Lehon et al. [159]	2	$2 \rightarrow 12$	0
Zhang et al. [244]	$3 - 8$	9	$0 \rightarrow 80$

TABLE 1.3 – Caractéristiques usuelles d'impact. L'angle d'impact est défini par la normale à la surface ciblée.

Les premières simulations d'impact 3D par éléments finis (*Finite Elements Model* : FEM) ont été effectuées par Al Obaid [3, 5, 4] en 1990. L'objectif était de déterminer les contraintes résiduelles générées par un impact et de voir comment celles-ci évoluaient avec la vitesse. Par la suite de nombreuses simulations mono-impact ont permis de dépeindre les principales tendances entre les conditions initiales d'impact et les contraintes résiduelles, les déformations plastiques et la forme de l'empreinte.

Contraintes résiduelles

Pour les raisons évoquées dans la section 1.1, c'est la composante de contraintes résiduelles tangente à la surface qui est principalement étudiée. C'est uniquement à cette composante qu'il est fait référence par la suite. Schiffner et al. [192] ainsi que Klemenz et al. [111] ont observé que le maximum de la contrainte résiduelle de compression augmente peu avec la vitesse d'impact. De leur côté, Guagliano et al. [77] et Hong et al. [90, 91]

ont montré que ce maximum n'augmente plus au-delà d'une vitesse critique. Meguid et al. [142, 143] ont constaté, pour leur part, peu de variation due à la vitesse, la saturation étant probablement déjà atteinte. L'ensemble de ces publications n'a pas détecté de variation du maximum de compression avec le diamètre de la bille mais une augmentation de l'épaisseur de la zone comprimée. Cette épaisseur augmente aussi avec la vitesse de la bille. L'effet de la loi de comportement a aussi été étudié. Hong et al. [90, 91] ont constaté que ces contraintes dépendent linéairement de la limite d'élasticité. Meguid et al. [142, 143] ont noté une augmentation des contraintes résiduelles de compression avec le coefficient d'écrouissage.

Déformation plastique

D'après Meguid et al. [142, 143], la déformation plastique équivalente ne varie pas avec la vitesse d'impact. Cependant, l'étude de Kanou et al. [104] a montré que la zone plastiquement déformée s'étend avec l'énergie de l'impact. Enfin, Rouhaud et al [184] ont mis en évidence que la déformation plastique équivalente diminue avec l'augmentation du coefficient d'écrouissage.

Forme de l'empreinte

Beaucoup d'études [192, 159, 90, 91, 111] ont confirmé que la profondeur et le diamètre de l'empreinte augmentent avec la vitesse d'impact et le diamètre de la bille. Schiffner et al. [192] sont allés jusqu'à montrer que la profondeur de l'empreinte augmente linéairement avec la vitesse d'impact dans une gamme allant de 30 à 100 m/s. La même tendance a été observée par Nouguier et al. [159] dans une gamme de vitesse bien plus faible et mieux adaptée au grenaillage ultrasonore allant de 2 à 12 m/s.

1.2.3 Simulations multi-impacts

Les simulations multi-impacts ont été réalisées afin de s'approcher d'une sollicitation typique du grenaillage. Beaucoup d'études se sont focalisées sur la prédiction du profil des contraintes résiduelles. Dans le cas du grenaillage conventionnel, Klemnenz et al. [111] ont proposé un modèle contenant 121 billes parfaitement rigides. Ils ont obtenu des profils des contraintes résiduelles proches de l'expérience et ce pour différents diamètres de billes et différentes vitesses initiales d'impact. Néanmoins, dans la plupart des cas, la grille d'impact est simulée à l'aide de conditions de symétrie appliquées sur l'échantillon. Des impacts répétés sont alors appliqués sur la cible. De cette manière, Meguid et al [144] ont étudié l'effet du taux de recouvrement et de la vitesse d'impacts sur les contraintes résiduelles et la déformation plastique. Ils ont entre autres montré que les champs de contraintes et de déformations sont d'autant plus uniformes que le taux de recouvrement est important. Sur une simulation similaire, Frija et al. [69] ont tenu compte de l'endommagement du matériau cible afin d'étudier l'intégrité de la surface suite au grenaillage. Après impacts, un relâchement des contraintes résiduelles a été observé par rapport au modèle sans endommagement. De leur côté, Majzoobi et al. [137] ont calculé le nombre d'impacts nécessaire à l'obtention d'un état de contrainte homogène sur l'ensemble de la surface. Bhuvaraghan et al. [28] ont proposé un modèle encore plus réaliste en générant aléatoirement la position des impacts sur une ligne donnée. Mylonas and Labeas [156] ont étendu ce modèle sur une surface complète. En plus de la prédiction des contraintes

résiduelles, ils ont aussi calculé la rugosité de surface induite par le traitement. Chen et al. [37] ont utilisé un modèle similaire pour prédire l'intensité *Almen* lors du grenaillage.

Toutes ces études s'appliquent à des situations de chargement compatibles avec le grenaillage conventionnel. Les vitesses étudiées sont donc bien plus importantes que celles en jeu dans le grenaillage ultrasonore. Pour ce procédé spécifique, seules quelques simulations numériques d'impacts sont disponibles. Chaise et al. [33] ont utilisé un motif particulier pour la position d'impacts de manière à pouvoir calculer analytiquement les contraintes résiduelles induites par le procédé. Cette méthode a fourni une assez bonne prédiction des contraintes à différents taux de recouvrement. D'un autre côté, Zhang et al. [244] ont montré que le profil de contrainte résiduelle n'était plus modifié après le $5^{\text{ième}}$ impact appliqué au même endroit. Récemment, une nouvelle approche spécifique au grenaillage ultrasonore a été menée par Yin et al. [237] en générant aléatoirement la position des impacts afin d'étudier l'évolution de la rugosité de surface ainsi que la déformation plastique accumulée. Gallitelli et al. [72] ont développé un modèle complet, basé sur une méthode analytique, permettant d'estimer le champ de contrainte induit par le grenaillage ultrasonore dans des pièces complexes (engrenages).

1.2.4 Vers des simulations complètes du procédé

Cependant, dans l'ensemble de ces études, les modèles multi-impacts utilisés supposent une même vitesse et une même direction pour tous les impacts. Or, contrairement au grenaillage conventionnel, la distribution de vitesse et d'angle d'impacts présente une forte dispersion. Dans ce contexte, Chardin et al. [35] ont proposé un modèle d'impacts aléatoires permettant de prédire le taux de recouvrement de la surface grenaillée. Micoulaut et al. [148] ont calculé les distributions de vitesses et d'angles d'impact mises en jeu par le procédé à l'aide d'une simulation granulaire basée sur la cinétique des gaz. De son côté, Nouguier-Lehon et al. [159] ont construit une simulation fiable du procédé utilisant un modèle d'éléments discrets (*Discrete Elements Model* : DEM) basé sur la dynamique des contacts. Plus récemment, Badreddine et al. [16] ont montré que ces deux méthodes donnent des résultats similaires. Ces études ont permis de montrer que la distribution de vitesses et d'angles d'impacts dépend fortement des paramètres du procédé et notamment de la quantité de billes utilisée. Ainsi, la vitesse moyenne des impacts diminue avec la quantité de billes alors que leur angle moyen par rapport à la normale à la surface augmente [148]. La forme de l'enceinte a aussi été étudiée en détail [17] et notamment afin de localiser un possible confinement des billes pendant le traitement [15]. Malheureusement, ces méthodes seules ne permettent pas d'évaluer les conséquences sur le matériau ce qui complique l'optimisation du procédé.

Pour pallier à cela, des analyses numériques combinant plusieurs méthodes ont été développées. Concernant le grenaillage conventionnel, une méthode combinant les éléments finis aux éléments discrets a été proposée par Han et al. [80, 79] mais uniquement dans le but de simuler un impact, la cinématique des billes n'étant pas étudiée. Hong et al [90] ont proposé une étude qualitative en combinant les résultats d'impact par éléments finis à ceux du mouvement des billes par éléments discrets. Bhuvaraghan et al. [29] ont construisit une méthode DEM-FEM simulant à la fois le déplacement des billes et l'effet des impacts sur le matériau. Néanmoins, l'étude reste à des niveaux de recouvrement très peu élevés. De plus, un modèle extrêmement simple de l'impact est proposée : seule une

pression homogène, dite équivalente à la composante normale de la vitesse d'impact, est appliquée sur l'échantillon en lieu et place de l'impact lui-même. Enfin, Nguyen et al. [157] a modélisé le procédé en utilisant un modèle de calcul multi-phases reposant sur la dynamique des fluides afin d'obtenir le taux de recouvrement. De même, Jianming et al. [95] a établi, à l'aide d'un modèle combinant une méthode *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) aux éléments finis, le profil de contrainte à différents endroits de la surface. Cela lui a permis de confirmer que l'augmentation du taux de recouvrement permettait principalement d'homogénéiser le champ des contraintes dans la surface traitée. Plus récemment, Murugaratnam et al. [154] ont proposé un modèle DEM-FEM de grenaillage applicable sur des géométries complexes afin d'optimiser les paramètres du procédé. Leur modèle a permis entre autres de conclure qu'accélérer les billes a plus d'effet sur les contraintes résiduelles que l'augmentation du nombre d'impacts.

L'ensemble de ces méthodes utilise des lois de comportement homogènes qui ne permettent pas d'accéder aux modifications de la microstructure induites par le procédé. Ainsi, une loi de comportement de plasticité cristalline permettrait d'acquérir de nouvelles informations concernant l'effet d'un impact sur la microstructure. A ce sujet, seules deux études sont disponibles concernant le grenaillage classique [103, 155] et une seule [27] dans le cas spécifique du grenaillage ultrasonore. Du fait de la complexité du chargement généré par le grenaillage, ces études présentent de très fortes simplifications. Musinski et al. [155] ont simulé le chargement du grenaillage sur l'échantillon en reproduisant les contraintes résiduelles à l'aide d'une méthode dite *eigenstrain*. De leur côté, Kanou et al. [103] se sont intéressés uniquement à l'effet de la vitesse d'un impact sur la densité de dislocation. De plus, dans leur étude, seul un échantillon 2D de grains hexagonaux est considéré. Concernant, l'étude sur le grenaillage ultrasonore, Ben-afia et al. [27] ont proposé un modèle de prédiction de la taille de grain en fonction de la sollicitation reçue par le matériau. Le modèle, basé sur les travaux de d'Estrin et al. [54] et de Tóth et al. [222], ne traite pas du comportement plastique des cristaux à proprement parler mais tente d'estimer la taille des cellules de dislocations considérées comme les prémices de sous-grains.

1.2.5 Conclusion

De nombreuses études numériques d'impacts réalisées pour le grenaillage conventionnel ont permis d'évaluer le niveau de contrainte dans les échantillons traités ainsi que l'état de surface ou les niveaux de déformation plastique. Des études similaires ont été réalisées dans le cadre du grenaillage ultrasonore. Plus récemment, des méthodes couplées ont permis à la fois de calculer les vitesses et les angles des impacts en fonction des paramètres des procédés et d'en simuler les effets sur le matériau. Néanmoins, à ce jour, aucune étude de ce type n'est disponible pour le cas du grenaillage ultrasonore.

Enfin, très peu d'études [103, 27, 155] permettent de capter l'évolution de la microstructure durant le procédé. Or, comme il a été vu dans la section 1.1, ces modifications de microstructure ont un effet important sur le comportement du matériau. Appliquer un algorithme de plasticité cristalline sur des échantillons soumis au grenaillage permettrait de franchir une nouvelle étape vers la compréhension des mécanismes de formation d'une couche nanostructurée.

1.3 Plasticité cristalline

1.3.1 Introduction

La plasticité cristalline est un modèle physique qui permet de simuler le comportement plastique d'un matériau cristallin. Pour cela, la structure particulière du cristal, à savoir son réseau cristallographique, est prise en compte. Par une analyse multi-échelle, le modèle tente de relier les phénomènes de base de la plasticité aux variables macroscopiques de déformations et de contraintes. Il se démarque ainsi des lois uniformes et phénoménologiques, sans origine physique, qui ne permettent pas d'accéder aux modifications de la microstructure.

A l'origine, les modèles de plasticité cristalline ont été développés pour comprendre et prédire l'apparition de bandes de cisaillement dans les monocristaux d'aluminium sous traction [13, 11]. Par la suite, ces modèles se sont avérés efficaces pour étudier les courbes de traction de monocristaux sous différentes orientations [47] telles que réalisées expérimentalement par Takeuchi [206] en 1975. Aujourd'hui, de nombreux algorithmes de plasticité cristalline ont été développés pour différentes applications [183] telles que le comportement sous indentation [239, 189, 188, 176], sous sollicitation multiaxiale [238, 46], l'analyse de l'effet de taille [105], le changement de texture [25, 31], le maclage [100, 203] ou la tenue en fatigue [129]. Néanmoins, concernant le grenaillage, les études sont rares et à notre connaissance, seules deux études sont disponibles [103, 155] et aucune ne concernent spécifiquement le grenaillage ultrasonore. Or, les fortes modifications de la microstructure (nanostructuration) induites par le procédé sont en partie responsables du changement de comportement mécanique. La plasticité cristalline apparaît comme un outil numérique indispensable pour comprendre les mécanismes de déformation en jeu lors de ce type de traitement.

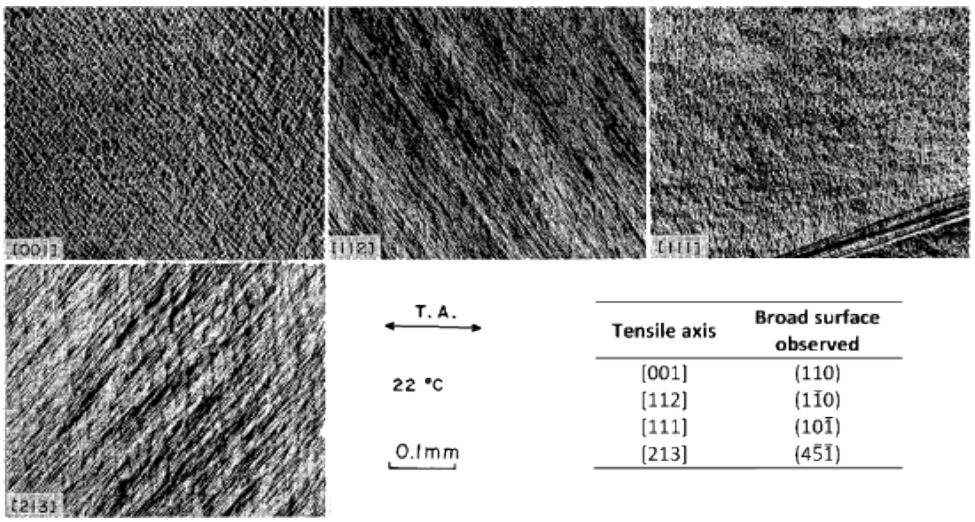
Dans cette section, une première partie rappellera les mécanismes élémentaires de plasticité à froid observés pour les CFC. Dans un deuxième temps, une présentation succincte sera effectuée sur le comportement en rotation des grains d'un polycristal et les modifications de texture. Ensuite, une troisième partie fournira les principaux éléments de la modélisation de la plasticité cristalline. Enfin, une quatrième et dernière partie présentera une analyse plus approfondie des méthodes basées sur les densités de dislocations.

Les modèles de plasticité développés pour analyser l'effet de taille ne seront pas détaillés. Cela concerne les modèles dits à gradient de déformation (*Strain Gradient Plasticity*) initiés entre autres par Fleck et al. [60] ainsi que les modèles classiques élasto-viscoplastiques prenant en compte les dislocations géométriquement nécessaires (*Geometric Necessary Dislocation*) [56, 55] et les modèles dits de *cosserat* prenant en compte la courbure du réseaux cristallin [63, 62] (et donc de manière indirecte des dislocations géométriquement nécessaires).

1.3.2 Mécanismes élémentaires de la plasticité

Les systèmes de glissement

La déformation du monocristal est inhomogène. Un ou plusieurs réseaux de lignes parallèles apparaissent à la surface d'un monocristal déformé (voir figure 1.8). Ces lignes, nommées *lignes de glissement*, traduisent une différence de hauteur, une marche, à la surface du matériau. Différentes études ont permis d'associer ces lignes de glissement à des systèmes de glissement, c'est-à-dire aux mouvements relatifs entre des plans cristallins, de normale $\underline{n}$, les uns par rapport aux autres dans une direction $\underline{m}$. Un système de glissement est alors défini par le couple $(\underline{n};\underline{m})$. Ce mécanisme est à la base de la déformation plastique des monocristaux.



Tensile axis	Broad surface observed
[001]	(110)
[112]	(1$\bar{1}$0)
[111]	(10$\bar{1}$)
[213]	(45$\bar{1}$)

FIGURE 1.8 – Images de la surface d'un cristal déformé lors d'un essai de traction, d'après les travaux de Takeuchi [206]. L'axe de tension est noté en bas à gauche de la photographie et le tableau donne l'orientation de la surface observée correspondante.

Dans le cas des CFC, douze systèmes de glissement ont été identifiés [193]. Ils correspondent aux quatre plans cristallins de type {111} chacun associé à trois des six vecteurs de glissement de la forme <110>. Ces plans et ces directions de glissement sont respectivement les plans et directions les plus denses du réseau cristallin. Le tableau 1.4 donne les notations usuelles des douze systèmes de glissement possibles (Convention de Schmid et Boas).

Plan	$1\bar{1}\bar{1}$			111			$11\bar{1}$			$1\bar{1}1$		
Direction	0$\bar{1}$1	101	110	0$\bar{1}$1	10$\bar{1}$	1$\bar{1}$0	011	101	1$\bar{1}$0	011	10$\bar{1}$	110
Système	A2	A3	A6	B2	B4	B5	C1	C3	C5	D1	D4	D6

TABLE 1.4 – Convention de Schmid et Boas [193] pour désigner les systèmes de glissement dans la structure CFC. La lettre correspond au plan de glissement et le chiffre à la direction de glissement.

Mouvement des dislocations et cisaillement

La plasticité du cristal est relié aux mouvements des défauts linéaires du réseau appelés *dislocations*. Celles-ci sont caractérisées par un vecteur unitaire directeur de la ligne de dislocation $\underline{l}$ et un vecteur de Burgers $\underline{b}$. Ce dernier est défini à l'aide du circuit de Burgers entourant la ligne de dislocation. Il correspond au défaut de fermeture observé lorsque le circuit de Burgers est reproduit sur un cristal idéal (voir figure 1.9). Le caractère d'une dislocation est défini localement par l'angle formé entre le vecteur de Burgers $\underline{b}$ et le vecteur ligne $\underline{l}$. Les deux situations extrêmes correspondent aux dislocations *coin* ($\underline{b} \perp \underline{l}$) et aux dislocations *vis* ($\underline{b} \parallel \underline{l}$).

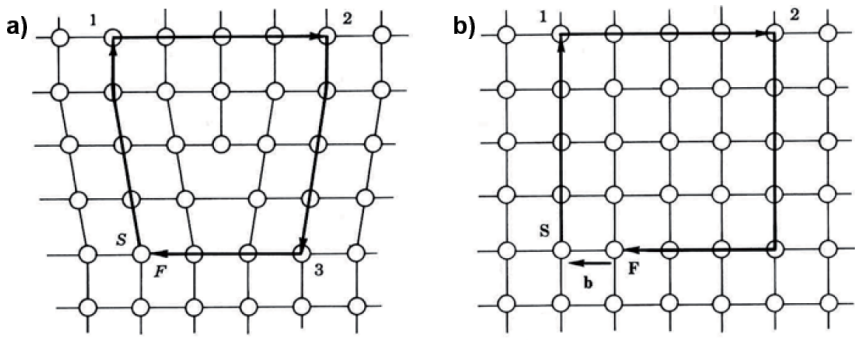


FIGURE 1.9 – a) Circuit de Burgers autour d'une dislocation coin. b) Le vecteur de Burgers $\underline{b}$ correspond au défaut de fermeture observé en retraçant ce circuit dans le cristal idéal. Figure extraite de la thèse de Daveau [44].

Orowan a exprimé la vitesse de cisaillement des plans de glissement en fonction de la vitesse des dislocations. Comme montré sur la figure 1.10.a, une dislocation traversant le cristal laisse une marche résiduelle qui correspond à son vecteur de Burgers $\underline{b}$. Cette marche explique la formation des lignes de glissement en surface du monocristal. Le raisonnement sur un parallélépipède de dimension $l \times h \times dx$ (figure 1.10.b) cisaillé par le déplacement d'une dislocation de vecteur de Burgers b permet d'exprimer le cisaillement $d\gamma$:

$$d\gamma = \frac{b}{h} = \frac{l}{dx\, l\, h}\, b\, dx = \rho_m\, b\, dx \tag{1.1}$$

$\rho_m = \frac{l}{dx\, l\, h}$, s'exprimant en m^{-2}, est le rapport entre la longueur de la dislocation et le volume dans lequel elle est contenue. Il s'agit donc de la densité de dislocations mobiles ρ_m . En divisant l'équation 1.1 par la durée de déplacement dt, Orowan [162] obtient l'expression :

$$\dot{\gamma} = \rho_m\, b\, v \tag{1.2}$$

Où v est la vitesse moyenne des dislocations. Étant à l'origine du mouvement des plans cristallins, les dislocations sont alors regroupées par système de glissement en fonction de leur plan et direction de glissement.

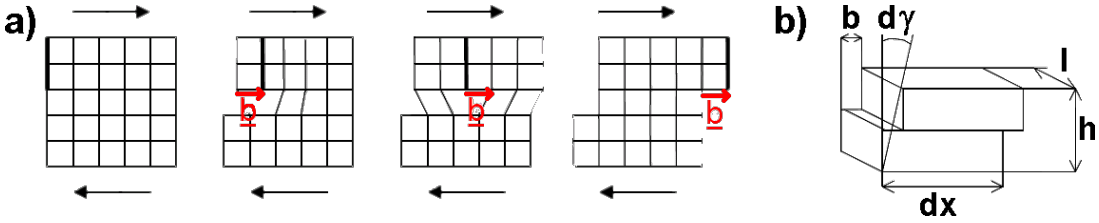


FIGURE 1.10 – a) Déplacement d'une dislocation : mécanisme de base de déformation du cristal et b) Parallélépipède cisaillé par une dislocation d'après les travaux de Tabourot [204].

Stockage des dislocations : les jonctions

Le mouvement des dislocations est gêné par la présence de défaut dans le cristal et notamment les autres dislocations n'appartenant pas au même système de glissement. Ces dislocations appelées *dislocations forêt* peuvent alors former des jonctions [187]. Ces jonctions immobilisent les dislocations qui sont alors dites *stockées*. Dans le cas des CFC, les différents types de jonctions ont été répertoriés depuis longtemps [87]. Ceux-ci sont regroupés dans trois catégories : jonction de Lomer, jonction de Hirth et jonction glissile.

– Jonction de Lomer

La jonction possède un vecteur de Burgers perpendiculaire à l'intersection des plans de glissement des deux dislocations concernées. Elle ne peut donc se déplacer dans aucun des deux plans de glissement possibles. La jonction est donc dite *sessile*.

– Jonction de Hirth

La jonction de Hirth est issue de deux dislocations ayant des vecteurs de Burgers orthogonaux. Elle a alors un vecteur de Burgers du type <100>. Elle ne peut donc se déplacer sur aucun plan de glissement. La jonction est *sessile*.

– Jonction glissile

La jonction glissile possède un vecteur de Burgers appartenant à l'un des plans de glissement des deux dislocations concernées. Elle peut donc en principe se courber entre ses points de rencontre avec les deux segments de dislocations initiaux et glisser dans le plan dans lequel elle est inclue. C'est en ce sens que la jonction est dite *glissile*.

Annihilation des dislocations

Lorsque deux dislocations de vecteur de Burgers opposé se rencontrent, elles peuvent former une jonction de vecteur de Burgers nul. La ligne de dislocation disparaît et le cristal est ainsi restauré. Ce phénomène est nommé *annihilation*. Dans les conditions de température faible ou moyenne, c'est-à-dire $T < T_f/2$ où T_f est la température de fusion du matériau, le mécanisme d'annihilation prépondérant dans les cristaux CFC est l'annihilation des dislocations vis par *glissement dévié* [53, 119].

En effet, les dislocations vis possèdent un vecteur de burgers $\underline{b}$ parallèle à leur vecteur ligne $\underline{l}$. Plusieurs plans de glissement peuvent contenir le couple $(\underline{b}, \underline{l})$. Ainsi, lors de leur mouvement, les dislocations vis peuvent changer de système de glissement. Ce phénomène est appelé *glissement dévié*. De ce fait, il suffit que la distance entre deux dislocations vis de

signe opposé soit suffisamment faible pour qu'elles s'annihilent. Il existe donc une distance minimale en dessous de laquelle deux dislocations vis de signe opposé ne peuvent cohabiter quel que soit leur plan de glissement respectif. Cette distance est appelée *distance critique d'annihilation*.

Production des dislocations : mécanisme de Frank-Read

La densité de dislocations augmente avec la déformation. Pour expliquer ce phénomène, Frank et Read ont proposé en 1950 [67] un mécanisme de production de dislocations (voir figure 1.11).

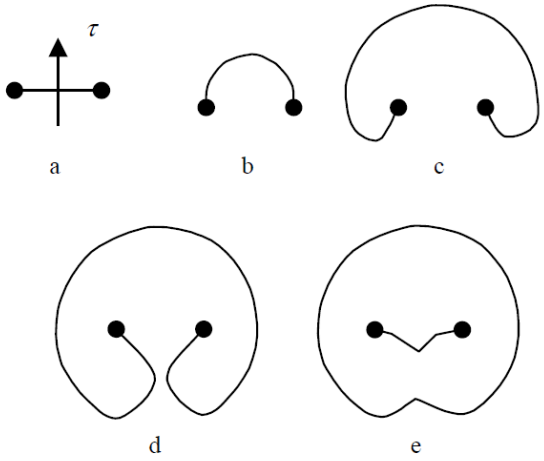


FIGURE 1.11 – Mécanisme de Frank-Read : production de dislocations.

Le point de départ est un segment de dislocation ancré en ses deux extrémités (figure 1.11.a). Les points d'ancrage sont des défauts fixes dans le cristal. Il peut s'agir par exemple de dislocations immobiles ou stockées appartenant à un plan de glissement sécant. La contrainte appliquée à ce segment va le courber (figure 1.11.b et 1.11.c). A un certain niveau de contrainte, les deux extrémités du segment se rencontrent (figure 1.11.d) et étant de signes opposés, s'annihilent. Cela produit donc (figure 1.11.e) :

- une boucle de dislocation autonome ;
- un segment de dislocation semblable à celui du départ.

Ce mécanisme est considéré comme étant la source principale de dislocations dans le cas des CFC [134, 204, 240] tant que la taille du monocristal est suffisamment importante, c'est-à-dire supérieure à 100 nm.

1.3.3 Conséquences sur l'évolution de la microstructure

Les mécanismes élémentaires évoqués précédemment sont à l'origine des modifications de la microstructure des polycristaux déformés. Comme il est rappelé dans la revue de Roters et al. [183], de nombreuses études sont disponibles à ce sujet. Néanmoins, seuls deux aspects, qui serviront par la suite dans l'analyse des résultats de la thèse (chapitre 4), seront présentés :

- la rotation des grains dans un polycristal sous sollicitation uni-axiale ;
- l'évolution de la texture d'un CFC sous différentes sollications.

Rotation des grains

Pendant une sollicitation mécanique, le glissement non-symétrique des systèmes activés induit une rotation du réseau au sein des grains. Dans ce contexte, Winther et al. [232] a mis en évidence la rotation de 95 grains d'un polycristal d'aluminium lors d'un essai de traction à 6% de déformation (figure 1.12).

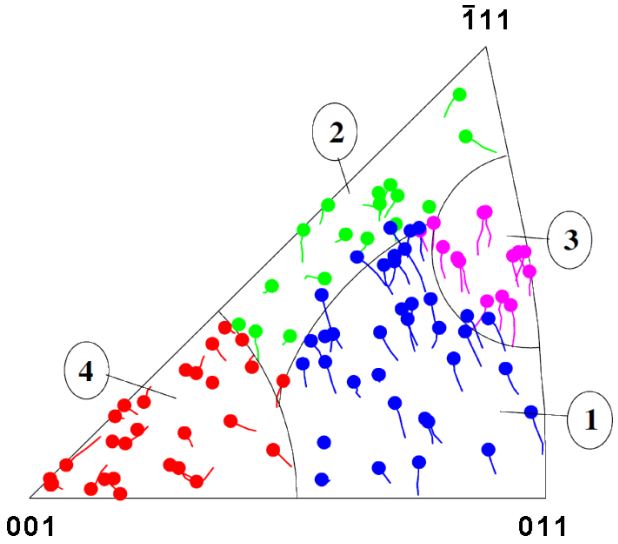


FIGURE 1.12 – Résultats expérimentaux extraits des travaux de Winther et al. [232] donnant l'évolution de l'orientation de l'axe de traction dans le repère des 95 grains pendant l'essai de traction. Le point indique la direction finale. En fonction du comportement en rotation, quatre régions ont été mises en évidence.

En traction, quatre régions ont été identifiées par Winther et al. [232] ayant chacune leur propre comportement de rotation. La région 1 est caractérisée par une forte rotation de l'axe se dirigeant alors vers le bord du triangle <001 - $\bar{1}$11>. Dans la région 2, le niveau de rotation est plus faible et l'axe de traction s'oriente vers l'axe $\bar{1}$11. Les monocristaux de la région 3 ont leur axe de traction qui tourne fortement vers l'axe $\bar{1}$11. Dans la région 4, la rotation de l'axe est très faible et la direction de la rotation est plus aléatoire.

Ce comportement semble être peu affecté par le matériau. Il a été observé par Oddershede et al. [160] dans le cas du cuivre et dans une moindre mesure par Pokharel et al. [170]. Sur un essai de traction d'un polycristal d'acier, Kamaya et al. [101] montrent que la figure de pôles inverses tracée selon la direction de la sollicitation présente une augmentation de la densité d'orientation autour des axes 001 et $\bar{1}$11.

En compression, pendant un procédé de nitridation d'un polycristal d'acier, Stinville et al. [202] observent un comportement opposé à celui décrit pour la traction. Les grains s'orientent de manière à aligner l'axe de sollicitation avec l'axe cristallin 011.

La rotation des grains dépend donc de leur orientation initiale et du sens de sollicitation. Ces rotations impliquent automatiquement des changements de texture dans les polycristaux déformés.

Évolution de la texture

Dans le cas des matériaux CFC, le changement de texture suite à différentes sollicitations a été étudié pour différents matériaux purs tels que le cuivre [99, 31, 223], ou l'aluminium [24, 26, 175] ou encore divers métaux alliés [107, 57].

Il ressort de ces études, que la texture obtenue dépend principalement du type d'essai mécanique subi par le CFC [31] et dans une moindre mesure du matériau choisi [123]. Par souci de simplicité, seules 3 textures types (telles que présentées dans l'article [31] dans le cas du cuivre) figurent par la suite. Elles correspondent aux textures obtenues dans le cas d'une sollicitation uni-axiale, en déformation plane et en cisaillement simple. Quelle que soit la configuration, l'axe ND est choisi comme axe de sollicitation.

– Essai uni-axial

La texture obtenue en traction uni-axiale (figure 1.13) est caractérisée par un alignement des axes 001 et 111 avec l'axe de sollicitation. Au contraire, après une compression uni-axiale, la texture montre un alignement de l'axe 011 avec l'axe de sollicitation. Enfin, les figures de pôle montrent une symétrie de rotation autour de l'axe de sollicitation, caractéristique d'une texture dite fibre.

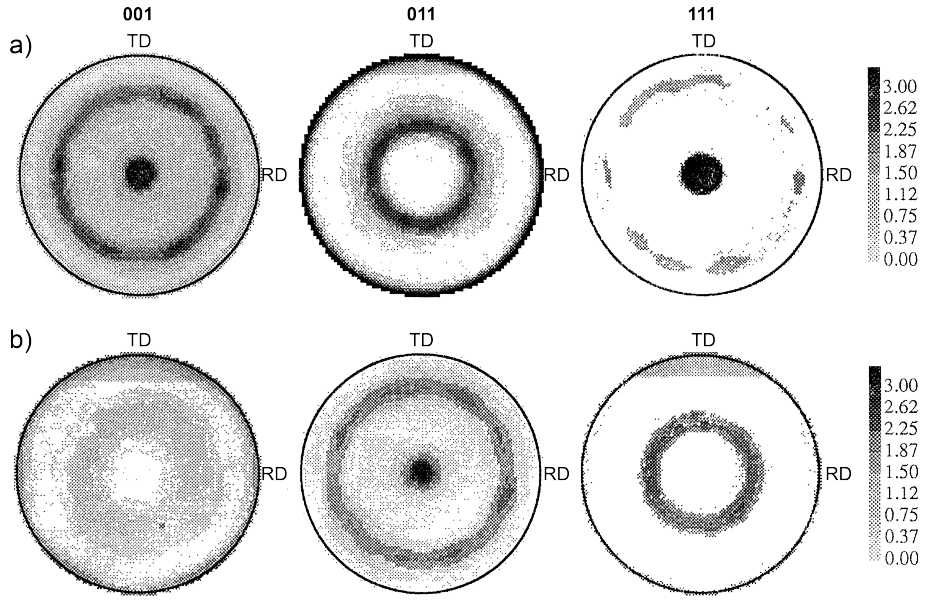


FIGURE 1.13 – Figures de pôles obtenues après un essai uni-axial après a) 37% de déformation de traction et b) 49% de déformation de compression, d'après les travaux de [31].

– Essai de compression en déformation plane

La figure 1.14 montre une symétrie de réflexion par rapport aux plans de normale TD et de normale RD après une compression en déformation plane. Tout comme en compression uni-axiale, la texture montre un alignement de l'axe 011 avec l'axe de sollicitation. A contrario, les axes 001 et 111 s'éloignent de l'axe de sollicitation.

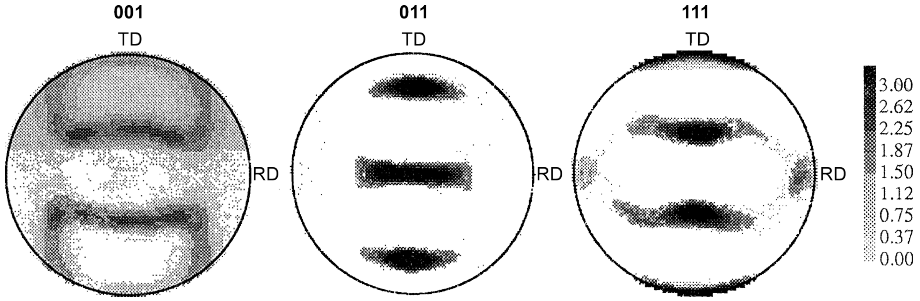


FIGURE 1.14 – Figures de pôles obtenues après 100% de déformation plane de compression, d'après les travaux de [31].

– Essai de cisaillement

Les figures de pôles obtenues après cisaillement (figure 1.15) présentent une symétrie centrale par rapport à l'intersection des axes RD et TD. Une concentration notable de l'axe 011 autour de l'axe de ND est toujours observée ce qui traduit sans doute un effet de compression pendant l'essai. La figure de pôles 111 présente une densité d'orientation beaucoup plus diffuse que dans les sollicitations précédentes.

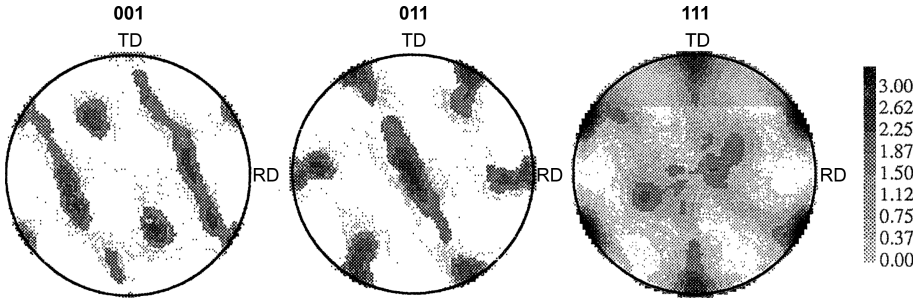


FIGURE 1.15 – Figures de pôles obtenues après 43% de déformation de cisaillement, d'après les travaux de [31].

En fonction des sollicitions, les textures obtenues expérimentalement diffèrent fortement. Le développement de modèles de plasticité cristalline, présentés ci-après, ont ainsi permis de comprendre et de prédire ces modifications.

1.3.4 Modèle général de plasticité cristalline

En se basant sur les travaux de Hill and Rice [86], Asaro a été un des premiers à proposer un modèle de plasticité cristalline [13, 11]. Celui-ci fut ensuite complété par Peirce et al. [167, 168]. Par ailleurs, un modèle d'élasto-viscoplasticité d'un monocristal avait déjà été présenté par Teodosiu et Sidoroff en 1976 [214]. Ces modèles adoptent le cadre de la mécanique classique des grandes transformations et décompose la déformation plastique sur le cisaillement des différents systèmes de glissement. Cette méthode a été reprise par de nombreux auteurs tels que Bassani et Wu [23], Delaire [45], Hoc et al. [89], Kocks et Mecking [114] et Tabourot [205].

Ce qui suit traitera uniquement de la loi de plasticité à proprement parler c'est-à-dire de l'évolution du cisaillement γ^α de chacun des plans de glissement α en fonction de la contrainte de Cauchy $\underline{\underline{\sigma}}$. Trois lois sont communément appliquées concernant ; l'activation des systèmes de glissement (appelée *loi de Schmid*) issue du modèle élasto-plastique, l'écoulement plastique qui caractérise le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ en fonction de la contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$ appliquée au cristal et l'écrouissage qui relie le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ à celui de la contrainte critique de cisaillement $\dot{\tau}_c$ Les modèles incluant le cisaillement induit par le maclage [39, 226, 220, 100] ne seront pas détaillés.

Activation des systèmes : loi de Schmid

Un système de glissement α générant du cisaillement (i.e. $|\dot{\gamma}^\alpha| > 0$) est dit activé. Cela nécessite que le champ de contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$ appliqué au système α induise une cission suffisante dépassant une valeur critique notée τ_c^α [138].

$$\left|\left(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}^\alpha, \underline{m}^\alpha\right)\right| \geq \tau_c^\alpha \Rightarrow |\dot{\gamma}^\alpha| > 0 \tag{1.3}$$

Où $\underline{n}^\alpha$ est le vecteur unitaire normal au plan de glissement et $\underline{m}^\alpha$ est le vecteur directeur unitaire de la direction de glissement du système α. $\left(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}^\alpha, \underline{m}^\alpha\right)$ est la cission appliquée sur le système α. Elle est notée τ^α.

Dans le cas d'une traction ou compression unidimensionnelle, notée $\underline{T}$, sous une section d'aire A, la cission appliquée s'écrit $\tau^\alpha = \|\underline{T}\| \cos\lambda \cos\theta \,/A$ avec λ et θ les angles que $\underline{T}$ fait respectivement avec la normale au plan de glissement $\underline{n}^\alpha$ et la direction de glissement $\underline{m}^\alpha$ (voir figure 1.16). L'expression ainsi simplifiée fait apparaître le facteur de Schmid $(\cos\lambda \cos\theta)$ de la cission appliquée sur le système α

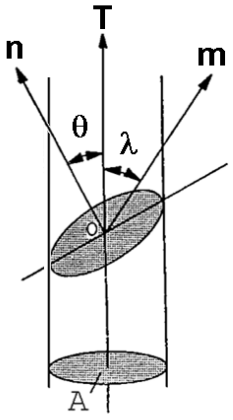


FIGURE 1.16 – Système de glissement sollicité par une force de tension $\underline{T}$.

Toujours pour un essai uni-axial et en supposant que τ_c^α soit initialement identique quel que soit le système α, le premier système activé sera celui possédant le facteur de Schmid le plus élevé en fonction de l'orientation de l'axe de sollicitation choisi (figure 1.17).

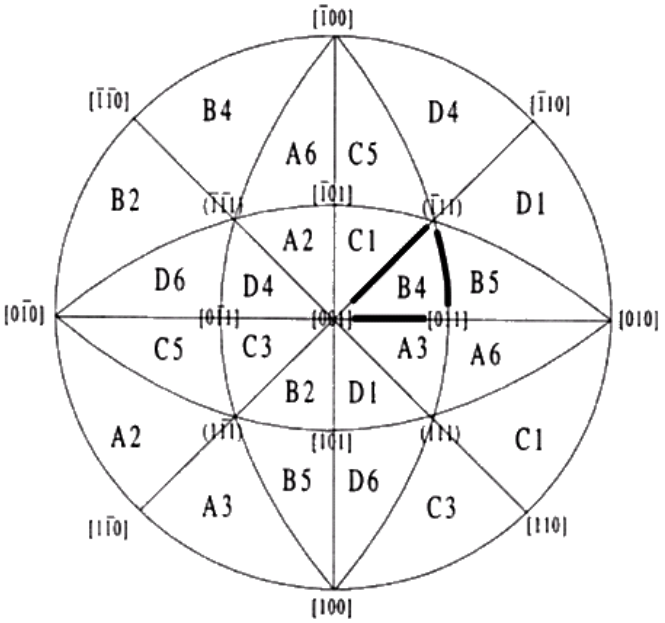


FIGURE 1.17 – Projection stéréographique faisant apparaître les symétries de la structure cubique à faces centrées et le triangle standard (en gras). Dans chaque triangle est indiqué le système avec le plus haut facteur de Schmid pour une sollicitation uni-axiale. Les systèmes sont désignés à l'aide de la convention de Schmid et Boas.

Vitesse d'écoulement plastique

La loi de Schmid traduit la condition d'activation d'un système de glissement mais ne donne pas d'information sur la vitesse d'écoulement, à savoir la *vitesse de cisaillement* $\dot{\gamma}$, induite par la contrainte de cisaillement. Dans cette optique, Kocks et al. [113] et Teodosiu [213] ont proposé une loi d'écoulement exprimée sous la forme d'une loi d'Arrhenius, découlant de la loi d'Orowan [162] :

$$\dot{\gamma^\alpha} = \dot{\gamma_0^\alpha} \exp\left(\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \tag{1.4}$$

Où ΔG est l'enthalpie libre d'activation du système, $\dot{\gamma_0^\alpha}$, souvent considéré comme constant, est un scalaire lié à la densité de dislocations mobiles dans le matériau, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température du matériau. En reprenant les équations 1.3 et 1.4, l'écoulement plastique s'écrit alors :

$$\begin{cases} \text{Si } |\tau^\alpha| \geq \tau_c^\alpha \text{ alors} & \left|\dot{\gamma^\alpha}\right| = \dot{\gamma_0^\alpha} \exp \frac{\Delta G}{kT} \\ \text{Sinon} & \left|\dot{\gamma^\alpha}\right| = 0 \end{cases} \tag{1.5}$$

C'est néanmoins le plus souvent une forme approximée par une loi puissance qui est utilisée [201, 205, 82, 196, 75, 238, 8], Une justification de cette formulation est disponible en annexe A.

$$\begin{cases} \text{Si } |\tau^s| \geq \tau_c^s \text{ alors} & \dot{\gamma^s} = \dot{\gamma_0^s} \frac{\tau^s}{\tau_c^s} \left|\frac{\tau^s}{\tau_c^s}\right|^{m-1} \\ \text{Sinon} & \dot{\gamma^s} = 0 \end{cases} \tag{1.6}$$

Matrice d'écrouissage

En supposant l'existence de N_s systèmes de glissement dans le monocristal, Mandel [138] introduit l'hypothèse d'une matrice $\underline{\underline{H}}$ caractérisant les interactions entre les systèmes. Une loi, dite d'écrouissage, caractérise alors l'évolution de la cission critique $\dot{\tau}_c^\alpha$ par rapport à la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}^\alpha$:

$$\dot{\tau_c^\alpha} = \sum_{\beta=1}^{N_s} h^{\alpha\beta}\,\dot{\gamma^\beta} \tag{1.7}$$

Où $h^{\alpha\beta}$ sont les termes de la matrice d'écrouissage $\underline{\underline{H}}$. Par ce formalisme, une matrice diagonale suppose, comme l'a proposé Koïter [115], que les systèmes de glissement sont indépendants. Cependant, le glissement plastique sur un système induit un durcissement sur tous les systèmes de glissement [22, 64, 23]. Pour prendre en compte ce phénomène, les termes non-diagonaux $h^{\alpha\beta}$ doivent être non-nuls.

L'expression de $\underline{\underline{H}}$, et plus généralement la loi d'écrouissage, est un point clef des modèles de plasticité cristalline. Elle peut être fixée de manière purement phénoménologique comme dans les premiers modèles développés par Asaro et al. [13] et repris par Bassani et al. [23] :

$$h^{\alpha\beta} = \begin{cases} h & \text{si } \alpha = \beta \\ qh & \text{si } \alpha \neq \beta \end{cases} \tag{1.8}$$

Où h dépend du glissement cumulé sur tous les systèmes et $q \in [1; 1, 4]$ tient compte de l'anisotropie de l'écrouissage. Ce type d'écrouissage est toujours utilisé, avec différentes expressions pour h [25, 7, 188, 238, 243, 203]. Diverses extensions ont été proposées notamment en considérant, en lieu et place du h, un h^β dépendant du niveau de cisaillement du système β uniquement et non du glissement cumulé [31].

Néanmoins, d'autres modèles [41, 65, 205, 89] ont exprimé $\underline{\underline{H}}$ en reliant le taux de cission critique à celui du cisaillement par l'intermédiaire de la densité de dislocations sur chaque système. Ce type de raisonnement a mené au modèle de plasticité cristalline basé sur les densités de dislocations.

1.3.5 Modèles basés sur les densités des dislocations

Le raisonnement de base de ces modèles est de définir la cission critique en fonction des densités de dislocations de chaque système. Ensuite, en se basant sur l'équation d'Orowan [162], la variation de densité de dislocation peut s'exprimer en fonction du taux de cisaillement du système concerné. Il est alors possible de relier la cission critique au cisaillement de chaque système de glissement.

La présentation qui suit donne un aperçu global de la prise en compte des densités de dislocations. Nous en resterons aux modèles où la variation des densités de dislocations mobiles est supposée nulle ce qui convient lorsque le taux de cisaillement et la température ne changent pas brutalement. La densité de dislocations considérée est donc la densité de dislocations statistiquement stockées. Certains modèles [183, 176] prennent en compte le caractère vis ou coins des dislocations. Néanmoins, les lois utilisées restent très proches du cas où les dislocations sont indifférenciées. Cette particularité ne sera donc pas détaillée par la suite.

Expression de la cission critique

Le mécanisme de Franck-Read étant la source principale de production dislocations dans le cas des CFC [177], l'expression de la cission critique τ_c doit correspondre à la contrainte nécessaire pour l'activer.

Cette contrainte est inversement proportionnelle au rayon de courbure R de la boucle de dislocation et donc à la distance entre les points d'ancrage (voir figure 1.11). Or ces points d'ancrage, pour la plupart des dislocations, appartiennent à un autre plan de glissement [187]. Ainsi la distance R est en moyenne inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité moyenne des dislocations ρ. Ce qui amène à écrire $\tau_c = \alpha\mu b\sqrt{\rho}$ où μ est le module de cisaillement isotrope du matériau, b la norme du vecteur de Burgers de la dislocation et α le coefficient de proportionnalité.

Cette équation a ensuite été généralisée afin de tenir compte de l'existence des différents systèmes de glissement. Dans cette optique, Teodosiu et al. [214] et Franciosi et al. [66] ont proposé la formulation suivante :

$$\tau_c^\alpha = \mu\, b \sqrt{\sum_{\beta=1}^{N_s} a^{\alpha\beta}\rho^\beta} \tag{1.9}$$

Où τ_c^α est la cission critique du système alpha, $a^{\alpha\beta}$ est le coefficient d'interaction entre les systèmes de glissement α et β et ρ^β est la densité de dislocations appartenant au système β. L'équation a été retenue pour beaucoup de modèles basés sur les densités des dislocations [49, 66, 205, 183]. Elle implique que la cission critique d'un système non-actif peut augmenter du fait de l'augmentation des densités de dislocations des systèmes actifs. Ce phénomène est appelé *durcissement latent*.

L'équation 1.9 fait apparaître de nouveaux paramètres appelés coefficients d'interaction qui caractérisent le niveau d'interaction entre deux systèmes de glissement. Les douze systèmes de glissement identifiés pour les CFC impliquent l'existence de $12 \times 12 = 144$ coefficients d'interaction. Cependant par symétrie cristalline, et comme récapitulé dans la thèse de Madec [134], seuls 6 coefficients sont indépendants (voir tableau 1.5) :

- le coefficient d'auto-interaction : a_0 ;
- le coefficient d'interaction coplanaire : a_1^{copla} ;
- le coefficient d'interaction colinéaire : a_1^{coli} ;
- 3 coefficients d'interaction liés aux 3 jonctions possibles :
  - la jonction de Hirth : a_1^{ortho} ;
  - la jonction glissile : a_2 ;
  - la jonction de Lomer : a_3.

Des expériences [22, 23, 64] et des simulations [58, 118, 134, 136, 6] ont été réalisées pour établir la valeur de ces coefficients (voir tableau 1.6). Les résultats expérimentaux ont montré que l'auto-écrouissage est plus faible que l'écrouissage latent. Par ailleurs, à l'aide de simulations en *dynamique des dislocations* modélisant le déplacement des dislocations d'un système de glissement au sein d'une forêt de dislocations de densité connue, différents

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

TABLE 1.5 – Tableau des coefficients d'interaction, les systèmes sont désignés à l'aide de la Convention de Schmid et Boas [193].

travaux [58, 134, 136, 50, 6] ont permis une évaluation quantitative des différents coefficients d'interaction. Celles-ci ont fait apparaître une forte prédominance de l'interaction colinéaire. Madec et al. [136] ont expliqué cette valeur par la production de petites lignes de dislocations stockées issues de l'annihilation de deux dislocations colinéaires. De par leur taille, ses dislocations sont très difficiles à remobiliser ce qui conduit à un coefficient d'interaction élevé.

Référence	**Coefficients d'interaction**					
	a_0	a_1^{copla}	a_1^{coli}	a_1^{ortho}	a_2	a_3
Basinski et Basinski [22]	Faible		Fort	Moyen	Fort	
Franciosi [64]		$1.5a_0$	$1.5a_0$	$1.5a_0$	$1.8a_0$	$2a_0$
Madec [134]	0.023	0.009	0.55	0.05	0.095	0.069
Madec et al. [136]			1.265	0.051	0.075	0.084
Devincre et al. [50]			0.625	0.0454	0.137	0.122
Alankar et al. [6]			0.997	0.031	0.213	0.223

TABLE 1.6 – Valeurs des coefficients d'interaction évaluées par essai d'écrouissage latent.

Enfin, les résultats de Basinski et Basinski [22] montrent que les coefficients d'interaction dépendent du niveau de cisaillement et donc de la densité de dislocations. Des résultats similaires ont été obtenus numériquement par Madec et al. [135] et Devincre et al. [50]. Kubin et al. [117] ont attribué ce phénomène à la tension de ligne induit sur les dislocations bloquées par une jonction.

Stockage des dislocations par cisaillement

L'évolution de la densité de dislocation de chaque système peut s'exprimer en fonction du niveau de cisaillement du système en question [140, 141] :

$$\frac{d\rho^s}{d\gamma^s} = \frac{1}{b}\left(\frac{1}{\Lambda^s} - y_c\rho^s\right) \tag{1.10}$$

Où Λ^s traduit le libre parcours moyen des dislocations dans le système (s) et y_c est un paramètre proportionnel à la distance critique d'annihilation qui traduit l'effet de restauration dynamique.

– Évaluation du libre parcours moyen

Le libre parcours moyen Λ dirige la vitesse d'évolution de la densité de dislocations $d\rho$. Certains auteurs le considèrent comme inversement promotionnel à la densité des dislocations forêt [140, 89, 132, 183, 40, 129]. D'autres le définissent comme inversement promotionnel à l'interaction des dislocations forêt sur les dislocations mobiles [205, 59, 238, 8, 107, 46] :

$$\frac{1}{\Lambda^\alpha} = \frac{\sqrt{\sum_{\beta=1}^{N_s} a^{\alpha\beta}\,\rho^\beta}}{K} \tag{1.11}$$

Où K est un paramètre supplémentaire du matériau. De leur côté, Devincre et al. [47, 48] ont évalué le libre parcours moyen de manière non-phénoménologique dans le cas d'un chargement symétrique. Λ^α dépend alors de la probabilité de former une jonction, de la longueur de la ligne de dislocation stockée, de la longueur de la jonction et du nombre de systèmes activés. L'expression du libre parcours moyen a aussi été présentée dans le cas d'un chargement quelconque par Kubin et al. [117]. L'équation proposée 1.12 repose sur les différents mécanismes de stockage :

$$\frac{1}{\Lambda^\alpha} = \left(\frac{\sqrt{a'_0 \rho^\alpha}}{K_I} + \frac{\sum_{j=copla(\alpha)} \sqrt{a_1^{copla}\,\rho^j}}{K_{copla}} + \frac{1}{L_f^i} \right) \tag{1.12}$$

où K_I et K_{copla} sont pris comme constants. Le libre parcours moyen est alors vu comme la somme de trois contributions. Le terme de gauche traduit la part du libre parcours moyen induit par l'auto-interaction et celui du milieu par les interactions coplanaires. L_f^α est l'apport des systèmes de glissement dont les dislocations peuvent former des jonctions avec celles du système α. L_f^α dépend entre autre de la densité de dislocations ρ_f^α stockées sur l'ensemble des systèmes appartenant à la forêt du système α et du nombre de système activé.

– Évaluation de la distance critique d'annihilation

Le terme de restauration dynamique fait apparaître le coefficient y_c qui caractérise l'annihilation des dislocations vis par glissement dévié. Ce mécanisme est considéré comme étant le phénomène prédominant de restauration des CFC [119]. Ainsi, Devincre et al. [47] ont choisi un y_c proportionnel à la distance critique d'annihilation des dislocations vis y_s. La relation de proportionnalité doit correspondre au rapport entre la densité de dislocations vis ρ_{vis} sur la densité totale de dislocations ρ. Afin d'évaluer y_s, Essmann et al. [53] ont considéré la contrainte attractive τ_{attrac} subie par deux dislocations vis de signe opposé séparées par une distance y_0 :

$$\tau_{attrac} = \frac{\mu\, b}{2\,\pi\, y_0} \tag{1.13}$$

La distance critique d'annihilation y_s correspond donc à la distance où τ_{attrac} atteint la cission critique τ_c nécessaire pour mettre en mouvement les dislocations :

$$y_s = \frac{\mu\, b}{2\,\pi\,\tau_c} \tag{1.14}$$

Le coefficient de restauration du cristal s'écrit alors :

$$y_c = \frac{\rho_{vis}}{\rho}\frac{\mu\, b}{2\,\pi\,\tau_c} \tag{1.15}$$

Cependant, cette écriture ne tient pas compte du fait que le glissement dévié est un mécanisme thermiquement activé [53]. Ainsi, y_c augmente avec la température [114, 119] et avec l'énergie de faute d'empilement spécifique au matériau [48]. Des études plus poussées sur l'expression y ont été effectué par Kubin et al [119] et Castillo et al. [178]. Plus simplement y_c peut être vu comme un paramètre ajustable du matériau étudié. A température ambiante (T = 295 à 300 K) il est évalué à : 0.25 nm pour de l'aluminium [48] ; 0.5 nm [48] ou 0.9 nm [205] pour du cuivre et 2.5 nm pour de l'argent [48].

1.3.6 Conclusion

De nombreux modèles de plasticité cristalline ont été développés depuis les années 1970. Dans cette section, les mécanismes élémentaires de plasticité du cristal CFC à froid ont été rappelés. Un aperçu général des modèles de plasticité cristalline a aussi été présenté et une attention particulière a été portée aux modèles basés sur les densités des dislocations.

En l'état actuel de nos connaissances, aucun modèle de plasticité cristalline n'a été appliqué au grenaillage ultrasonore. Dans cette thèse, le modèle de plasticité cristalline utilisé sera celui développé par Devincre, Hoc et Kubin [89, 47, 117]. Ce modèle basé sur les densités de dislocations est adapté aux déformations plastiques à froid ne présentant pas de modification brutale de taux de déformation. Cela correspond au chargement induit par le grenaillage ultrasonore où les impacts sont de faibles vitesses (i.e. $\leq 20\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$). De plus, il ne possède qu'un seul paramètre ajustable y_c lié à la restauration dynamique du cristal ce qui permettra de s'affranchir d'une étape de calibration.

Néanmoins, ce modèle présente certaines limites, comme la non prise en compte de l'effet de taille et de l'effet des joints de grains sur le comportement du cristal ainsi que du phénomène de maclage.

Chapitre 2

Grenaillage Ultrasonore | Étude expérimentale

Préambule

Comme il a été détaillé dans la revue bibliographique (section 1.1), le grenaillage ultrasonore a pour objectif d'augmenter les performances du matériau traité quant à la durée de vie [179, 217], la dureté [131, 179, 217, 9] et la résistance à la corrosion [151, 36]. Les impacts répétés entraînent un écrouissage à la surface de la pièce [131, 217], une modification de la microstructure [209, 164] et l'apparition de contraintes résiduelles de compression [236, 179, 164].

De plus, des études [148, 18] ont montré que la quantité de billes utilisée dans le procédé influençait fortement les vitesses et les angles d'impacts appliqués au matériau. Dans ce contexte, le grenaillage ultrasonore d'échantillons d'INCONEL690 a été effectué en utilisant deux quantités de billes différentes. L'effet du traitement a été étudié via l'évolution de l'état de la surface, de la microstructure et de la dureté de l'échantillon. Cette étude vise aussi à fixer les paramètres nécessaires à la modélisation de la loi de comportement macroscopique (section 3.2) et de plasticité cristalline (section 4.2) ainsi qu'à valider les résultats numériques (section 3.4 et 4.3).

2.1 Matériels et méthodes

2.1.1 Description des plaques de partition

Les échantillons utilisés pour l'étude proviennent des chutes d'une plaque de partition du circuit primaire dont les dimensions sont données sur la figure 2.1.

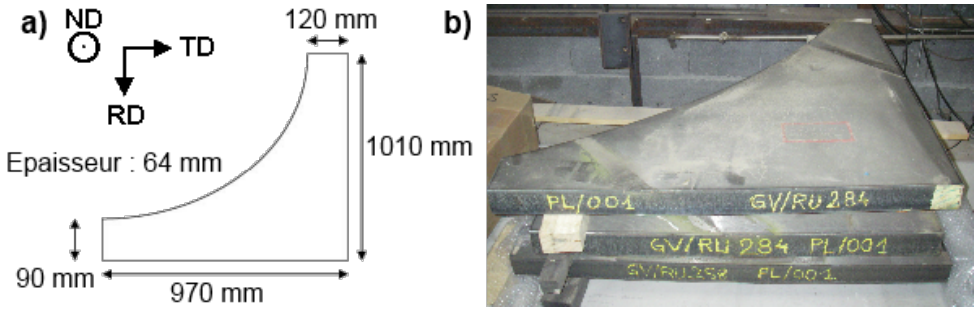


FIGURE 2.1 – a) Dimensions et b) photo des chutes de plaques de partition en INCONEL690.

La plaque de partition est un matériau laminé fait en INCONEL690. Trois directions ont donc été définies en tenant compte du sens de laminage :

- la direction de laminage : RD ;
- la direction normale au sens de laminage dans le plan de la plaque : TD ;
- la direction normale à la surface de la plaque : ND.

Des essais de caractérisation ont été effectués au centre technique d'Areva [51]. Le comportement mécanique du matériau a été caractérisé à l'aide d'essais de traction effectués dans les 3 directions, RD, TD et ND. La composition chimique de la plaque a été obtenue par spectrométrie d'émission optique. La texture du matériau ainsi que la taille des grains ont été extraits des analyses EBSD.

2.1.2 Essais de traction

Les essais de traction ont été sous-traités à la société A2MI. Ils ont été réalisés sur des éprouvettes cylindriques dont les dimensions figurent sur le schéma 2.2.a. Le prélèvement des éprouvettes cylindriques a été effectué au cœur de la plaque de partition, à 30 mm de profondeur.

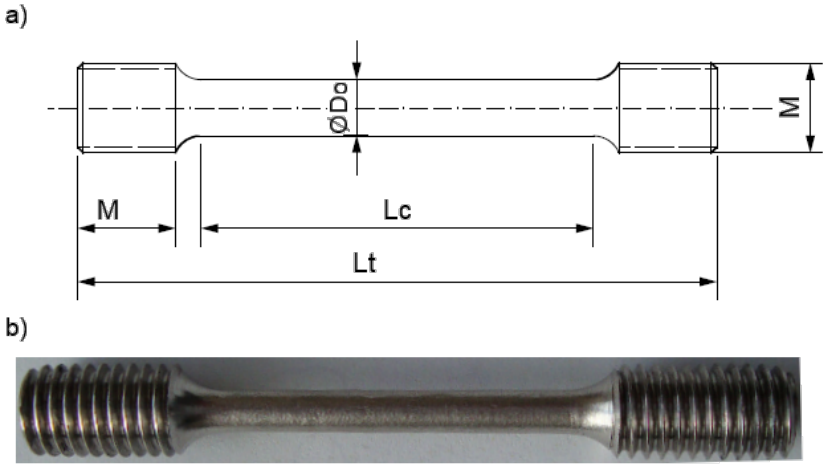


FIGURE 2.2 – a) Schéma et dimensions d'une éprouvette de traction avec $D_0 = 4$ mm, M = 8 mm, $L_c = 22$ mm, $L_t = 45$ mm. b) Photographie d'une des éprouvettes.

Pour chacune des trois directions, deux essais ont été réalisés. La contrainte vraie σ et la déformation vraie ϵ ont été extraites à l'aide des équations suivantes :

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{F}{S_0}\frac{L}{L_0} \tag{2.1}$$

$$\epsilon = \ln \frac{L}{L_0} \tag{2.2}$$

où L_0 et $S_0 = \pi \left(\frac{D_0}{2}\right)^2$ la longueur et la section initiale de l'éprouvette, F la force appliquée sur l'éprouvette pour qu'elle atteigne une longueur L et une section S. La déformation étant essentiellement plastique, le volume de l'éprouvette est supposé constant ce qui permet d'écrire que $S_0 L_0 = SL$.

A partir de ces courbes contrainte/déformation, 5 paramètres ont été extraits :
- E, le module d'Young ;
- $Re_{0.2}$, la limite d'élastique mesurée à 0.2% de déformation totale ;
- Rp_1, la contrainte mesurée à 1% de déformation totale ;
- Rm, la contrainte limite à la rupture ;
- La déformation totale atteinte à Rm.

2.1.3 Spectrométrie d'émission optique à source étincelle

La spectrométrie d'émission optique à source étincelle est une technique utilisée pour obtenir la composition chimique d'un échantillon en analysant son spectre d'émission. Des précisions sur cette technique sont disponibles dans les références [145, 146]. Pour cette méthode, une décharge électrique est produite à l'aide de deux électrodes sur lesquelles une tension élevée est appliquée. Le processus transfère de l'énergie à l'échantillon principalement sous forme thermique et dans une moindre mesure sous forme de bombardement ionique issu du plasma généré par l'étincelle. Les atomes en surface de l'échantillon sont alors vaporisés puis excités. Le retour à l'état stable de ces atomes se traduit par un spectre d'émission spécifique à chaque entité chimique. L'analyse du spectre d'émission global à l'échantillon permet alors de quantifier sa composition chimique. Un seul essai a été réalisé sur la plaque de partition par la société A2MI.

2.1.4 Préparation des échantillons à grenailler

Les échantillons cylindriques de 80 mm de diamètre sur 15 mm d'épaisseur ont été préparés au centre technique d'Areva au Creusot.

Extraction des échantillons

Deux cylindres de 80 mm de diamètre ont été extraits par électroérosion dans l'épaisseur de la plaque de partition. Chaque cylindre de 64 mm de haut a été découpé en 5 disques numérotés de 1 à 5 pour le premier et de 6 à 10 pour le second. Les disques ont été orientés de façon à identifier une face haute et une face basse (figure 2.3). Des caractérisations effectuées précédemment par le centre technique d'Areva au Creusot [51] ont montré que le domaine le moins affecté par le laminage se situe au cœur de la plaque. Les disques 3, 4, 8 et 9, situés au milieu du cylindre ont donc été sélectionnés pour le grenaillage.

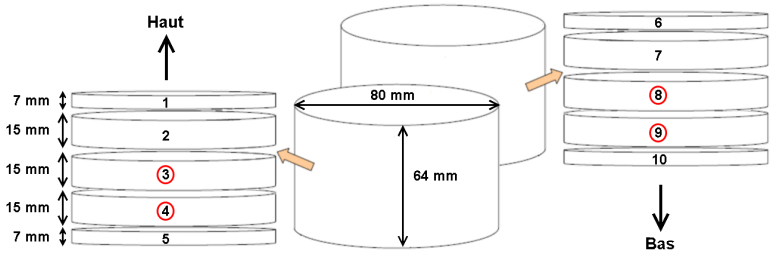


FIGURE 2.3 – Numérotation et orientation des disques.

Préparation des surfaces

Les surfaces des échantillons ont été polies au papier SiC suivant une gamme de #220 à #1200. La finition a été effectuée sur une table vibrante à la silice colloïdale avec une granulométrie de 0.04 µm. Afin de vérifier que les surfaces polies étaient dépourvues d'écrouissage résiduel, trois micro-indentations de Vickers ont été réalisées sous une charge de 100 g sur chacune des faces en dehors de la zone prévue pour le grenaillage. L'ensemble des indentations donne une dureté autour de 200 HV.

2.1.5 Grenaillage ultrasonore des échantillons

Le grenaillage ultrasonore a été effectué chez SONATS (Stressonic© technology [199]). Le schéma de principe est présenté à la figure 2.4.

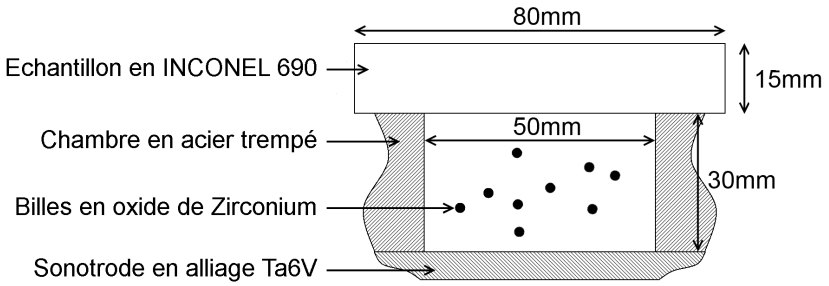


FIGURE 2.4 – Schéma de principe du grenaillage ultrasonore.

La direction de sollicitation du grenaillage correspond à la direction ND de la plaque de partition. Deux quantités de billes ont été utilisées : 156 et 312 qui recouvrent respectivement 25% et 50% de la surface de la sonotrode. Les billes utilisées sont en oxyde de zirconium et yttium stabilisé (ZY premium) de masse volumique 6060 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$. Leur diamètre varie de 1.8 mm à 2 mm. La chambre de grenaillage est un cylindre en acier (Z160CDV12) de 50 mm de diamètre et 30 mm de haut. La sonotrode en alliage de titane (TAV6) est disposée à la base de la chambre. Elle vibre avec une fréquence de 20 kHz pour une amplitude de 40 µm. L'échantillon est posé au sommet de la chambre face à la sonotrode. Trois durées de grenaillage ont été réalisées : 1 s, 7 s et 20 min. Le tableau 2.1 récapitule les conditions de grenaillage pour chacune des faces.

Échantillon	Face	Quantité de billes	Durée de grenaillage
9	basse	156	1 s
9	haute	156	7 s
3	basse	156	20 min
4	basse	312	1 s
8	haute	312	7 s
8	basse	312	20 min

TABLE 2.1 – Temps de grenaillage et nombre de billes utilisées sur chacune des faces.

La surface de l'ensemble des échantillons grenaillés a ensuite été analysée par microscopie confocale spectrale. Les échantillons grenaillés pendant 20 minutes ont de plus été découpés afin d'obtenir des clichés EBSD en coupe et des profils de nano-indentation.

2.1.6 Microscopie confocale spectrale

Matériel

Le microscope confocal spectral (figure 2.5) est un dispositif confocal qui exploite le phénomène d'aberration chromatique observé dans les dispositifs optiques afin de mesurer la rugosité d'un échantillon. L'aberration chromatique résulte d'une dépendance de la distance focale d'une lentille vis-à-vis de la longueur d'onde utilisée (figure 2.5.a). Or, le microscope confocal spectral utilise une source de lumière blanche. Celle-ci est diffractée lorsqu'elle passe dans le dispositif confocal. Chaque longueur d'onde de la lumière est focalisée à une distance différente du dispositif (voir figure 2.5.a) La corrélation entre la distance et la longueur d'onde est alors connue. Lors de la mesure, seule la longueur d'onde qui se focalise sur l'objet est reflétée. Le capteur identifie cette longueur ce qui permet de connaître la distance de la surface par rapport au dispositif.

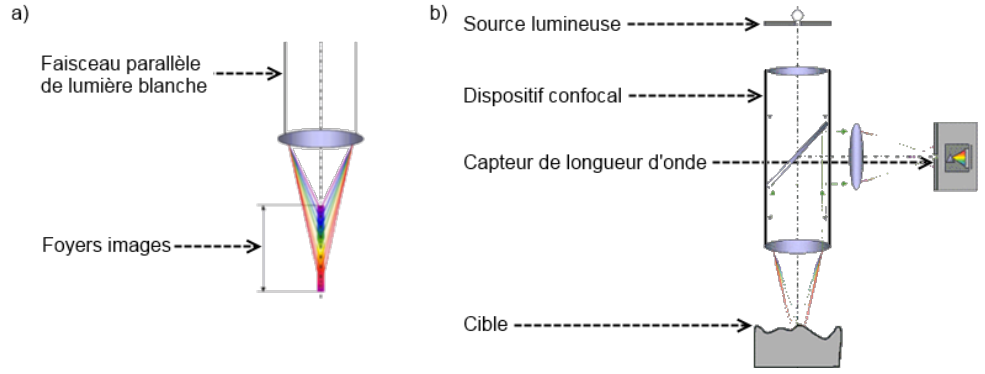


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de a) l'aberration chromatique b) de la microscopie confocale chromatique.

Ce procédé permet d'atteindre une résolution verticale de quelques nanomètres pour une résolution latérale inférieure au micromètre. Les mesures sont réitérées autant de fois que nécessaire afin de balayer la surface souhaitée.

Protocole d'acquisition

L'appareil de mesure utilisé est un microscope confocal chromatique à lumière blanche (AltiSurf©500) ayant une résolution verticale de 10 nm. L'analyse de la surface des échantillons a été effectuée sur un rectangle de 25 mm par 3 mm le long d'un rayon de l'échantillon en partant du centre. Le pas d'échantillonnage le long des deux axes horizontaux X et Y a été fixé à 2.5 µm. Sur chaque échantillon, les 1 200 x 10 000 = 12 000 000 acquisitions de l'altitude (ou hauteur) Z ont donc été réalisées, formant une cartographie de la surface.

Traitement des données

Les cartographies ont ensuite été traitées à l'aide du logiciel MATLAB©. Leur redressement a été effectué en calculant le plan des moindres carrés sur les zones libres de tout impact pour les échantillons grenaillés pendant 1 s et 7 s. Aucune zone n'étant libre d'impact sur les échantillons grenaillés pendant 20 min, le plan des moindres carrés a été

calculé, pour cette configuration, sur l'ensemble de la surface grenaillée. La rugosité a été calculée pour l'ensemble des surfaces. De plus, concernant les surfaces grenaillées pendant une seconde, une analyse des empreintes a été effectuée.

– Rugosité de surfaces

La rugosité de surface a été quantifiée sur l'ensemble des échantillons grenaillés à l'aide du coefficient R_a tel que :

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} |Z_i - \overline{Z_i}| \tag{2.3}$$

où N est le nombre d'acquisition, Z_i est la hauteur de la i-ème mesure et $\overline{Z_i}$ est la hauteur du plan des moindres carrés calculée à la position de la i-ème mesure. Le calcul du R_a a aussi été effectué sur les zones non-grenaillées des différents échantillons afin d'établir une valeur initiale moyenne de la rugosité.

– Analyse des empreintes

Cette analyse a pour objectif d'extraire des cartographies, le nombre d'empreintes et leur profondeur respective mais aussi la proportion de la surface qu'elles recouvrent sur l'ensemble de la surface totale traitée (appelée taux de recouvrement).

Le nombre d'empreintes a été obtenu de manière semi-automatique. Chaque empreinte a été déterminée visuellement. Puis la position de son centre a été calculée comme celle du minimum en Z dans un rayon de 25 µm. Sur les cartographies, des bourrelets autour de chaque empreinte sont observables. Ainsi, la profondeur d'empreinte est calculée comme la différence entre la hauteur maximum du bourrelet et celle du centre de l'empreinte (voir figure 2.6).

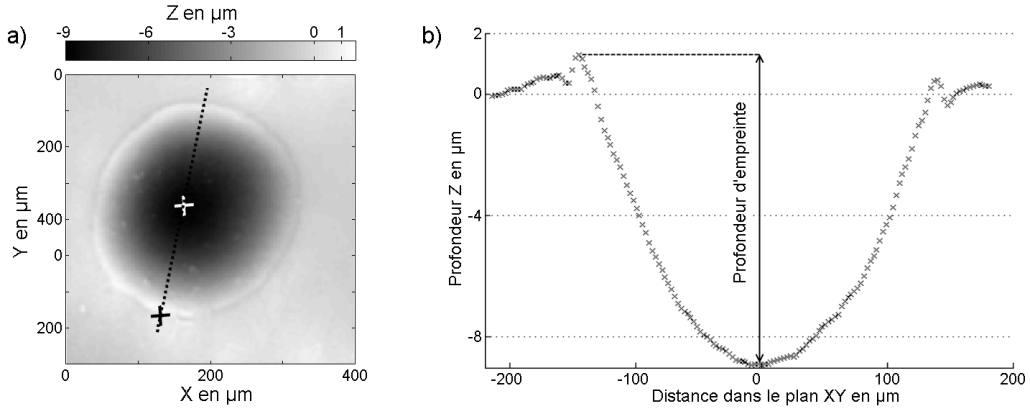


FIGURE 2.6 – a) Empreinte expérimentale ; le centre (croix blanche) et le bourrelet (une croix noire) sont localisés successivement. La ligne en pointillé permet de visualiser le profil d'empreinte b).

Dans cette étude, le taux de recouvrement est défini comme le ratio entre la surface recouverte par les empreintes, y compris leur bourrelet, sur la surface totale traitée. Celui-ci a été déterminé à l'aide d'un seuillage. La surface recouverte a été définie comme l'ensemble des mesures ayant une valeur absolue de Z supérieure à 1 µm.

2.1.7 Mesure de l'orientation cristalline par EBSD

Afin d'analyser l'effet de la quantité de billes sur l'évolution de la microstructure, plusieurs clichés EBSD ont été effectués sur une coupe en profondeur des échantillons grenaillés pendant 20 min. La découpe des échantillons et les mesures EBSD ont été réalisées au centre technique d'Areva au Creusot. Afin de conserver une notation cohérente avec l'orientation de la plaque de partition, les directions RD, TD et ND sont définies de la manière suivante :

- RD est la direction tangente à la surface grenaillée dans le plan d'analyse ;
- TD est la direction normale au plan d'analyse ;
- ND, dans le plan d'analyse, correspond à la direction de sollicitation du grenaillage.

Orientation cristalline

L'orientation cristalline est caractérisée par le changement de repère nécessaire pour passer du repère de l'échantillon ($\underline{x}_s$, $\underline{y}_s$, $\underline{z}_s$) au repère cristallin ($\underline{x}_c$, $\underline{y}_c$, $\underline{z}_c$) (figure 2.7.a). Dans cette partie, la notation de Bunge (φ_1, Φ, φ_2) sera utilisée (figure 2.7.b).

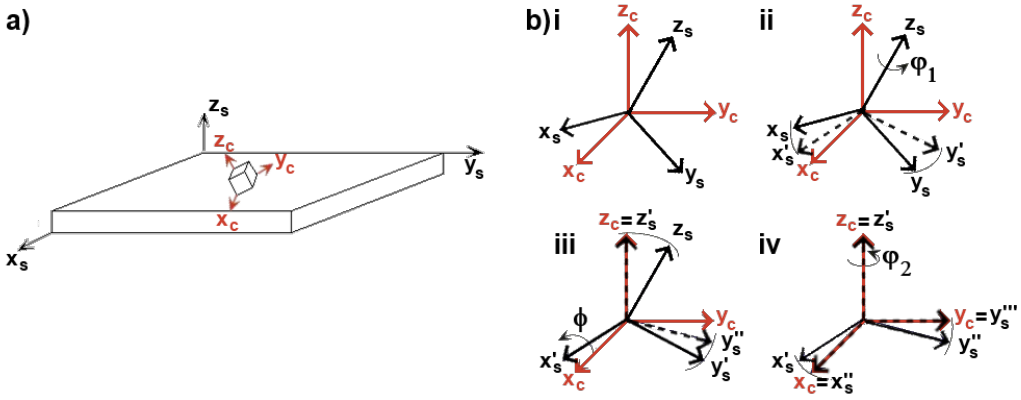


FIGURE 2.7 – a) Position relative du repère cristallin par rapport au repère de l'échantillon. b) Rotations successives (φ_1, Φ, φ_2) pour passer du repère de l'échantillon au repère cristallin.

Par ailleurs, la composition des trois rotations successives d'angle, φ_1, Φ et φ_2 est aussi une rotation $\underline{\underline{R}}$:

$$\underline{\underline{R}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi_1 & -\sin\varphi_1 & 0 \\ \sin\varphi_1 & \cos\varphi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\Phi & -\sin\Phi \\ 0 & \sin\Phi & \cos\Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi_2 & -\sin\varphi_2 & 0 \\ \sin\varphi_2 & \cos\varphi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

La rotation $\underline{\underline{R}}$ possède aussi un angle de rotation de ω qui peut s'évaluer en utilisant la relation suivante :

$$\mathrm{Tr}\,\underline{\underline{R}} = 1 + 2\cos\omega \tag{2.5}$$

ω est donc la valeur de l'angle de rotation qui permet de passer du repère macroscopique de l'échantillon à celui local du cristal. L'axe de rotation n'est alors plus un des trois axes du repère macroscopique.

Calcul de la désorientation

Il est possible de définir un angle de rotation pour passer d'un repère cristallin d'un point de mesure A à celui d'un point de mesure B. Cet angle noté $\omega(A, B)$ est la distance angulaire entre le repère A et le repère B. Il est aussi appelé désorientation de A par rapport à B. Pour le calculer, il suffit de partir des matrices de rotation $\underline{\underline{R}}_A$ (respectivement $\underline{\underline{R}}_B$) permettant de passer du repère macroscopique de l'échantillon au repère cristallographique mesuré au point A (respectivement B). $\underline{\underline{R}}_A^{-1}\underline{\underline{R}}_B = \underline{\underline{R}}_A^T\underline{\underline{R}}_B$ est donc la matrice de rotation passant du repère cristallographique du point A au repère cristallographique du point B. l'équation 2.5 permet alors d'écrire :

$$\omega(A, B) = \left|\arccos\left(\frac{Tr(\underline{\underline{R}}_A^T\underline{\underline{R}}_B) - 1}{2}\right)\right| \tag{2.6}$$

Principe de l'EBSD

L'EBSD pour Electron BackScattered Diffraction (soit en français diffraction d'électrons rétrodiffusés) est une technique permettant d'effectuer une mesure locale de l'orientation cristalline. Elle est effectuée à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) équipé d'un détecteur EBSD, à savoir un ou plusieurs écrans phosphorescents, un objectif compact et une caméra CCD à faible lumière. Un faisceau d'électrons d'une longueur d'onde λ est émis sur un point du matériau à analyser. Les électrons pénétrant dans l'échantillon se diffusent dans le matériau dans toutes les directions. Parmi ces électrons, seuls ceux se trouvant dans les conditions de Bragg avec un plan cristallin du réseau sont diffractés, c'est-à-dire :

$$\lambda = 2d\sin\theta_B \tag{2.7}$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau incident, d la distance inter-réticulaire des plans cristallographiques diffractant et θ_B l'angle de Bragg c'est-à-dire l'angle entre le faisceau incident et le plan diffractant.

Pour chaque famille de plans diffractants, l'ensemble des électrons diffractés forme une paire de cônes de diffraction dont l'axe est normal au plan diffractant. L'intersection des cônes de diffraction avec le capteur donne les lignes de Kikuchi (figure 2.8.a). L'ensemble des lignes produites par les différentes familles de plans produit un cliché de diffraction (2.8.b). Si le cliché est de suffisamment bonne qualité, il est possible d'extraire l'orientation cristalline de l'échantillon au point observé en analysant la position des intersections des lignes. Le point analysé est alors dit indexé.

La qualité d'un cliché dépend à la fois de l'intensité des électrons diffractés, de l'état de surface de l'échantillon mais aussi de la taille du spot (i.e. la zone irradiée). De plus, si le spot tombe sur un joint de grain, le cliché va superposer les lignes de Kikuchi issues de plusieurs orientations cristallines ce qui empêchera l'indexation du point analysé. Par ailleurs, l'échantillon doit être incliné d'un angle d'environ 70° par rapport au faisceau incident afin d'obtenir une intensité optimale d'électrons diffractés. Les mesures d'orientation sont réitérées autant de fois que nécessaire afin de balayer la surface souhaitée. Pour plus de détail sur le principe de l'analyse EBSD, le lecteur peut se référer à [194].

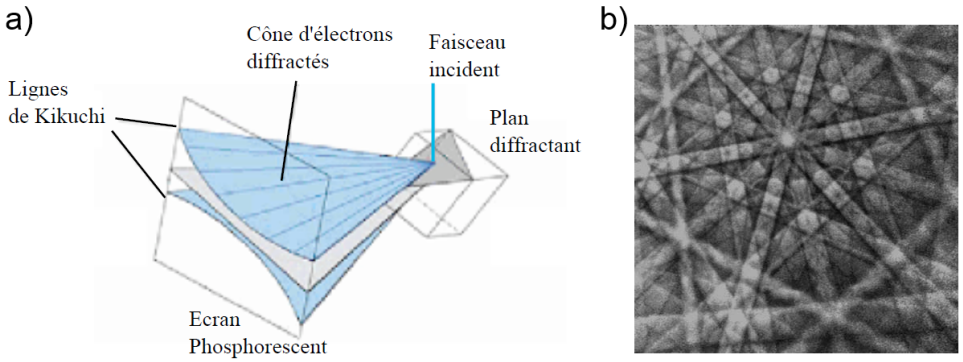


FIGURE 2.8 – D'après [194], a) schéma de principe de la diffraction d'électrons sur un plan cristallin avec la formation des lignes de Kikuchi et b) cliché de diffraction obtenu lors d'une acquisition EBSD.

Préparation des échantillons

Les échantillons ont été prélevés à l'aide d'une microtronçonneuse (modèle MECATOM T210). Ils mesurent 5 mm d'épaisseur, 15 mm de longueur et 14 mm de largeur le long du côté grenaillé (figure 2.9.a). Les échantillons ont ensuite été enrobés à chaud avec une résine conductrice de carbone (figure 2.9.b et .c) afin de faciliter le polissage des surfaces. Celui a été réalisé manuellement au papier SiC suivant une gamme allant jusqu'à #1200 puis par polissage automatique à l'aide de suspensions diamantées de 6 à 1 µm. La finition a été effectuée sur une table vibrante pendant une nuit à la silice colloïdale avec une granulométrie de 0.04 µm.

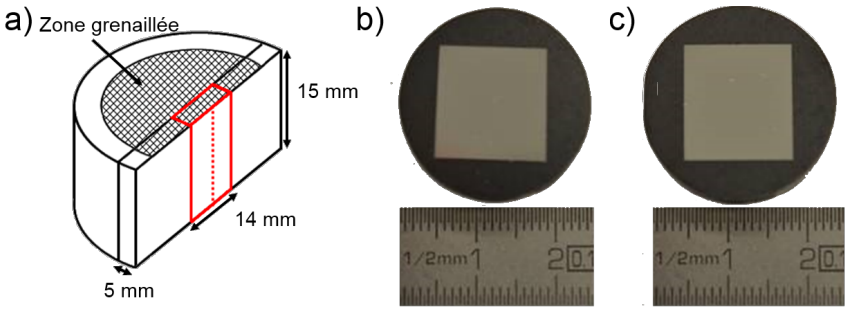


FIGURE 2.9 – a) Schéma de découpe des échantillons EBSD. Photographies des enrobages contenant les échantillons grenaillés avec b) 156 billes et c) 312 billes.

Paramètres d'acquisition

Les analyses EBSD ont été effectuées avec un MEG FEG LEO 1530 sous une tension d'accélération de 20 kV sur une zone contenant la surface grenaillée. Pour notre étude, les acquisitions ont été réalisées avec un faible grandissement et un pas d'analyse de 1 µm pour une zone d'environ 500×500 µm^2 en utilisant une caméra de type DIGIVIEW. Un cliché a aussi été effectué sur un échantillon vierge dans les mêmes conditions mais sur une surface plus importante d'environ 900×900 µm^2.

Figure de pôles inverses

Les figures de pôles inverses ont été tracées dans les trois directions pour l'échantillon non grenaillé et l'échantillon grenaillé avec 156 et 312 billes. Pour cela, les fonctions de densité d'orientation (*odf*) ont été estimées à l'aide d'une routine MATLAB© à partir des clichés EBSD. La méthode utilisée est celle de Parzen-Rozenblatt [166]. Cette méthode est une généralisation de la méthode d'estimation d'une fonction de densité par histogramme.

Dans le cas d'un ensemble $\mathscr{N}$ de N mesures dans $\mathbb{R}$, la méthode par histogramme consiste à estimer la distribution de ces mesures par la fonction :

$$f(x) = \frac{1}{N\,h}\,\text{Cardinal}\,\{x_i \in \mathscr{N}, x_i \in [x - h/2, x + h/2]\} \tag{2.8}$$

où h est la taille de la fenêtre, c'est-à-dire la longueur de l'intervalle centré sur x où le nombre de mesure x_i est compté. La fonction de densité f peut aussi s'écrire de la manière suivante :

$$f(x) = \frac{1}{N\,h}\sum_{i=1}^{N}\delta_{[-0.5,0.5]}\left(\frac{x - x_i}{h}\right) \tag{2.9}$$

où $\delta_{[-0.5,0.5]}(y) = 1$ si $y \in [-0.5, 0.5]$ et 0 sinon. $\delta_{[-0.5,0.5]}$ est un noyau à savoir une fonction paire avec une intégrale sur $\mathbb{R}$ valant 1. Cette méthode d'estimation de densité de fonction est toujours valable quel que soit le noyau utilisé [2].

Dans le cas de la méthode de Parzen-Rozenblatt, la fonction de densité d'orientation (*odf*) est estimée de la manière suivante :

$$odf(x) = \frac{1}{N\,h}\sum_{i=1}^{N}K\left(\frac{\omega(x, x_i)}{h}\right) \tag{2.10}$$

avec N le nombre mesure d'orientation, h la fenêtre, K le noyau et x_i la i-ème mesure d'orientation. $\omega(x, x_i)$ est la désorientation de x_i par rapport à x. Le noyau K a été choisi comme la densité de la fonction gaussienne normalisée. La taille de la fenêtre h a été fixée à 5°.

Reconstruction des grains

Les cartographies EBSD ont ensuite été traitées à l'aide du module Mtex du logiciel MATLAB©. La reconstruction des grains à partir des clichés EBSD a été réalisée à l'aide d'une méthode de seuillage. Une désorientation minimale de 15° entre les pixels voisins a été fixée pour identifier les joints de grains. Dans cette analyse, les macles sont donc considérées comme des joints de grain. Les points non indexés et ont été retirés de l'analyse. Le diamètre d'un grain a été calculé comme étant celui d'un cercle couvrant une surface identique.

Cartographie Kernal Average Misorientation (KAM)

Afin de mesurer localement dans chacun des grains la déformation du réseau, des cartographies KAM ont été réalisées. Pour chaque pixel x, la désorientation spatiale moyenne avec ses voisins est calculée de la manière suivante :

$$KAM(x) = \frac{1}{N_V} \sum_{i=1}^{N_V} \omega(x, i) \tag{2.11}$$

où N_V est le nombre de voisins i considérés. Dans notre étude, les voisins (au nombre de 6 pour les pixels hexagonaux issus des microstructures expérimentales) seront ceux ayant une distance de 2 µm avec le pixel considéré. Afin de séparer la désorientation locale au sein d'un grain de celle due à la présence d'un joint ou sous-joint de grain, l'ensemble des voisins i est réduit à ceux ayant un $\omega(x, i)$ inférieur à 5 degrés ([194] §9.3.2).

2.1.8 Nanoindentation

Matériel

La nanoindentation est une technique d'indentation permettant d'accéder aux caractéristiques mécaniques du matériau à l'échelle microscopique. La méthode consiste à enfoncer une pointe extrêmement rigide, le plus souvent en diamant, avec un déplacement (ou une force) contrôlé dans la zone choisie de l'échantillon. En supposant le matériau homogène, la dureté est calculée comme étant la force appliquée par l'indenteur divisée par l'aire de contact. Le module d'Young, quant à lui, peut être calculé à l'aide des équations d'Oliver et Pharr [161] :

$$S = \beta \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_r \sqrt{A} \tag{2.12}$$

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu_0^2}{E_0} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \tag{2.13}$$

où S est la raideur de contact, A l'aire de contact et E_i (E_0) et ν_i (ν_0) le module d'Young et le coefficient de Poisson de l'indenteur (respectivement de l'échantillon). β est le facteur de forme qui permet de tenir compte de la géométrie de l'indenteur.

La raideur de contact s'obtient comme la pente de la partie linéaire de la décharge de la courbe force/déplacement issue de l'essai de nanoindentation. L'aire de contact résulte aussi de l'analyse de cette même courbe mais dépend de la forme de l'indenteur, ce qui nécessite un calibrage au préalable de la pointe.

Protocole

La nanoindentation a été réalisée à l'aide d'un nanoindenteur commercial (Agilent Nanoindenter G200, ScienTec, les Ulis, France) sur les échantillons issus des analyses EBSD (cf section 2.1.7). Un échantillon de silice fondue a été utilisé pour calibrer le contact avec la pointe Berkovich en diamant. Ensuite, les points d'indentation ont été réalisés en suivant le schéma de la figure 2.10. Sur la surface perpendiculaire à la surface grenaillée,

deux zones ont été définies afin de suivre au mieux l'évolution des propriétés mécaniques en extrême surface. Dans la zone 1, comprise entre la surface grenaillée et 194 µm de profondeur, une indentation a été réalisée tous les micromètres. Afin d'éviter les perturbations entre les différentes mesures, les indentations ont été disposées sur 5 colonnes, chacune espacée de 5 µm. Dans la zone 2, située au-delà de 194 µm de profondeur, 60 indentations ont été effectuées sur une seule colonne tous les 50 µm, car en s'éloignant de la surface, les propriétés mécaniques sont moins affectées par le grenaillage.

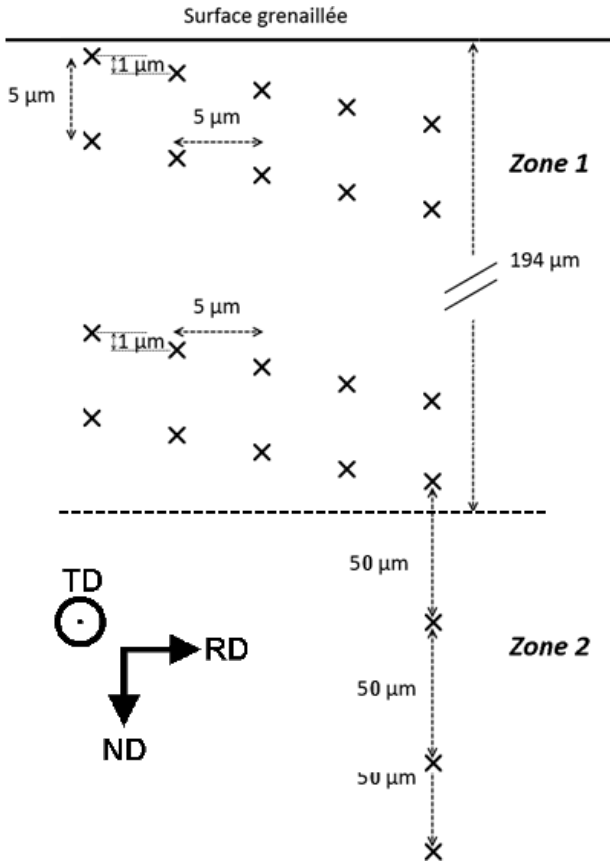


FIGURE 2.10 – Disposition des indentations, symbolisées par ×.

Toutes les indentations ont été effectuées avec une vitesse de déformation constante de 0.05 s^{-1} et une profondeur maximale de 200 nm. Le module d'Young et la dureté ont été calculés en continu tout au long du chargement grâce à la méthode CSM (Continuous Stiffness Measurement) [161]. Celle-ci utilise les équations 2.12, 2.13 et considère un comportement élastique linéaire et isotrope du matériau. Le module d'Young et le coefficient de Poisson de la pointe était de $\nu_i = 0.07$ et $E_i = 1131$ GPa. Le coefficient de Poisson de l'échantillon a été fixé à 0.3.

Pour chaque indentation, la dureté et le module d'Young tracés en fonction de la pénétration de l'indenteur forment un plateau à partir de 50 nm. Ainsi, les valeurs retenues pour chaque indentation sont les moyennes calculées sur la profondeur de pénétration allant de 50 nm à 190 nm.

2.1.9 Tests comparatifs

Afin de comparer les deux configurations de grenaillage, le test de Mann-Whitney [76] a été effectué sur les différentes distributions obtenues (profondeurs d'impacts, tailles de grains). Les résultats sont alors considérés comme significativement différents si le test donne un $p < 0.05$.

Par ailleurs, l'écart entre deux courbes f et g (courbes de traction, profil KAM, ect.) est évalué comme la racine carrée de la moyenne des écarts au carré, soit :

$$d(f,g) = \sqrt{\frac{1}{b-a}\int_a^b \left(f(x) - g(x)\right)^2 dx} \tag{2.14}$$

où a et b sont les bornes à l'intérieur desquelles la distance entre les courbes est évaluée.

2.2 Résultats

2.2.1 Caractérisation des échantillons non-grenaillés

Essai de traction

Le tableau 2.2 récapitule les principales caractéristiques mécaniques du matériau mesurées durant les essais de traction. Le module d'Young E varie fortement d'un échantillon à l'autre, y compris pour deux essais effectués dans la même direction. En effet, l'écart-type des 6 essais atteint 30% du module d'Young moyen. Par ailleurs, les essais effectués dans la direction ND présentent un module d'Young sensiblement plus faible.

Direction de traction	E en GPa	ν	$Re_{0.2}$ en MPa	Rp_1 en MPa	Rm en MPa	Défor. à Rm en %
RD, 1er essai	276	0.27	329	368	668	0.38
RD, 2e essai	260	0.30	352	388	691	0.35
ND, 1er essai	170	0.26	328	367	662	0.37
ND, 2e essai	124	0.34	356	394	688	0.34
TD, 1er essai	244	0.27	338	374	668	0.39
TD, 2e essai	178	0.31	380	416	712	0.35
Moyenne	209	0.29	347	385	681	0.36

TABLE 2.2 – Propriétés mécaniques de l'INCONEL690 issues des essais de traction.

Néanmoins, concernant le comportement plastique, les valeurs de $Re_{0.2}$, Rp_1 et Rm présentent un écart-type inférieur à 6% de leur valeur moyenne respective. En effet, les courbes obtenues dans les trois directions (figure 2.11) sont presque confondues. L'écart deux à deux entre ces courbes, calculée sur la portion allant de 3% à 30% de déformation, est toujours inférieur à 8 MPa. Le comportement mécanique macroscopique du matériau peut être considéré isotrope.

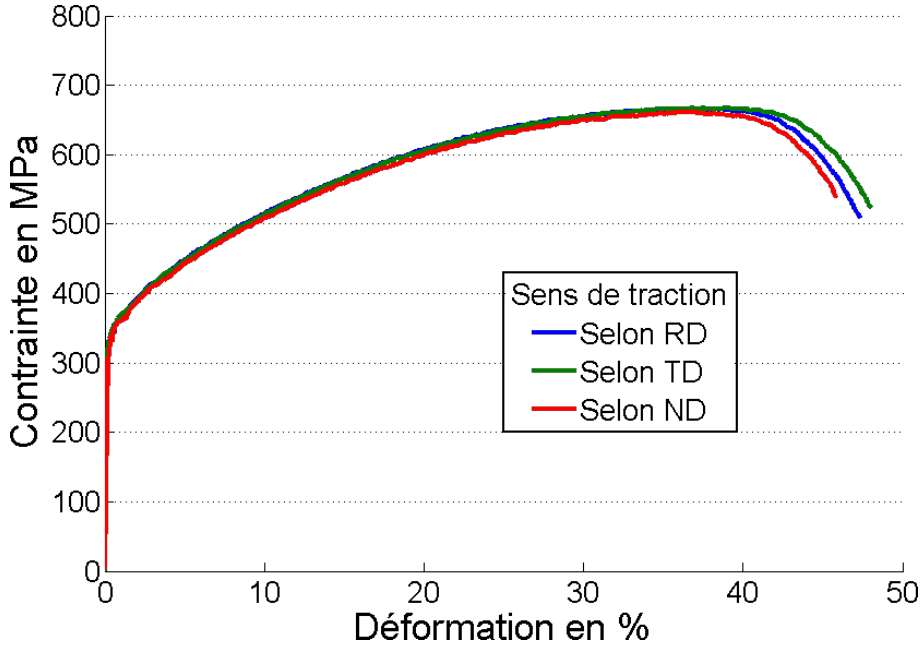


FIGURE 2.11 – Courbes de traction effectuées sur trois échantillons prélevés dans les trois directions de la plaque.

Par ailleurs, les valeurs moyennes de $Re_{0.2}$, Rp_1 et Rm sont en accord avec celles trouvées dans la littérature que cela soit pour des essais de traction [227]. ou de compression [122]. Les courbes obtenues en traction sont donc considérées comme représentative du comportement macroscopique de l'INCONEL690.

Analyse chimique de l'INCONEL690

La composition chimique du matériau obtenue par spectrométrie d'émission optique à source étincelle est présentée sur le tableau 2.3. Les principaux éléments sont dans l'ordre d'importance, le nickel (Ni), le chrome (Cr) et le fer (Fe). Ils représentent à eux trois plus de 98% de la masse du matériau.

C	Si	Ma	P	S	**Cr**	Mo	**Ni**	Al	Co	Cu	Nb	Ti	**Fe**
0.03	0.26	0.29	0.01	0.001	**29.16**	0.01	**59.4**	0.26	0.04	< 0.01	< 0.01	0.31	**10.23**

TABLE 2.3 – Composition chimique de l'INCONEL690 en % massique.

La composition chimique du matériau obtenue est conforme à la composition nominale du matériau [158] et est en accord avec celles trouvées dans la littérature [227, 71, 98, 165].

Analyse de la microstructure par EBSD

La taille de grains et la texture du matériau d'un échantillon non-grenaillé ont été définies à partir du cliché EBSD (figure 2.12). L'échantillon provient de la même plaque de partition que celle utilisée pour extraire les échantillons prévus pour le grenaillage. Le cliché EBSD a été découpé en 9 domaines disjoints matérialisés sur la figure 2.12 de 300×300 µm chacun.

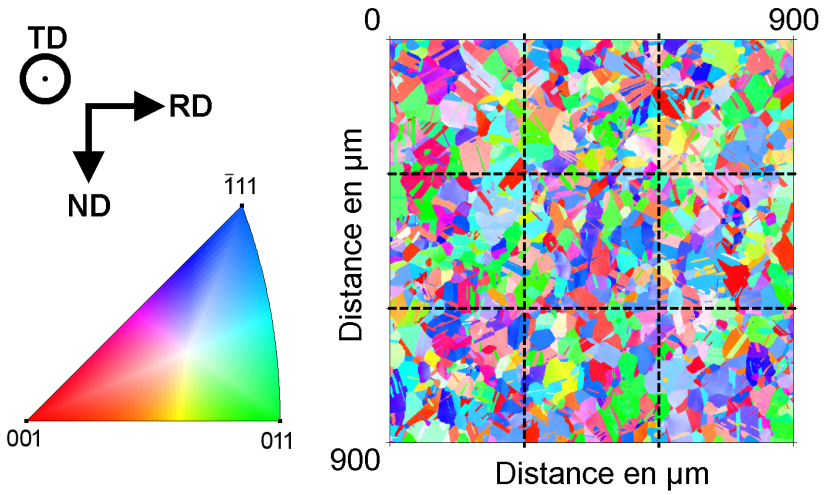


FIGURE 2.12 – Cartographie d'orientations cristallographiques à faible grandissement avec un pas d'analyse de 1 µm suivant l'axe RD pour un échantillon non grenaillé subdivisé en 9 domaines disjoints.

– Taille des grains

La taille moyenne des grains a été calculée sur chacun des neuf domaines afin d'observer la variabilité de la mesure. Le diamètre moyen des grains de l'échantillon non-grenaillé varie de 18.3 µm à 21.3 µm suivant les fenêtres d'analyse. Il vaut 19.5 µm lorsqu'il est calculé sur l'ensemble du cliché.

– Texture de l'échantillon

La texture du matériau non-grenaillé, calculée à partir du cliché EBSD, est représentée sur les figures de pôles inverses 2.13. Celles-ci montrent que le matériau présente une texture pratiquement isotrope avec une fonction de densité d'orientation allant de 0.7 à 1.1.

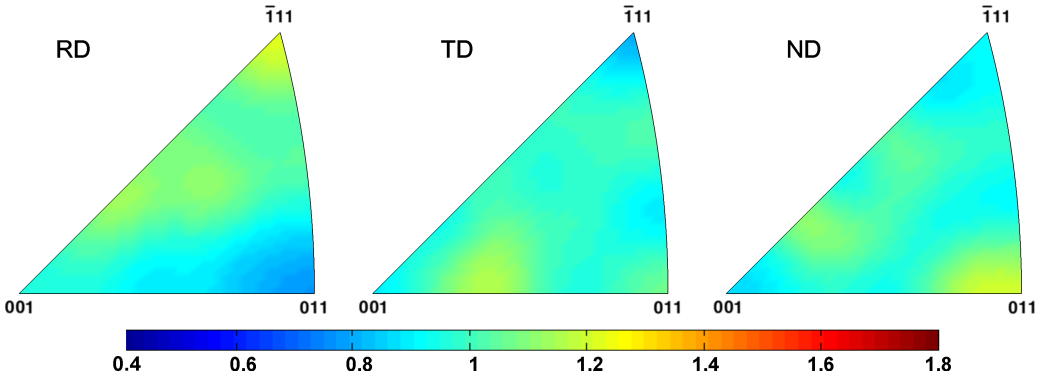


FIGURE 2.13 – Figures de pôles inverses pour les 3 directions de l'échantillon non-grenaillé.

2.2.2 Effet de la durée de grenaillage sur la rugosité de surface

Les figures 2.14, 2.15 et 2.16 présentent respectivement la topographie des surfaces grenaillées pendant 1 s, 7 s et 20 min.

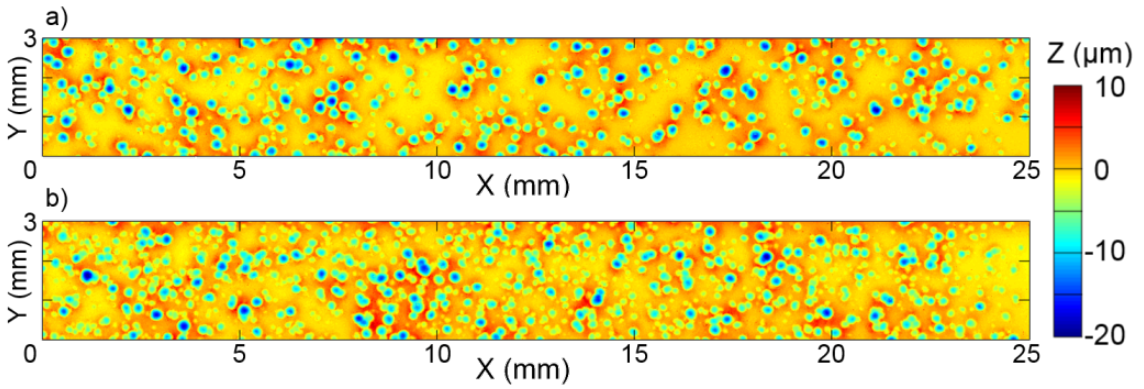


FIGURE 2.14 – Cartographies de la surface des échantillons grenaillés pendant 1 s avec a) 156 billes et b) 312 billes.

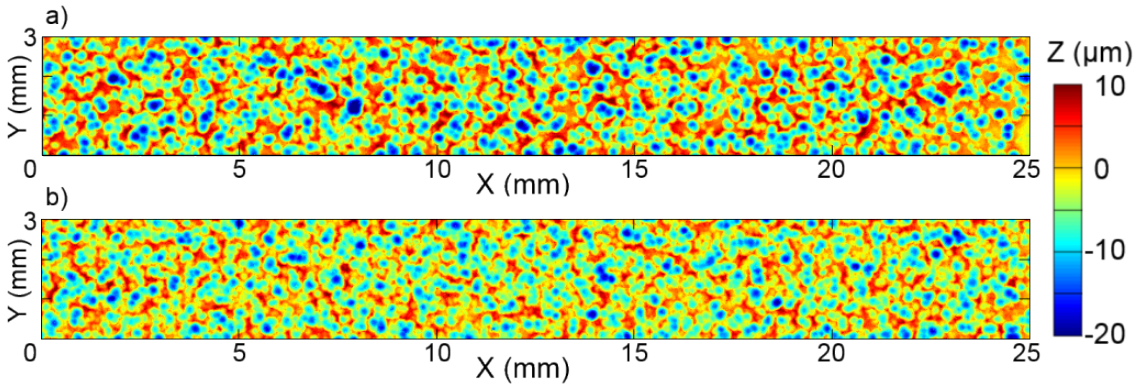


FIGURE 2.15 – Cartographies de la surface des échantillons grenaillés pendant 7 s avec a) 156 billes et b) 312 billes.

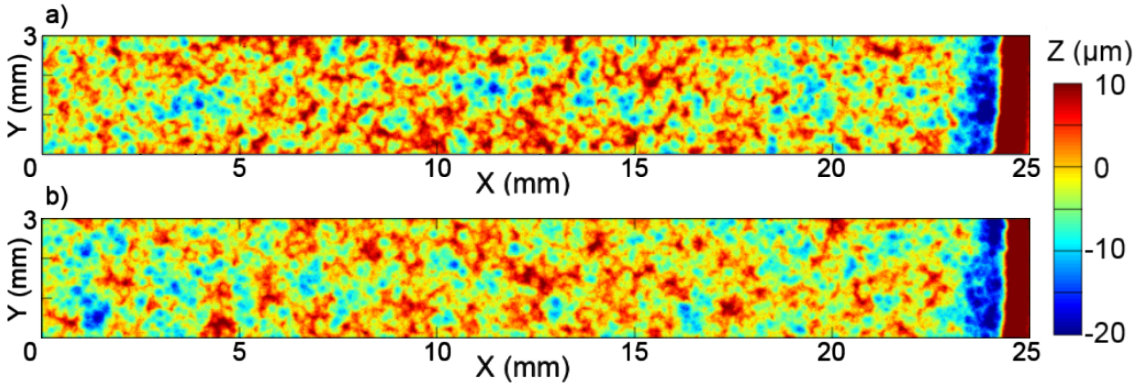


FIGURE 2.16 – Cartographies de la surface des échantillons grenaillés pendant 20 min avec a) 156 billes et b) 312 billes.

Le R_a, calculé à partir de ces cartographies est présenté dans le tableau 2.4. Les valeurs après 7 s de grenaillage sont nettement plus élevées qu'après 1 s. Cependant, après 20 min, le R_a a sensiblement diminué passant de 4.8 µm à 3.7 µm pour le grenaillage avec 156 billes et de 4 µm à 3.5 µm pour le grenaillage avec 312 billes. Aucune différence significative n'a pu être établie entre les deux configurations de grenaillage (156 et 312 billes).

Durée de grenaillage	**Coefficient R_a en µm**		
	Initial	156 billes	312 billes
1 s		2.2	2.4
7 s	0.2	4.8	4.0
20 min		3.7	3.5

TABLE 2.4 – Mesures du coefficient de rugosité R_a sur chacune des surfaces grenaillées.

Les valeurs de R_a obtenues sont du même ordre que celles trouvées par Mordyuk et al. [150] qui obtiennent entre 2 et 3 µm pour le traitement d'un échantillon d'acier 316L et plus récemment par Taro et al. [211] pour de l'INCONEL600 grenaillé dans des conditions similaires à notre configuration. L'augmentation de la rugosité dans les premières secondes de grenaillage puis sa diminution suite à une exposition plus longue a par ailleurs été observée par Marteau et al. [139].

2.2.3 Analyse des empreintes des surfaces grenaillées pendant 1 s

Nombre d'empreintes et profondeur

527 empreintes ont été identifiées sur l'échantillon grenaillé avec 156 billes contre 913 pour celui grenaillé avec 312 billes. La distribution de la profondeur des empreintes pour les deux configurations est tracée sur la figure 2.17. Dans les deux cas, les profondeurs les plus fréquentes sont de l'ordre de 5 µm. D'autre part, le nombre d'empreintes d'une profondeur supérieure à 12 µm est très peu affecté par le nombre de billes utilisées. Néanmoins, le doublement du nombre de billes induit une forte augmentation du nombre d'empreintes de profondeur inférieure à 10 µm.

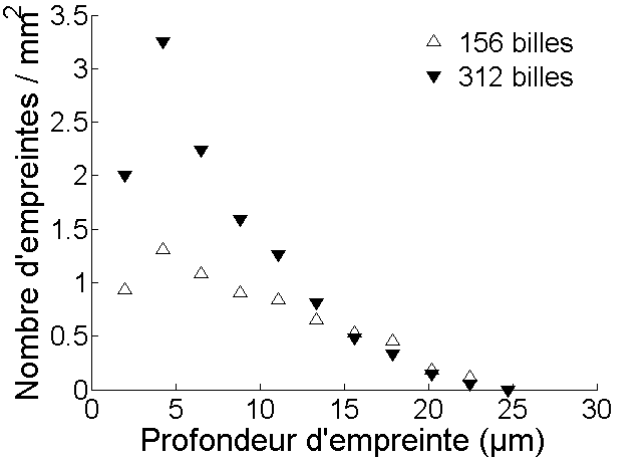


FIGURE 2.17 – Nombre d'empreintes par mm^2 en fonction de leur profondeur.

En synthèse, le passage de 156 billes à 312 billes augmente le nombre d'empreintes de 70% mais fait chuter significativement la profondeur moyenne des empreintes de 20%.

Taux de recouvrement

Le taux de recouvrement passe de 58% à 64% lorsque l'on passe de 156 à 312 billes, ce qui représente une augmentation de 10%. Cette faible augmentation s'explique par le fait que l'augmentation du nombre d'empreintes est couplée avec la diminution de leur profondeur et donc de leur diamètre. Ainsi une empreinte obtenue dans la configuration avec 156 billes engendre, en moyenne, une augmentation plus forte du recouvrement que celle obtenue avec 312 billes.

2.2.4 Analyse sous une empreinte spécifique

Sur l'échantillon grenaillé pendant 1 s avec 156 billes, une empreinte isolée et relativement sphérique a été identifiée (figure 2.18). Une coupe de l'échantillon a donc été effectuée afin de prendre un cliché EBSD et de réaliser un profil de nanoindentation sous l'empreinte.

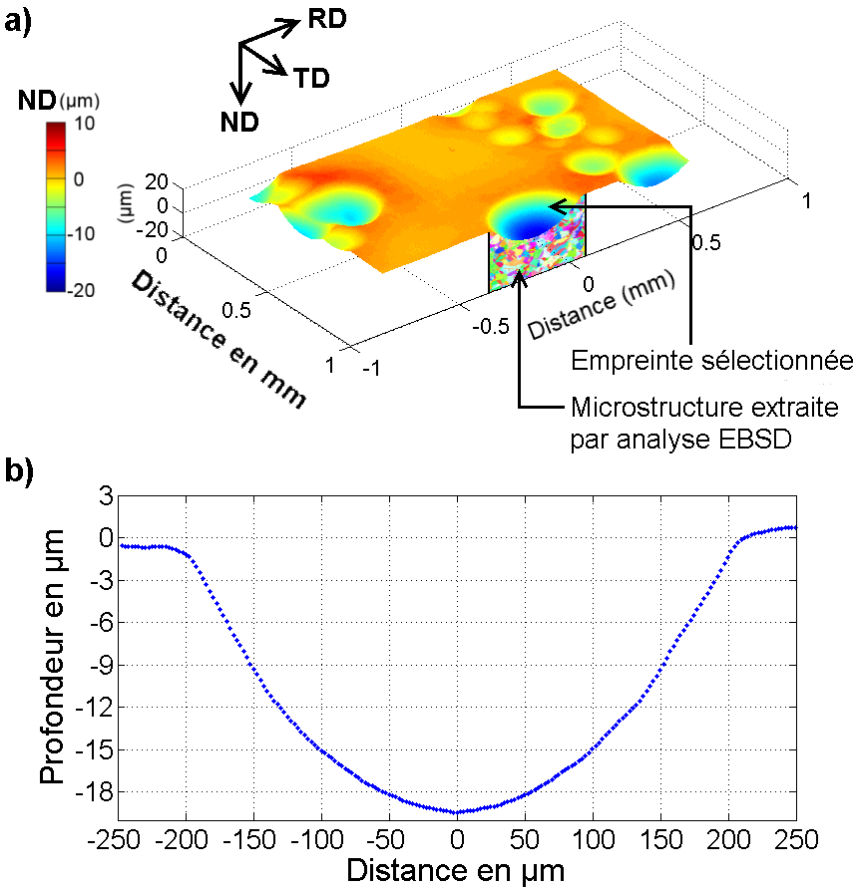


FIGURE 2.18 – a) Cartographie locale de la surface de l'échantillon grenaillé pendant 1 s avec 156 billes. b) Profil de l'empreinte le long de l'axe *RD* avant la coupe.

Analyse EBSD

Une cartographie d'orientation ainsi qu'une cartographie KAM sont présentées sur la figure 2.19. Proche de la surface, le KAM est plus important au bord de l'empreinte, atteignant des valeurs autour de 2 degrés, qu'en son centre où la désorientation retombe aux valeurs obtenues loin de l'empreinte. Dans les régions les plus affectées, la désorientation se localise surtout près des joints de grains et des macles.

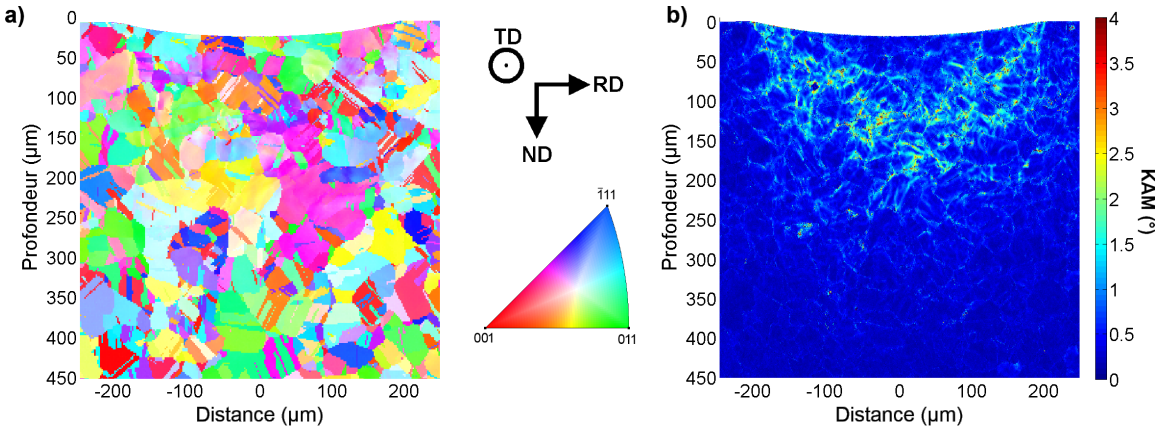


FIGURE 2.19 – Cartographie a) d'orientation et b) KAM sous l'empreinte.

La figure 2.20 présente le profil en profondeur du KAM. A 125 µm de profondeur, le profil atteint un pic de 1.3 degrés. Au-delà de 300 µm de profondeur, les valeurs stagnent autour de 0.2 degrés. Cette valeur résulte de la précision de la mesure EBSD (autour de 0.5 degrés [194]). Du fait de l'erreur de mesure, la désorientation entre deux pixels supposés avoir la même orientation varie donc entre 0 et 0.4 degrés. En travaillant sur un grand nombre de point, la valeur moyenne de désorientation due à l'erreur de mesure converge donc autour 0.2 degrés. Par la suite, ce décalage de 0.2 degrés sera retiré à chacun des profils moyens KAM obtenu à partir de l'expérience.

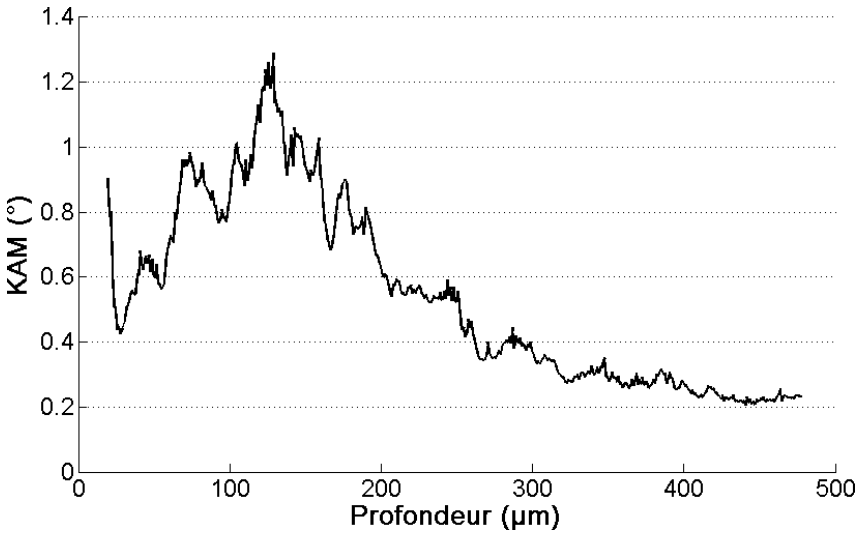


FIGURE 2.20 – Profil moyen du KAM dans l'axe de l'empreinte. A chaque profondeur, un KAM moyen est calculé à partir des pixels distants de moins de 100 µm de l'axe.

Enfin, la texture correspondant au cliché EBSD effectué sous l'empreinte est présentée sur la figure 2.21. Celle-ci est relativement isotrope à l'exception notable de l'axe TD dont la concentration sur l'axe $\bar{1}11$ dépasse les 1.6. Cette anisotropie peut s'expliquer par la taille du cliché trop petite pour obtenir une texture représentative. En effet, les études numériques montreront qu'un seul impact ne peut pas expliquer un fort changement de texture (voir section 4.4.7).

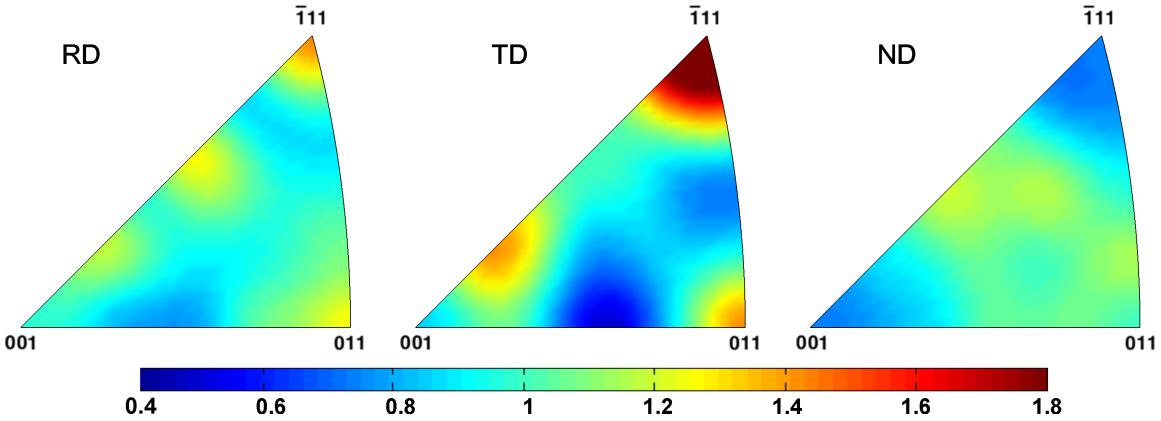


FIGURE 2.21 – Figures de pôles inverses pour les 3 directions correspondant au cliché ESBD effectué sous l'empreinte.

Profil de nanoindentation

La figure 2.22 présente le profil de dureté réalisé le long de l'axe de l'empreinte.

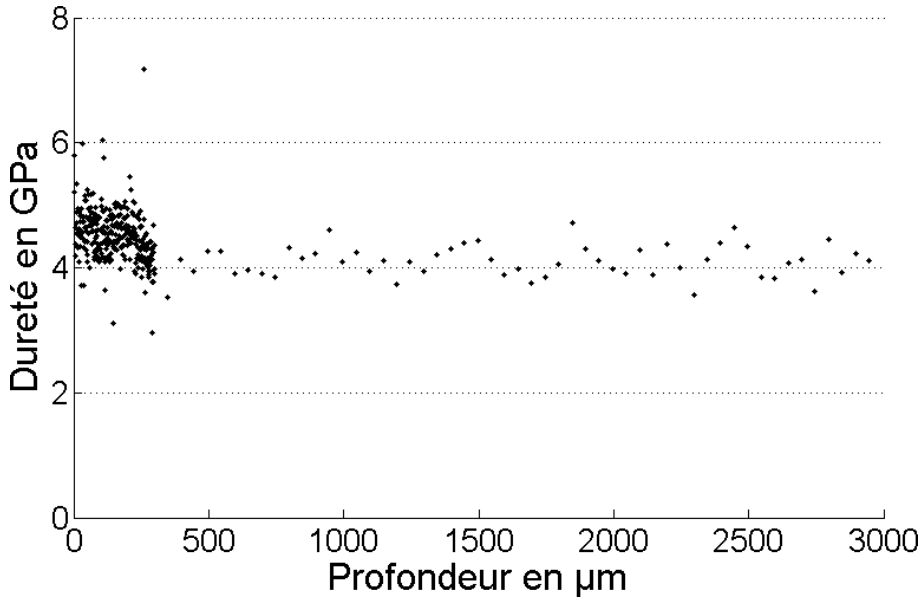


FIGURE 2.22 – Profil de dureté sous l'empreinte sur 3000 µm de profondeur.

Afin de mieux visualiser la tendance et lorsque le nombre de mesures le permet, une valeur moyenne a été calculée tous les 10 µm de profondeur. Cette dureté moyenne a ainsi été tracée sur la figure 2.23.

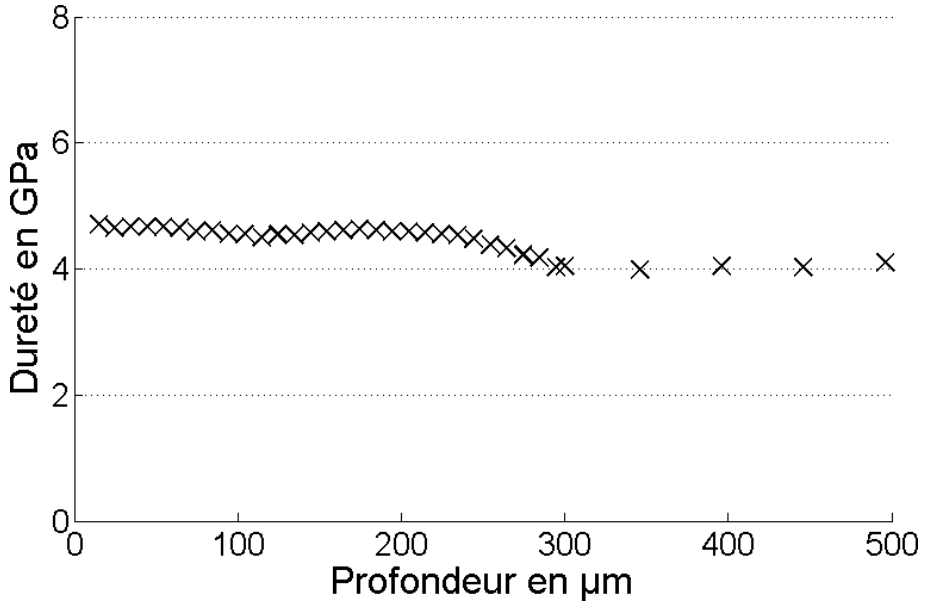


FIGURE 2.23 – Profil moyen de dureté sous l'empreinte calculé sur des intervalles de 10 µm de profondeur.

Ce profil présente 2 plateaux. De la surface jusqu'à 240 µm de profondeur, la dureté vaut en moyenne 4.5 GPa. Au-delà 300 µm de profondeur la dureté stagne à 4 GPa. L'effet de l'impact à l'origine de l'empreinte analysée sur le matériau est donc modéré en ce qui concerne la dureté, avec une augmentation en surface de 12%.

2.2.5 Analyse des échantillons grenaillés 20 min

Analyse EBSD

Les clichés EBSD (figure 2.24) des échantillons grenaillés pendant 20 min permettent de voir l'effet du grenaillage sur la microstructure du matériau. Trois domaines A, B et C sont identifiables sur les échantillons grenaillés :

- Le domaine A, proche de la surface grenaillée, est fortement écroui. De nombreux pixels issus de l'analyse EBSD ne sont pas indexés ou possèdent un indice de confiance inférieur à 0.6 ce qui empêche d'accéder à une information fiable.
- Le domaine B est moins écroui mais demeure affecté par le grenaillage. La plupart des grains présente une dispersion d'orientation importante.
- Le domaine C présente une microstructure qui ne semble pas être affectée par le grenaillage.

Le domaine A est nettement plus important sur l'échantillon grenaillé avec 156 billes que sur celui grenaillé avec 312 billes. Au-delà de 300 µm de profondeur, la microstructure du matériau ne semble plus être affectée par le grenaillage, quel que soit le nombre de billes utilisées.

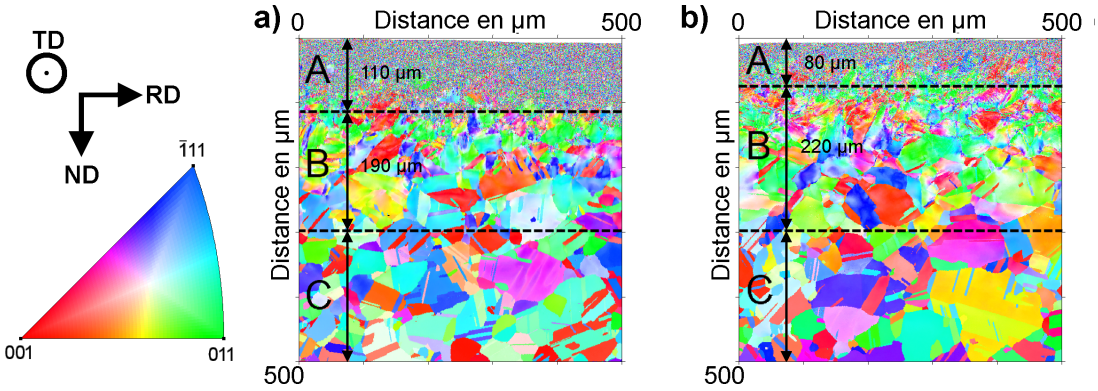


FIGURE 2.24 – Cartographies d'orientations cristallographiques à faible grandissement avec un pas d'analyse de 1 µm suivant l'axe RD pour a) un échantillon grenaillé avec 156 billes et b) avec 312 billes chacune subdivisée en trois domaines A, B et C.

– Cartographies KAM

Les cartographies KAM (figure 2.25) correspondant aux clichées EBSD des échantillons grenaillés 20 min confirment l'observation qualitative effectuée pour définir les domaines A, B et C. En effet, dans le domaine A, la majorité des points n'a pas d'indice de confiance suffisamment élevé pour définir de manière fiable un KAM. Le domaine B présente un KAM élevé qui décroit avec la profondeur. Le domaine C présente un KAM relativement constant inférieur à 0.5. Ces observations sont en accord avec diverses études de la littérature [215, 171] où la profondeur affectée varie entre 200 et 300 µm.

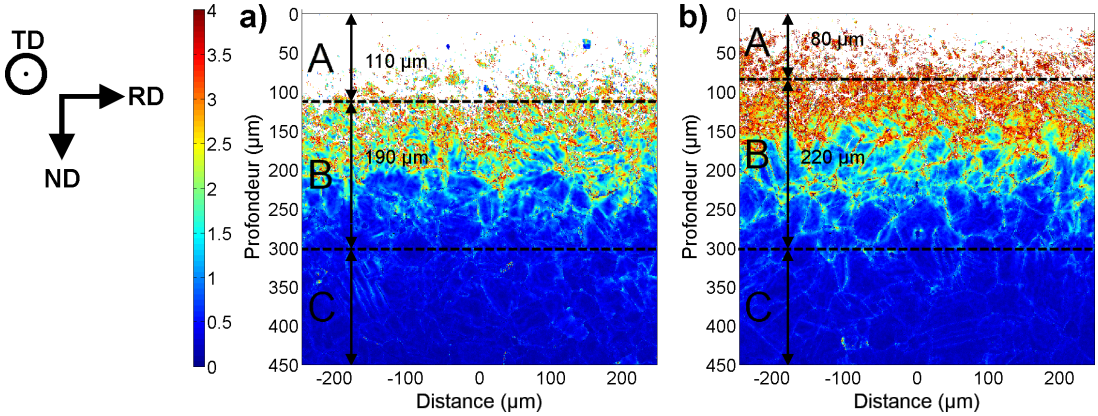


FIGURE 2.25 – Cartographies KAM a) un échantillon grenaillé avec 156 billes et b) avec 312 billes.

Le profil KAM selon l'axe ND, moyenné selon l'axe RD, montre une différence entre les deux configurations de grenaillage (figure 2.26). La configuration avec 156 billes présente un KAM maximum plus faible que la configuration avec 312 billes. Néanmoins, le maximum atteint pour la configuration avec 312 billes se situe à une profondeur où, dans la configuration avec 156 billes, le KAM n'est pas défini. Après 150 µm de profondeur, les profils associés aux deux configurations se superposent. Au-delà de 300 µm de profondeur, le KAM est relativement constant et passe en dessous de 0.5°

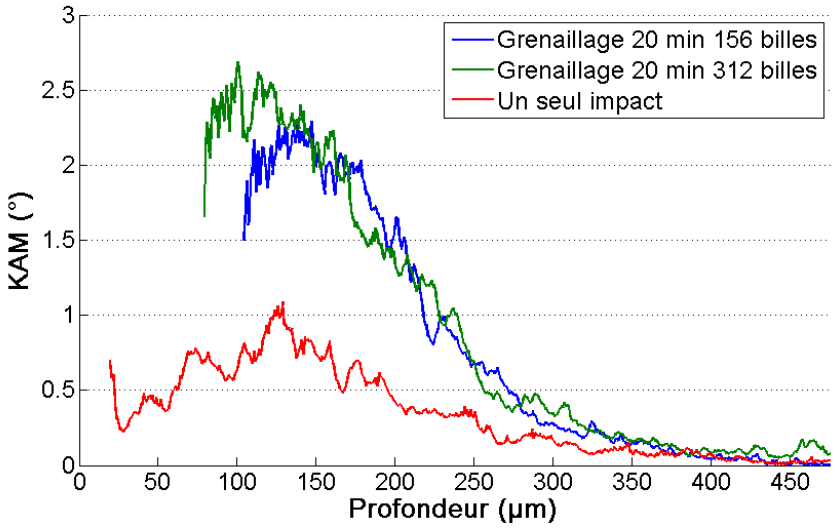


FIGURE 2.26 – Profils moyens du KAM selon l'axe ND. A chaque profondeur, un KAM moyen est calculé à partir de l'ensemble de pixel ayant la même profondeur sur une bande de 200 µm d'épaisseur dans l'axe RD.

– Taille des grains

La reconstruction des grains a été effectuée pour les domaines B et C des clichés EBSD des échantillons grenaillés pendant 20 min. La taille moyenne des grains pour les échantillons grenaillés est donnée dans le tableau 2.5. Quelle que soit la quantité de billes utilisée, les diamètres moyens des grains calculés dans les domaines B et C sont du même ordre de grandeur que ceux calculés dans l'échantillon vierge (autour de 20 µm). Néanmoins, pour chaque condition de grenaillage, une diminution significative du diamètre moyen des grains du domaine B par rapport au domaine C est observée avec un $p < 5\%$ pour la configuration avec 156 billes et $p < 0.5\%$ avec 312 billes. Ainsi, les grains plus proches de la surface grenaillée sont de plus petites tailles.

Domaine d'analyse	**Diamètre moyen des grains en** µm	
	grenaillé avec 156 billes	grenaillé avec 312 billes
Domaine A	Non défini	Non défini
Domaine B	18.6	20.4
Domaine C	19.7	23.0

TABLE 2.5 – Diamètre moyen des grains suivant les domaines d'analyse.

Néanmoins, contrairement aux différentes études de la littérature [131, 179, 215, 171, 224], la nanostructuration de la surface n'est pas formellement identifiée sur les échantillons du fait du très faible indice de confiance obtenu dans le domaine A. Cette différence s'explique principalement par la résolution spatiale de l'analyse EBSD. Le pas d'acquisition a été choisi à 1 µm. Il est donc impossible de détecter des grains d'un diamètre inférieur à quelques microns.

Par ailleurs, la faible valeur de l'indice de confiance laisse supposer que les grains contenus dans le domaine A sont fortement écrouis.

– Texture des échantillons grenaillés

Pour évaluer l'effet du grenaillage sur la texture, il est nécessaire d'établir une texture de référence avant grenaillage mais demeurant proche de l'endroit grenaillé. Comme il a été vu précédemment, au-delà de 300 µm (domaine C), la microstructure ne semble pas avoir été affectée par le grenaillage. La texture de référence (supposée être celle avant le grenaillage) a donc été construite en fusionnant les domaines C des deux échantillons (figure 2.27.a) Celle-ci est isotrope et très proche de celle obtenue à partir du cliché d'un autre échantillon non-grenaillé (figure 2.13).

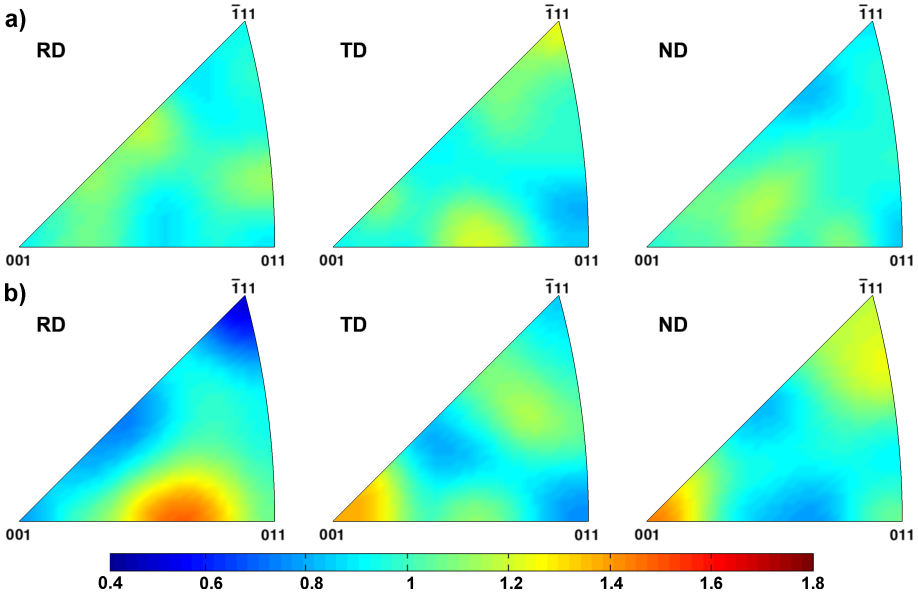


FIGURE 2.27 – Figures de pôles inverses pour les 3 directions pour la fusion a) des domaines C et b) des domaines B des échantillons grenaillés avec 156 billes et 312 billes.

La texture du matériau grenaillé a ensuite été évaluée en fusionnant les domaines B des deux échantillons (figure 2.27.b). Celle-ci est moins isotrope. Sur l'axe ND, correspondant au sens de grenaillage, une légère concentration autour des axes $\bar{1}11$, 001 et 011 est observée.

Nanoindentation

La figure 2.28 présente les profils de dureté réalisés le long de l'axe normal à la surface traitée pour les échantillons grenaillés pendant 20 min. Quelle que soit la configuration de grenaillage, le profil de dureté mesuré au cœur de l'échantillon (autour de 4 GPa) n'est atteint qu'à partir de 300 µm de profondeur. Cette profondeur correspond au début du domaine C identifié sur les clichés EBSD. En s'approchant de la zone grenaillée, la dureté augmente fortement jusqu'à atteindre 8 GPa en extrême surface. De plus, la dispersion des mesures de dureté augmente à proximité de la surface grenaillée.

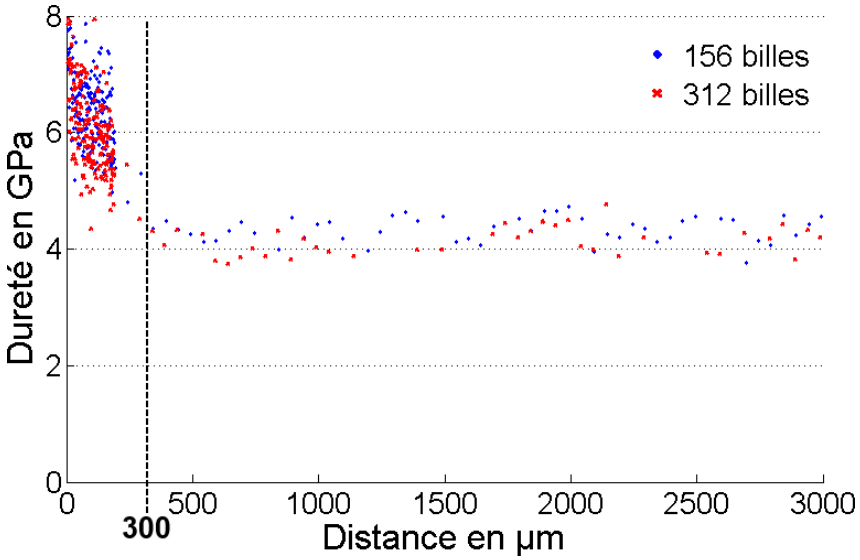


FIGURE 2.28 – Profils de dureté sur 3000 µm de profondeur.

Afin de mieux visualiser la tendance, l'intervalle de 0 à 200 µm a été découpé en 20 intervalles de 10 µm. Sur chacun de ces intervalles, la valeur moyenne de la dureté a été tracée sur la figure 2.29. En extrême surface, ces deux courbes présentent le même gradient. A 50 µm, la courbe à 156 billes arrive sur un plateau d'une valeur de 6.5 GPa. Au contraire, la courbe à 312 billes continue de décroitre jusqu'à 90 µm où elle atteint aussi un plateau autour d'une valeur de 5.8 µm. Pour les deux courbes, le plateau se maintient jusqu'à 150 µm. Ainsi, les deux courbes de tendance montrent qu'entre 90 et 150 µm l'échantillon grenaillé avec 156 billes présente un durcissement légèrement plus élevé que celui grenaillé avec 312 billes.

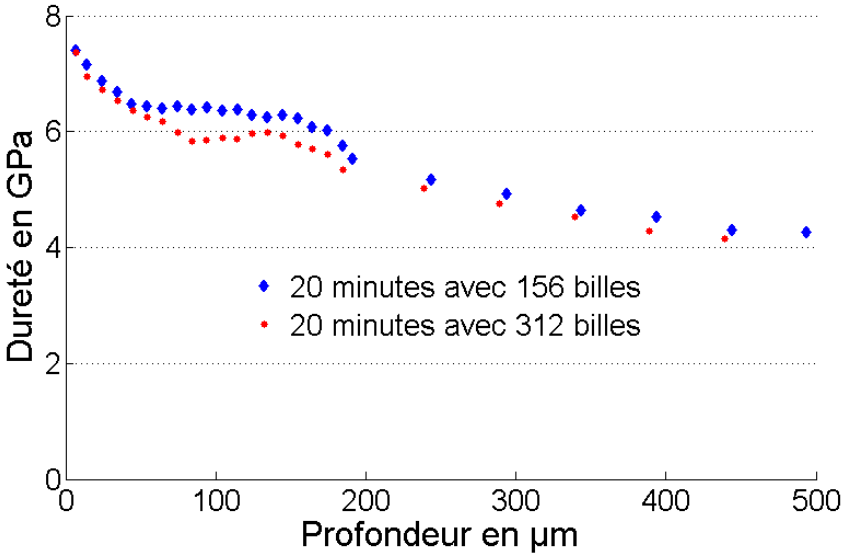


FIGURE 2.29 – Moyenne de la dureté par intervalles de 20 µm pour chacun des deux échantillons.

Par ailleurs, le durcissement après grenaillage observé pour les deux configurations est conforme aux résultats trouvés dans la littérature. Tian et al. [217] observent un durcissement d'un échantillon d'Hastelloy C-2000 (alliage à base Nickel proche de l'INCONEL690) jusqu'à 900 µm de profondeur. Cette profondeur, trois fois plus importante que dans notre étude, peut s'expliquer par l'utilisation de billes de diamètre bien plus élevé (7.9 mm au lieu 2 mm). Ainsi, avec des billes de 2 mm, Roland et al. [179] mesurent un durcissement jusqu'à 200 µm de profondeur pour un échantillon d'acier 316L grenaillé.

Concernant le module d'Young (figure 2.30), il n'y a pas d'effet du nombre de billes sur les profils. De plus, celui-ci varie peu avec la profondeur, seule la dispersion des mesures augmente à proximité de la surface grenaillée.

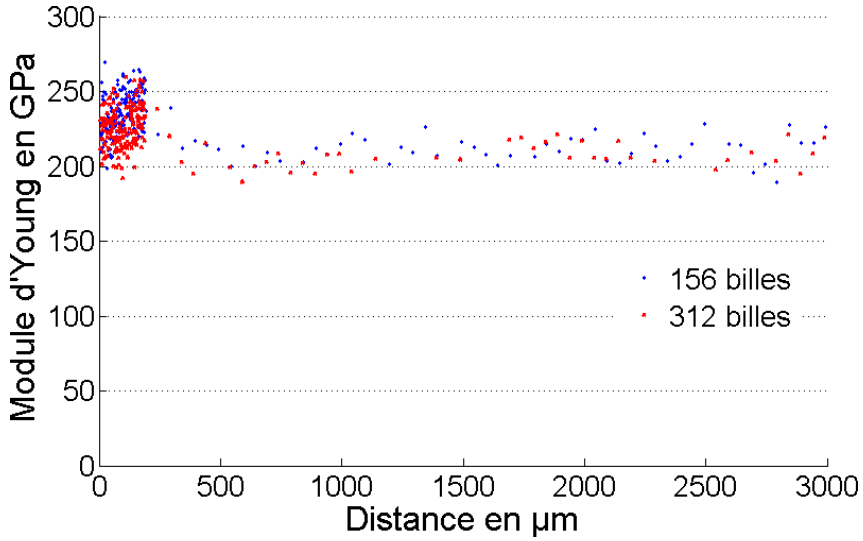


FIGURE 2.30 – Profils du module d'Young sur 3000 µm.

Synthèse

Après avoir caractérisé le comportement mécanique et la microstructure initiale de l'INCONEL690, deux conditions de grenaillage ont été réalisées sur ce matériau en faisant varier exclusivement la quantité de billes. Pour chaque configuration, trois durée de grenaillage ont été étudiés, 1 s, 7 s et 20 min afin d'analyser l'effet de la durée du grenaillage sur la rugosité du matériau. La rugosité, en terme de R_a est plus élevé après 7 s qu'après 1 s ou 20 min.

Par ailleurs, l'étude a montré un effet important du nombre de billes sur les échantillons grenaillés. Pour les traitements à 1 s, le passage de 156 à 312 billes induit une augmentation du nombre d'empreintes de 70% associée à une diminution de leur profondeur moyenne de 20%. L'analyse EBSD effectuée sous une empreinte profonde de 20 µm montre que l'impact a affecté le matériau, en terme de désorientation (KAM) jusqu'à 300 µm de profondeur. La désorientation spatiale (KAM) est surtout localisée près des joints de grains et des macles.

Les échantillons grenaillés pendant 20 min montrent une diminution de la taille des grains à l'approche de la surface grenaillée. Ce phénomène s'accompagne d'un fort durcissement et d'une légère texturation. D'autre part, utiliser deux fois plus de billes diminue la profondeur de la zone écrouie (Domaine A de l'analyse EBSD) ainsi que la dureté moyenne mesurée entre 90 et 150 µm de profondeur. En revanche, la dureté et la microstructure, en particulier le KAM, ne sont pas affectées au-delà de 300 µm.

Pour conclure, cette partie a permis de constituer un corpus de données expérimentales nécessaires à la modélisation. Les caractéristiques mécaniques de l'INCONEL690 seront utilisées dans les modèles numériques afin de paramétrer la loi de comportement. Les cartographies EBSD, d'où la taille des grains et la texture ont été extraites, alimenteront le modèle de plasticité cristalline. Enfin, les données numériques pourront être confrontées aux résultats expérimentaux de grenaillage de courte et de longue durées.

Chapitre 3

Simulation du grenaillage et de ses effets sur le matériau [1]

Préambule

L'établissement de contraintes résiduelles de compression lors du grenaillage ultrasonore est une des principales raisons de l'augmentation de la durée de vie des équipements traités [112, 200, 78]. Le champ de contraintes empêche l'initiation des microfissures de surface et retient leur propagation, ce qui retarde le phénomène d'endommagement.

Dans ce contexte, de nombreuses simulations par éléments finis ont été effectuées afin de prédire le champ de contraintes résiduelles issu du grenaillage. Concernant le grenaillage classique, l'ensemble des impacts générés par le procédé ont globalement la même vitesse et la même direction. Les études se sont alors portées sur l'effet de la vitesse [142, 192, 111, 245], de l'angle des impacts [195, 90, 245, 109], du recouvrement [144, 83, 19], du diamètre des billes [142, 192, 77, 245] ou encore des caractéristiques du matériau telles que la limite d'élasticité [90, 29] et le taux d'écrouissage [142, 184, 28]. En plus des contraintes résiduelles, la déformation plastique [42, 142, 104] ou la rugosité de surface [139] ont aussi été analysées.

Néanmoins, concernant le grenaillage ultrasonore, les impacts forment un large panel de vitesses et d'angles [148]. Ainsi, la simulation du procédé dans son ensemble est nécessaire pour accéder à la distribution des impacts sur le matériau. Plusieurs travaux ont déjà été réalisés afin d'accéder à la quantité d'impacts, leur position, leur vitesse et leur angle d'incidence [159, 16]. A notre connaissance, dans le cas du grenaillage ultrasonore, aucune étude numérique n'a pu relier ce panel d'impacts à son effet sur le matériau traité.

Dans ce chapitre, nous présenterons une modélisation du procédé par éléments discrets ainsi que des simulations mono-impact par éléments finis. Le but de ce chapitre est d'accéder au chargement type (panel d'impacts) appliqué à la surface du matériau dans les différentes conditions de grenaillage. L'effet de ce chargement sur le matériau sera ensuite analysé en termes de contraintes résiduelles et d'état de surface.

1. T. Rousseau, T. Hoc, P. Gilles and C. Nouguier-Lehon. Effect of bead quantity in ultrasonic shot peening : Surface analysis and numerical simulations *Journal of Materials Processing Technology*, 225, 413 - 420, 2015.

3.1 Simulation du procédé par éléments discrets (DEM)

Les simulations par éléments discrets découlent de la modélisation des matériaux granulaires. Le système étudié est alors représenté comme un ensemble de grains, le plus souvent considérés comme indéformables, caractérisés par leur forme, leur agencement et leurs interactions de contact. Une explication succincte de la méthode DEM-NSCD (Discrete Element Method - Non Smooth Contact Dynamics) adaptée à nos simulations est fournie en annexe B. Celle-ci est principalement tirée des quatre références suivantes [94, 152, 174, 173]. Dans cette section, seule la description du modèle de grenaillage ultrasonore sera présentée.

Le grenaillage ultrasonore a été simulé par éléments discrets à l'aide de la plateforme LMGC90 [128]. Le mouvement des billes, soumises aux différentes interactions de contact, a été résolu par la méthode NSCD [94, 174].

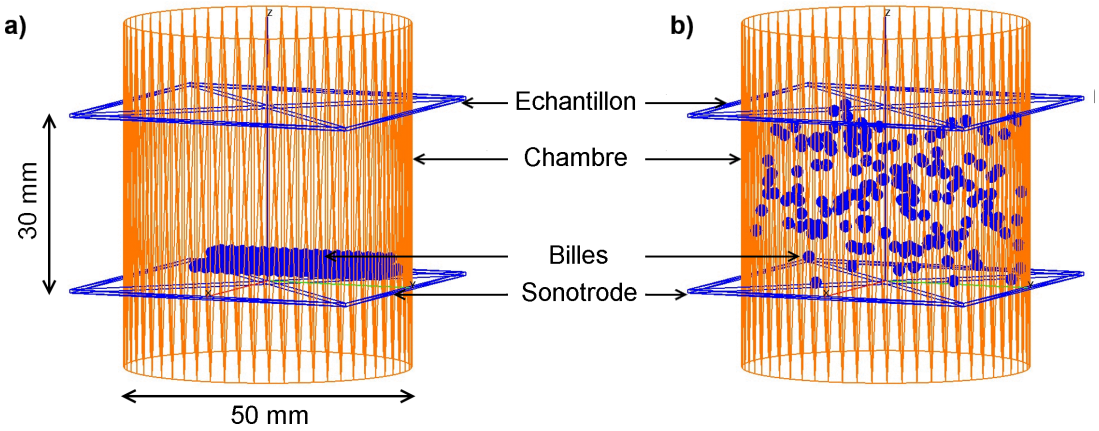


FIGURE 3.1 – Modèle du grenaillage ultrasonore par LMGC90. a) configuration initiale et b) après une seconde de grenaillage.

La géométrie du modèle reprend exactement celle de l'étude expérimentale (voir figure 3.1). L'ensemble des éléments : chambre, échantillon, sonotrode et billes, ont été supposés parfaitement rigides. L'enceinte est un cylindre de 50 mm de diamètre et 30 mm de haut. La sonotrode est disposée à la base de la chambre, l'échantillon à son sommet. Les billes, chacune représentée par une sphère de diamètre D = 2 mm, ont une masse volumique de 6060 $kg \cdot m^{-3}$. Expérimentalement, le diamètre des billes varie de 1.8 à 2 mm. Une étude de sensibilité, disponible en annexe C, a été effectuée afin de montrer que les résultats ne varient pas significativement entre des billes de 1.8 et de 2 mm de diamètre.

Quatre quantités de billes ont été utilisées : 78, 156, 312 et 614 qui recouvrent respectivement 12.5%, 25%, 50% et 100% de la surface de la sonotrode. La sonotrode a un mouvement vertical sinusoïdal de fréquence 20 kHz et d'amplitude 40 µm.

Les contacts ont été modélisés avec un coefficient de frottement de coulomb $\mu = 0.25$ et un coefficient de restitution CoR = 0.8 (respectivement 1) pour le contact bille/paroi (respectivement bille/bille). Ce dernier caractérise la perte de la vitesse relative due au

contact. Les valeurs choisies sont extraites d'une précédente étude effectuée par Nouguier-Lehon et al. [159] avec une configuration (matériaux, dimension de la chambre, etc.) similaire à l'étude présentée. Par ailleurs, une étude de sensibilité, disponible en annexe C, a permis de conforter ce choix. Le pas d'intégration a été fixé à $1.25\ 10^{-6}$ s pour simuler une durée totale d'une seconde de grenaillage. La position, la vitesse et l'angle de chaque impact sur l'échantillon ont été extraits de chacune des simulations.

3.2 Simulation d'un impact par éléments finis (FEM)

Les simulations par éléments finis ont été réalisées avec le logiciel Abaqus V6.13, module explicit [1] afin d'étudier l'effet d'un impact caractéristique du grenaillage ultrasonore sur le matériau en termes de forme d'empreinte et de contraintes résiduelles de compression. Le modèle présenté par la suite, est dit de référence. Il a été construit à partir de l'étude de Nouguier-Lehon et al. [159] concernant des impacts de caractéristiques similaires (vitesse d'impact et diamètre de bille).

Par ailleurs, afin de valider les choix de modélisation, l'effet des conditions aux limites, du raffinement du maillage et de la profondeur de l'échantillon ont été étudiés (voir annexe D). Le modèle de référence a ensuite été testé avec deux situations d'impact trouvées dans la littérature :

- Un impact de forte énergie extrait des simulations de Hong et al. [90, 91],
- Un impact de faible énergie tiré des travaux de Zhang et al. [245, 244].

Les détails de ces comparaisons figurent en annexe D.

3.2.1 Géométrie du modèle et conditions aux limites

Une bille de 2 mm de diamètre est posée, en contact, au centre de la surface de l'échantillon représenté par un parallélépipède de 6 mm de côté par 1.5 mm d'épaisseur. La figure 3.2.a présente la géométrie générale du modèle. La base de l'échantillon est bloquée selon z. Deux axes de la base passant par son centre sont utilisés pour bloquer le déplacement de l'échantillon selon x et y (voir figure 3.2.b). Des conditions de bords libres sont appliquées aux côtés de l'échantillon.

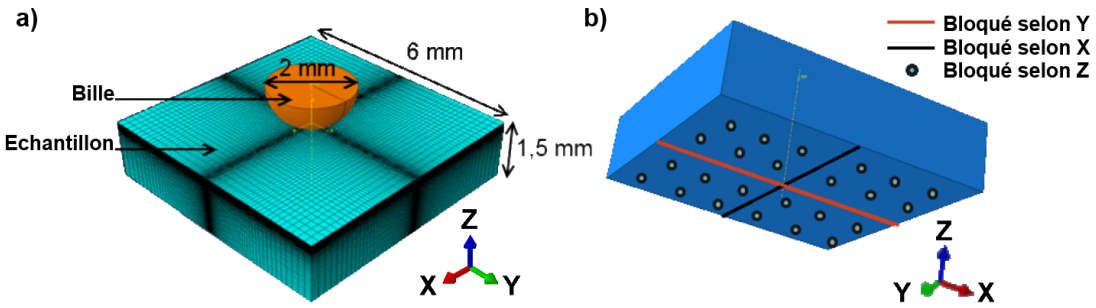


FIGURE 3.2 – a) Géométrie du modèle b) Conditions aux limites.

3.2.2 Loi de comportement de l'échantillon

La loi de comportement de l'échantillon correspond à celle de l'INCONEL690. Les paramètres utilisés sont extraits des essais de traction décrits dans la partie expérimentale (section 2.2.1). Ainsi, la densité est fixée à 8250 kg/m^3, le module d'Young à 210 GPa, le coefficient de Poisson à 0.3 et la limite d'élasticité à 350 MPa. L'écrouissage est considéré comme isotrope et est modélisé par une courbe affine par morceaux telle qu'à 20% de déformation plastique cumulée, la limite d'élasticité atteint 600 MPa puis 700 MPa pour 40% de déformation plastique.

3.2.3 Maillage de l'échantillon

L'échantillon est maillé avec 486 000 éléments linéaires C3D8, disponible sous Abaqus [1]. Il est composé de 8 nœuds et de 8 points d'intégration. Le maillage est raffiné sous la zone d'impact. Les plus petits éléments, situés au niveau de l'impact, font 10 µm de côté sur 5 µm de profondeur, tandis que les plus gros, situés aux bords de l'échantillon atteignent 200 µm de côté sur 100 µm de profondeur.

3.2.4 Bille, conditions initiales d'impact et gestion du contact

La bille est une sphère parfaitement rigide de 2 mm de diamètre définie par une surface analytique. Sa masse est fixée à 25 mg et son moment d'inertie à 0.01 mg $\cdot$ mm^2. Ces valeurs correspondent à une bille en oxyde de zirconium avec une masse volumique homogène de 6060 kg/m^3.

Les conditions d'impact sont définies par la vitesse initiale de la bille caractérisée par sa norme V et son angle α mesuré à partir de la normale à la surface de l'échantillon (figure 3.3).

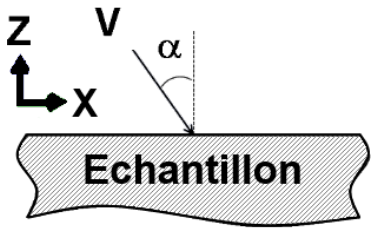


FIGURE 3.3 – Conditions initiales d'impact.

La loi de contact choisie entre la bille et la surface correspond au problème de Signorini-Coulomb. Un coefficient de frottement μ de 0.25 a été choisi. Le contact est résolu numériquement par une méthode de pénalité [1].

3.2.5 Méthode de résolution

Le modèle éléments finis utilise le cadre des grandes déformations. Le module *Nlgeom* d'Abaqus/Explicit est donc utilisé pour résoudre le problème. L'incrément de temps est fixé automatiquement par Abaqus en considérant la durée la plus courte prise par l'onde de déformation pour traverser un élément. Il vaut environ 10^{-3} µs.

La durée totale simulée est de 14 µs afin de s'assurer que la bille est décollée de la surface quelles que soient les conditions initiales d'impact. Cet instant est alors considéré comme l'état final t_F de la simulation.

3.2.6 Variables analysées

Ce modèle servira à quantifier l'effet des conditions initiales d'impact (V, α) sur les contraintes résiduelles et la forme de l'empreinte. Pour chaque simulation, trois données ont donc été extraites des simulations (voir figure 3.4) à l'instant t_F :

- la profondeur finale h_F de l'empreinte,
- la valeur σ_M du maximum de compression de la composante σ_{XX} de la contrainte,
- la profondeur δ, à laquelle σ_M est atteinte, mesurée sur l'échantillon non-déformé.

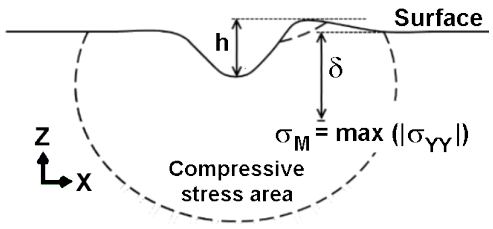


FIGURE 3.4 – Données extraites des simulations mono-impact par éléments finis.

3.3 Résultats

3.3.1 Analyse des panels d'impacts

La simulation du procédé par la DEM a permis de calculer le nombre d'impacts reçus par l'échantillon pendant le grenaillage ainsi que la moyenne de leur vitesse et angle (figure 3.5).

Le nombre d'impacts augmente linéairement avec la quantité de billes utilisées ($R^2 > 0.99$). Il passe de 4.6 par mm^2 pour 78 billes à 20.7 par mm^2 pour 624 billes. Cette hausse s'accompagne d'une décroissance exponentielle ($R^2 > 0.99$) de la vitesse moyenne d'impacts de 7.6 m $\cdot$ s^{-1} à 2.6 m $\cdot$ s^{-1}. De plus, l'angle moyen d'impacts augmente avec la quantité de billes pour converger vers une valeur proche de 45°.

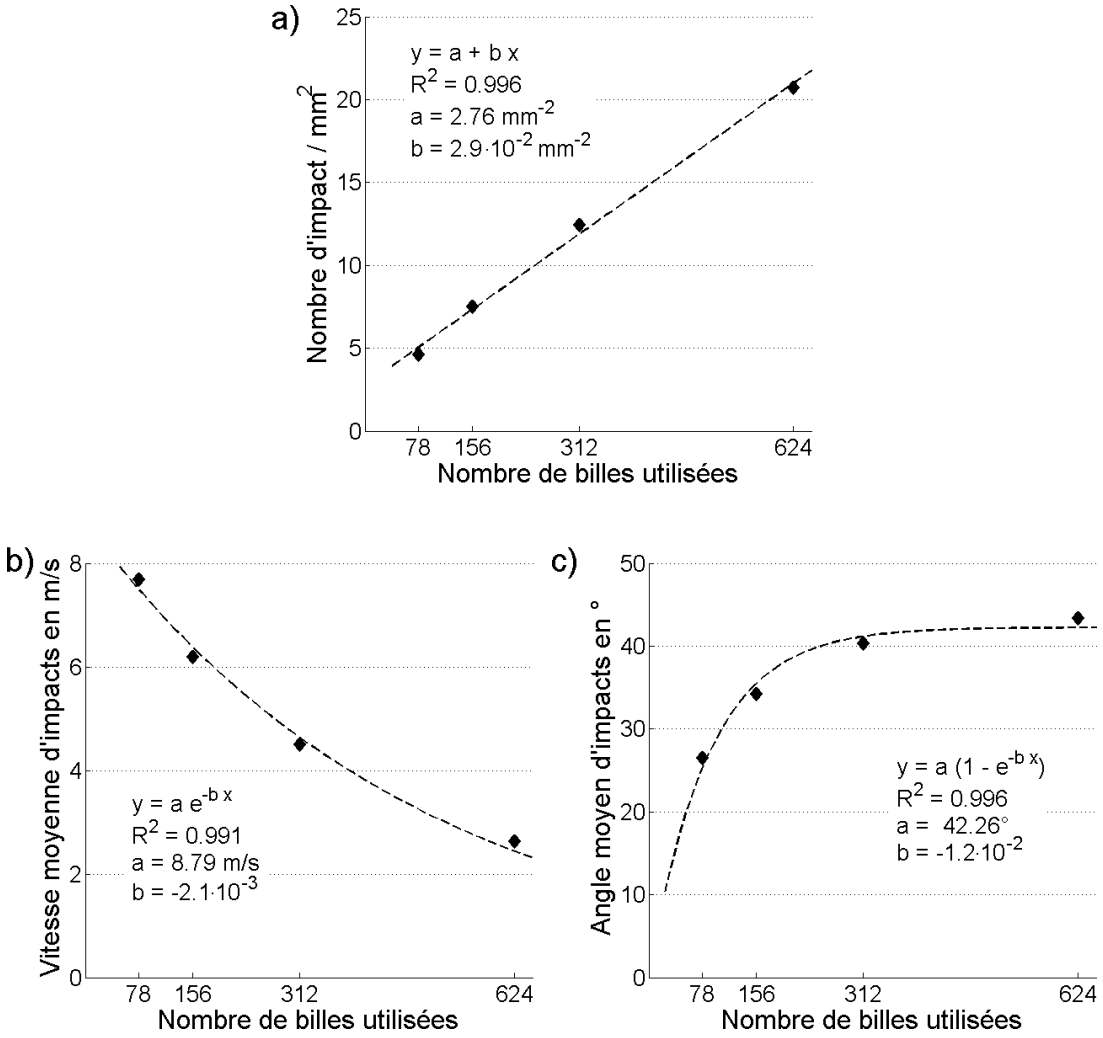


FIGURE 3.5 – a) Nombre d'impacts par mm^2, b) vitesse moyenne et c) angle moyen d'impacts durant le procédé en fonction de la quantité de billes utilisées.

Évolution de la distribution des vitesses d'impacts

La figure 3.6 présente la distribution des vitesses d'impacts pour chacune des configurations de grenaillage en prenant une taille d'intervalle de $2\ m \cdot s^{-1}$. Le nombre d'impacts au-dessus de $20\ m \cdot s^{-1}$ apparaît comme négligeable quelle que soit la quantité de billes choisie. Les vitesses les plus fréquentes sont entre 4 et $6\ m \cdot s^{-1}$ pour 78 et 156 billes, entre 2 et $4\ m \cdot s^{-1}$ pour 312 billes et entre 0 et $2\ m \cdot s^{-1}$ pour 624 billes.

Le nombre d'impacts varie fortement entre les quatre configurations. La seule distribution des vitesses d'impacts n'est donc pas suffisante pour évaluer la charge reçue par le matériau. C'est pourquoi, la quantité d'impacts de fortes et de faibles vitesses a été calculée pour chaque configuration. A la vue des vitesses moyennes obtenues pour les 4 configurations, les impacts ayant une vitesse supérieure à $6\ m \cdot s^{-1}$ seront considérés comme rapides et ceux ayant une vitesse inférieure à $6\ m \cdot s^{-1}$ comme lents.

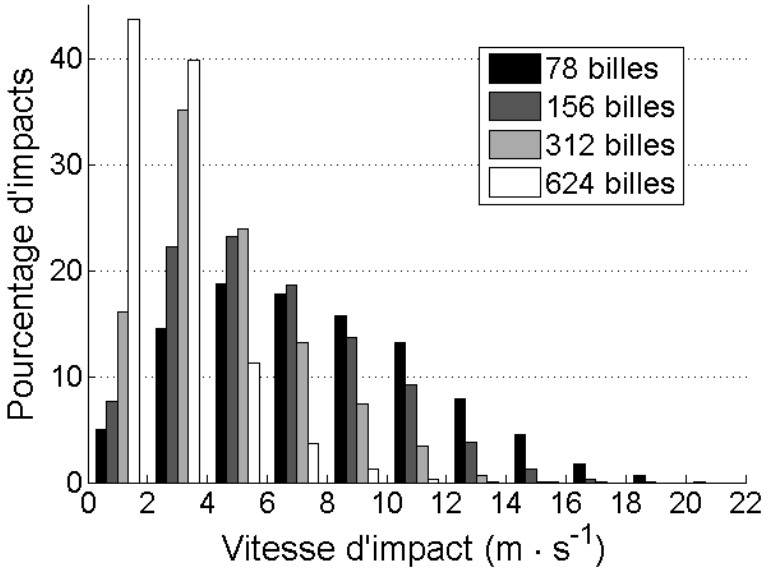


FIGURE 3.6 – Distribution des vitesses d'impacts (en %).

La figure 3.7 permet d'établir que l'augmentation du nombre d'impacts avec la quantité de billes utilisées est principalement due à la forte hausse du nombre d'impacts lents ($V \leq 6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$). En comparaison, le nombre d'impacts rapides varie peu et atteint son maximum pour la configuration contenant 156 billes.

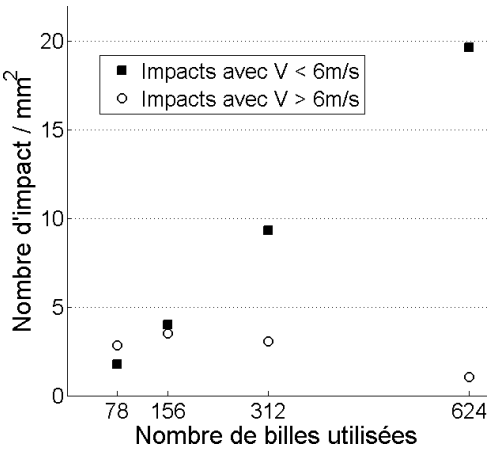


FIGURE 3.7 – Nombre d'impacts par mm^2 pour les fortes et faibles vitesses.

Évolution des distributions des angles d'impacts

La distribution des angles d'impacts pour chacune des configurations est présentée sur la figure 3.8 en prenant une taille d'intervalle de 10 degrés. Les angles les plus fréquents sont entre 0 et 10 degrés pour 78 billes, entre 10 et 20 degrés pour 156 billes, entre 30 et 40 degrés pour 312 billes et entre 40 et 50 degrés pour 624 billes. En augmentant la quantité de billes, la distribution des angles d'impacts semble converger vers une distribution gaussienne centrée autour de 45 degrés.

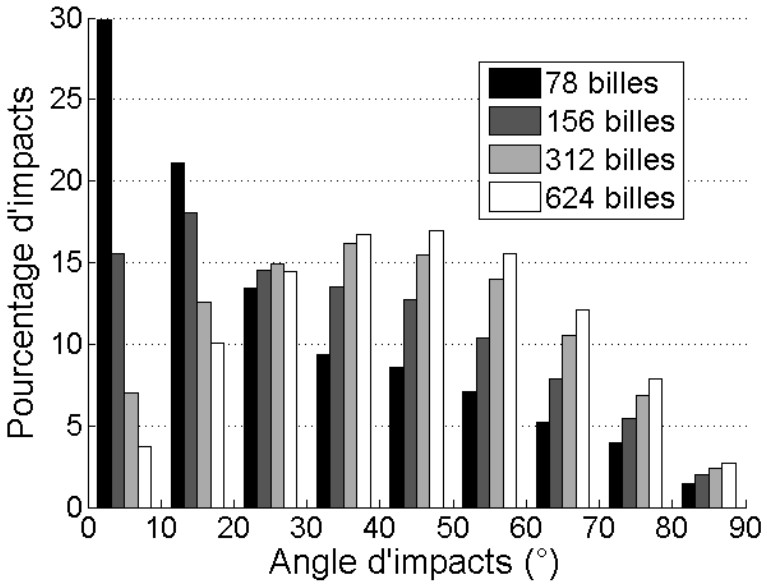


FIGURE 3.8 – Distribution des angles d'impacts (en %).

Analyse corrélée des vitesses et angles d'impacts

Les impacts ont été divisés en deux catégories en fonction de leur angle d'incidence. Les impacts quasi-normaux sont définis comme ceux ayant un angle compris entre 0 et 20 degrés et les impacts en biais comme ceux avec un angle strictement supérieur à 20 degrés. La vitesse moyenne de ces deux catégories d'impacts a été calculée pour les quatre configurations de grenaillage (cf figure 3.9). Quelle que soit la quantité de billes utilisée, les impacts quasi-normaux ont toujours une vitesse supérieure aux impacts en biais. Le rapport est de 50% pour les configurations avec 78, 156 et 312 billes et de 30% pour la configuration avec 624 billes.

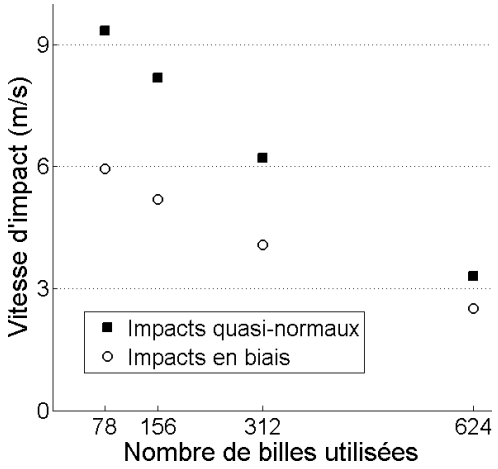


FIGURE 3.9 – Vitesse moyenne des impacts quasi-normaux et des impacts en biais en fonction de la quantité de billes utilisées.

Afin d'identifier un impact caractéristique de chaque configuration de grenaillage, les angles d'impact (de 0 à 90 degrés) ont été découpés en 9 intervalles de 10 degrés et les vitesses d'impacts (de 0 à 20 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$) en 10 intervalles de 2 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Pour chaque configuration, les impacts sont donc répartis dans 90 paires d'intervalles. L'impact caractéristique de chaque configuration est alors défini comme l'impact au centre de la paire d'intervalle contenant le plus d'occurrence.

En augmentant le nombre de billes, l'impact caractéristique passe d'un impact quasi-normal de forte vitesse à un impact en biais de faible vitesse (voir le tableau 3.1).

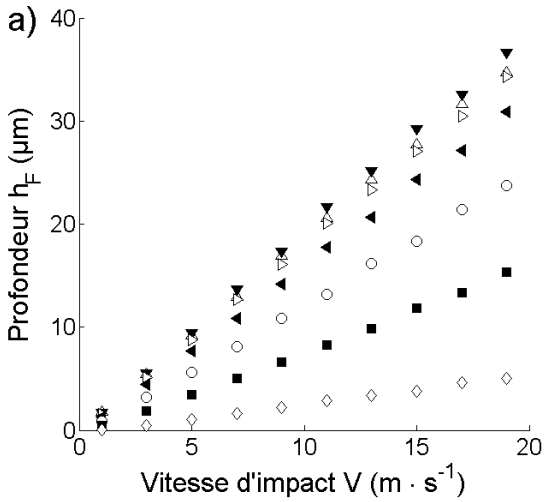
Nombre de billes	**Impact caractéristique**		
	Vitesse	**Angle**	**Fréquence**
78 billes	11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	5°	6.07%
156 billes	9 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	15°	3.82%
312 billes	3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	45°	6.22%
624 billes	1 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	55°	7.37%

TABLE 3.1 – Impact type le plus fréquent suivant le nombre de billes utilisées.

3.3.2 Effet d'un impact sur l'échantillon

Afin de couvrir l'ensemble des panels d'impacts, 100 simulations FEM mono-impact ont été réalisées couvrant 10 vitesses d'impact allant de 1 à 19 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ par pas de 2 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et 10 angles dont l'impact normal et 9 angles de 5 à 85 degrés par pas de 10 degrés.

La figure 3.10 présente la profondeur d'empreinte h_F, la contrainte maximale de compression σ_M et la distance à la surface δ en fonction de la vitesse d'impact V pour différents angles d'impact α. Par souci de lisibilité, seule une partie des angles d'impact a été affichée.



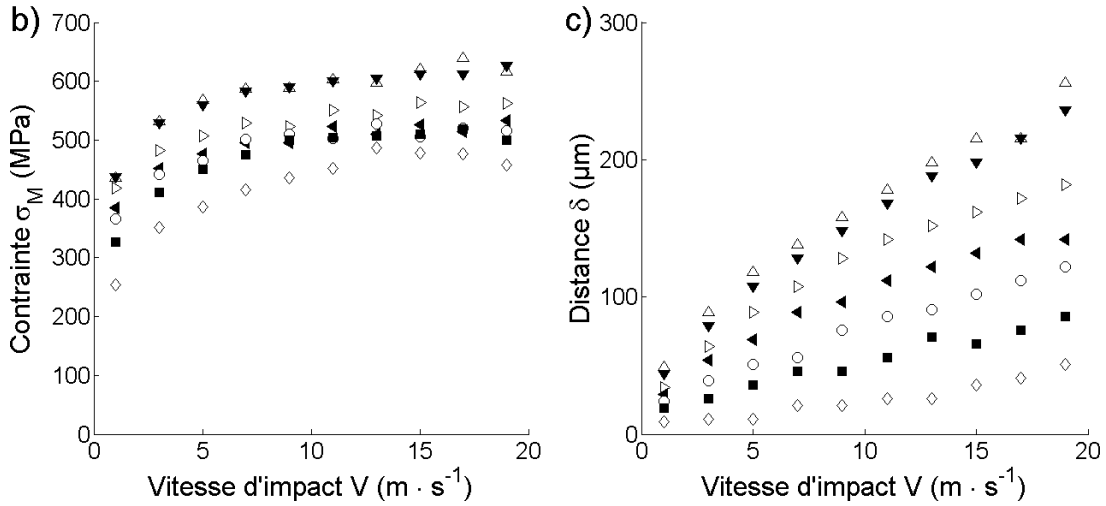


FIGURE 3.10 – a) Profondeur d'impact h_F b) Maximum des contraintes résiduelles de compression σ_M et c) sa distance à la surface δ en fonction de la vitesse d'impact pour différents angles d'impact $\alpha = \triangle\ 0°$, $\blacktriangledown 25°$, $\triangleright 45°$, $\blacktriangleleft\ 55°$, $\circ 65°$, $\blacksquare 75°$, $\diamond 85°$.

Quel que soit l'angle d'impact α, la profondeur d'empreinte h_F augmente linéairement avec la vitesse V ($R^2 > 0.99$). Cette profondeur est constante pour les angles d'impact allant de 0 à 45° et diminue ensuite avec l'angle d'impact. Quel que soit l'angle d'impact, le maximum de la contrainte de compression σ_M sature dès que la vitesse d'impact V dépasse 5 m · s^{-1}. La valeur limite de σ_M diminue avec l'angle d'impact α. Enfin, la distance à la surface δ du maximum de compression augmente avec la vitesse d'impact et diminue avec l'angle α.

3.3.3 Prédiction des effets du grenaillage sur le matériau

La figure 3.11 donne une représentation schématique de l'analyse combinée DEM-FEM utilisée pour prédire les effets du grenaillage sur le matériau.

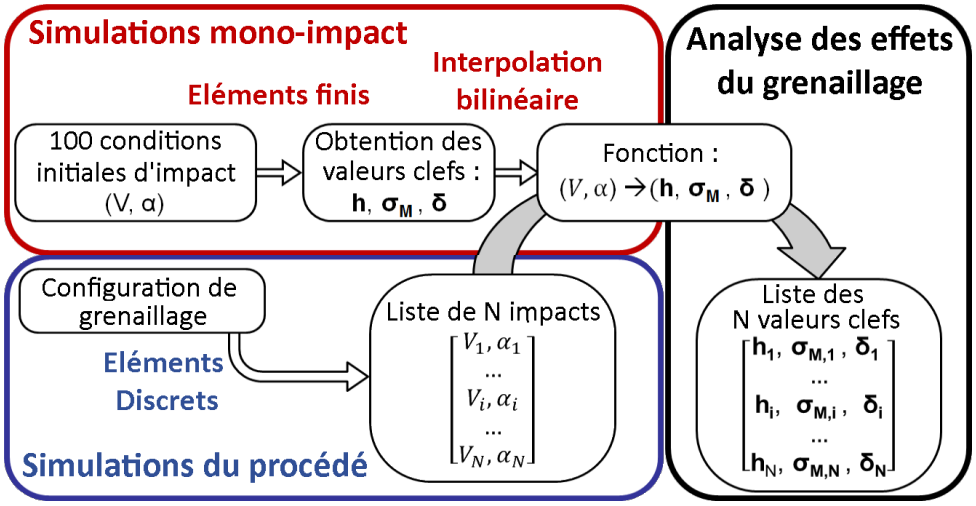


FIGURE 3.11 – Schéma de principe de l'analyse numérique du procédé.

Les distributions d'impacts (V, α) ont été obtenues par les simulations en éléments discrets pour chaque configuration de grenaillage. Ensuite, à l'aide des résultats obtenus par les simulations mono-impact en éléments finis, les valeurs de h_F, σ_M et δ ont été calculées par interpolation bilinéaire pour chaque impact. Afin d'inclure dans l'analyse les impacts d'une vitesse inférieure à 1 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ ou d'un angle supérieur à 85°, il a été considéré que h_F, σ_M et δ s'annulent dans le cas d'un impact de vitesse nulle ($V = 0\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$) ou rasant ($\alpha = 90°$). De cette manière, les distributions de h_F, σ_M et δ ont été calculées pour chacune des quatre configurations de grenaillage.

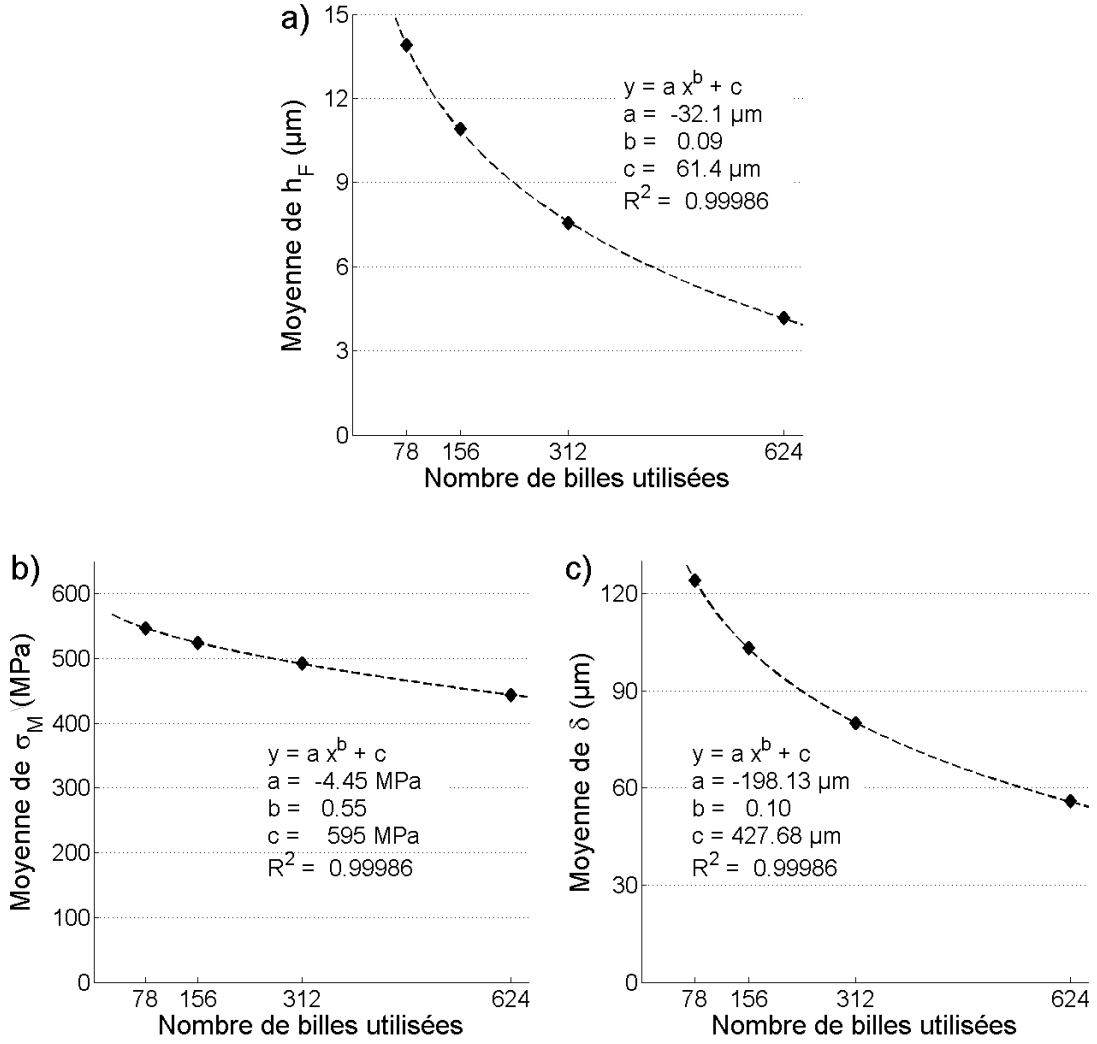


FIGURE 3.12 – Moyenne de a) la profondeur d'empreinte h_F b) du maximum de compression σ_M et c) de sa distance à la surface δ selon la quantité de billes utilisées.

Les valeurs moyennes de la profondeur d'empreinte h_N, de la contrainte maximale de compression σ_M et de sa distance à la surface δ ont ainsi pu être obtenues en fonction du nombre de billes utilisées pour le grenaillage (figure 3.12). Passer de 78 billes à 624 billes conduit à une diminution de 70% de la profondeur moyenne d'empreinte qui passe de 13.9 µm à 4.16 µm. Par ailleurs, l'analyse combinée a permis d'observer un effet important de la quantité de billes sur l'établissement des contraintes résiduelles. En effet, si la valeur

moyenne du maximum des contraintes de compression σ_M ne diminue que de 20%, passant de 550 MPa à 445 MPa, la distance à la surface δ chute de près de 55%, de 125 µm à 55 µm.

Plus précisément, la figure 3.13 montre la distribution de δ pour chaque configuration de grenaillage. Il apparait que le nombre d'impacts générant un maximum de compression à une distance de la surface inférieure à 100 µm augmente très fortement avec la quantité de billes utilisées.

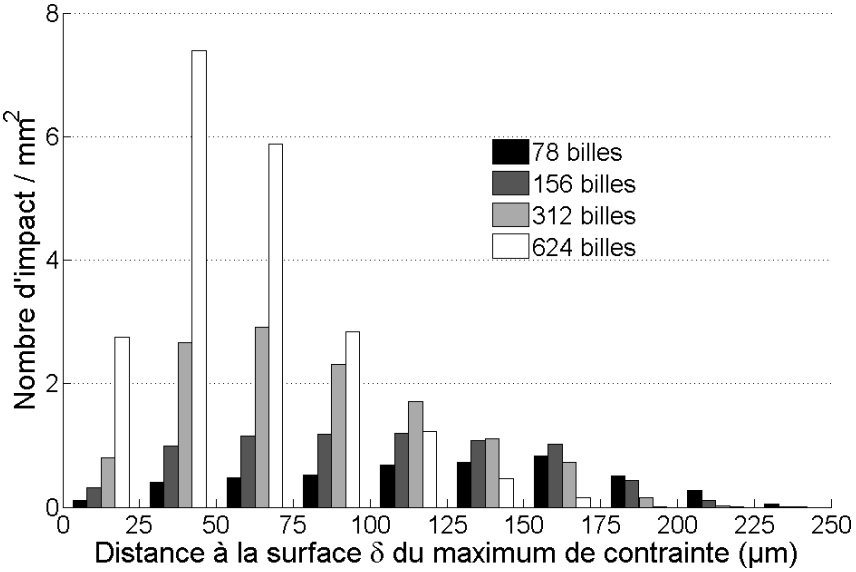


FIGURE 3.13 – Nombre d'impacts par mm^2 en fonction de la distance à la surface δ de la contrainte maximale σ_M.

3.4 Comparaison expérience et simulation

Afin de valider l'étude numérique, celle-ci a été comparée avec l'étude expérimentale (voir section 2.2.3). Seules les deux configurations de grenaillage utilisant 156 et 312 billes ont donc été analysées. Deux grandeurs concernant l'état de surface ont été étudiées : le nombre d'impacts et la profondeur des empreintes.

3.4.1 Nombre d'impacts par mm^2

Expérimentalement, 527 (respectivement 913) empreintes ont été identifiées sur une surface rectangulaire de 25×3 mm^2 de l'échantillon grenaillé avec 156 (respectivement 312) billes pendant 1 s. Numériquement, 13 572 (respectivement 22 454) impacts ont été calculés sur l'ensemble de la surface grenaillée avec 156 (respectivement 312) billes. La figure 3.14 compare le nombre d'empreintes par mm^2 identifié expérimentalement au nombre d'impacts par mm^2 calculé par DEM par chacune des deux configurations.

Une très bonne correspondance entre les résultats numériques et les données expérimentales est observée avec une différence de 6% pour la configuration contenant 156 billes et de moins de 2% pour celle avec 312 billes. Le nombre d'impacts obtenu par les simulations DEM sont donc en accord avec l'expérience.

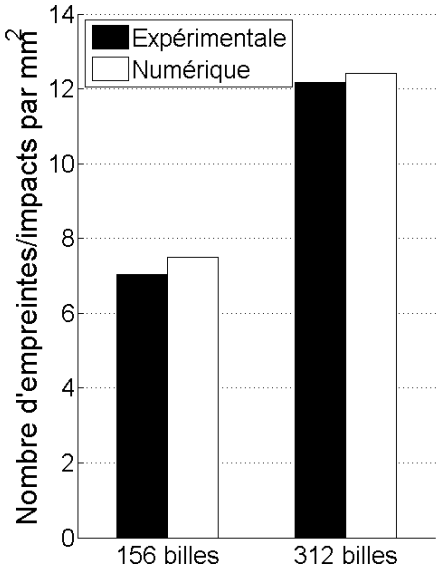


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les résultats numériques et les données expérimentales sur le nombre d'empreintes (ou impacts) par mm^2 pour les configurations de grenaillage contenant 156 et 312 billes.

3.4.2 Profondeur des empreintes

La profondeur d'empreinte a été définie de la même manière dans l'étude numérique et dans l'étude expérimentale. Il s'agit de la différence de hauteur entre le point le plus profond de l'empreinte et le point le plus haut de son bourrelet. Grâce à la méthode combinée DEM-FEM, une profondeur d'empreinte h_F a été associée à chaque impact obtenu par la simulation DEM.

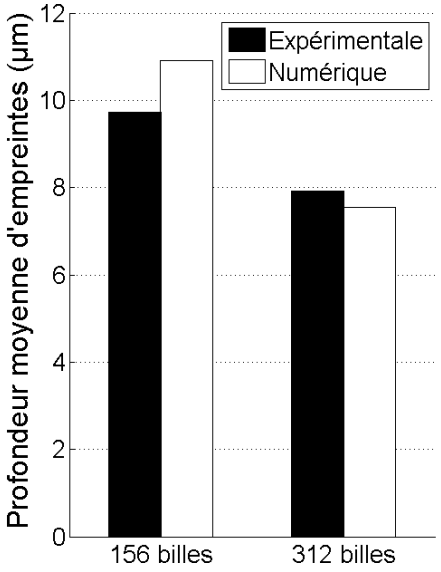


FIGURE 3.15 – Comparaison entre les résultats numériques et les données expérimentales sur la profondeur moyenne d'empreintes en µm pour les configurations de grenaillage contenant 156 et 312 billes.

La figure 3.15 compare la profondeur moyenne des empreintes identifiées expérimentalement à celle obtenue par l'analyse combinée. La profondeur moyenne des empreintes est surestimée par l'analyse combinée avec une différence de 12% pour la configuration avec 156 billes et sous-estimée de moins de 4% pour la configuration avec 312 billes.

Les distributions des profondeurs d'empreintes numériques et expérimentales ont aussi été comparées pour les deux configurations (voir figure 3.16). Celle-ci montre une bonne adéquation entre les résultats numériques et ceux expérimentaux. Le doublement du nombre de billes (156 à 312 billes) induit une forte augmentation du nombre d'empreintes de profondeur inférieure à 10 µm, ce qui correspond selon l'étude numérique aux impacts d'une vitesse inférieure à $5\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Les simulations identifient la même profondeur d'empreinte la plus fréquente (autour de 5 µm) que celle observée expérimentalement.

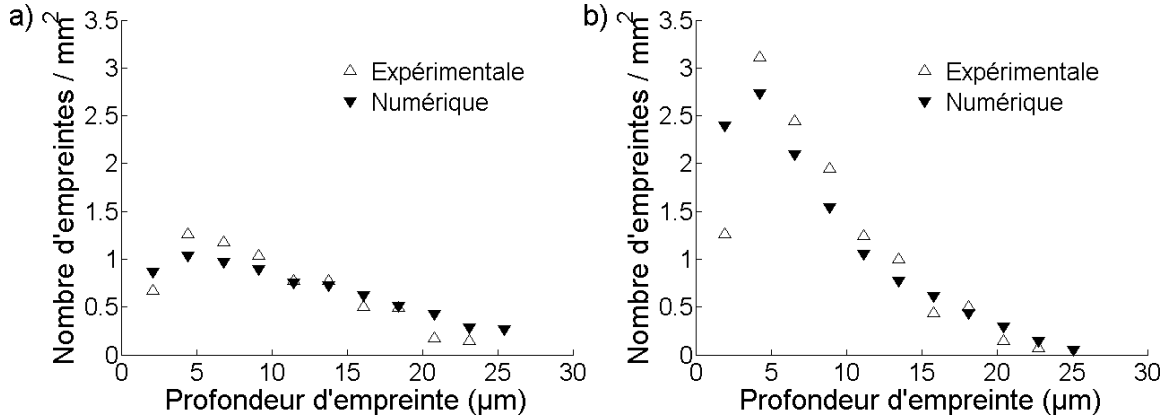


FIGURE 3.16 – Comparaison entre les résultats numériques et les données expérimentales sur le nombre d'empreintes par $\mathrm{mm^2}$ en fonction de leur profondeur pour les configurations de grenaillage contenant a) 156 et b) 312 billes.

3.5 Discussion

Le grenaillage ultrasonore est utilisé pour générer des contraintes résiduelles de compression dans le matériau tout en gardant un bon état de surface. Il a déjà été observé dans la partie expérimentale que la quantité de billes utilisées dans la chambre affecte fortement le nombre d'empreintes relevées ainsi que leur profondeur moyenne.

L'étude numérique, basée sur une analyse combinant la simulation du procédé par éléments discrets aux simulations mono-impact par éléments finis, recoupe les résultats expérimentaux aussi bien pour le nombre d'impacts que pour les profondeurs d'empreintes. Ainsi, comme observé par Micoulaut [148] et Badreddine et al. [16], le nombre d'empreintes généré par le procédé augmente avec la quantité de billes et la vitesse moyenne d'impacts diminue. Par ailleurs, cette méthode a aussi permis de prédire les effets du nombre de billes sur le niveau des contraintes résiduelles de compression.

3.5.1 Estimation des contraintes résiduelles de compression

L'obtention des contraintes résiduelles de compression est un objectif important de ce type de procédé, si ce n'est le principal. Plusieurs études concernant l'établissement et le rôle de ces contraintes résiduelles sont disponibles dans la littérature (voir le tableau 3.2 extrait de la section 1.1.3). Des expériences sur de l'acier doux [236], de l'acier austénitique 316L [179] et des alliages à base nickel comme le C-2000 [164, 163] ou l'INCONEL600 [33] estiment que le rapport entre le maximum de la contrainte résiduelle de compression dans le matériau σ_M et sa limite d'élasticité Ye varie de 1.3 à 3.

Publication	Échantillon	Limite élastique Ye (MPa)	σ_M (MPa)	Rapport σ_M/Ye
Xing et al. [236]	Acier doux	240	310	1.3
Ortiz et al [164, 163]	Hastelloy C-2000	400	1000 à 1200	2.5 à 3
Roland et al. [179]	Acier 316L	500	1000	2
Chaise et al. [33]	Inconel 600	215 à 325	275 à 325	1.3 à 1.5

TABLE 3.2 – Mesures expérimentales du maximum de contrainte résiduelle pour différents matériaux grenaillés.

Ce ratio dépend fortement des paramètres du procédé ainsi que du matériau utilisé pour l'échantillon. Parmi ces études, celle de Chaise et al. [33] a été effectuée dans des conditions relativement proches de ce qui a été présenté dans ce chapitre. Ces derniers obtiennent un ratio σ_M/Ye de 1.3. Ainsi, celui obtenu par l'analyse combinée DEM-FEM compris entre 1.25 et 1.55 suivant les configurations de grenaillage choisies est cohérent avec la littérature.

La méthode présentée dans la section 3.3.3 suppose que les contraintes résiduelles sont principalement dues au chargement mono-impact ce qui implique un taux de recouvrement inférieur à 100%. Au contraire, le grenaillage ultrasonore est généralement réalisé avec des taux de recouvrement supérieurs à 100%. Une même zone reçoit donc plusieurs impacts. Cependant, Chaise et al. [33] montrent expérimentalement que le maximum de contraintes résiduelles de compression n'augmente que de 20% lorsque le taux de recouvrement passe de 100 à 200%. Des résultats similaires ont aussi été obtenus par Sanda et al [190]. Ces derniers ont constaté qu'entre 1 minute et 15 minutes de grenaillage, les contraintes résiduelles de compression augmentent de moins de 10%. Numériquement, Zhang et al. [244] estiment que le maximum de contraintes de compression n'augmente que de 10% entre le premier et le neuvième impact effectué au même endroit. De plus, des études portant sur le grenaillage conventionnel (ce qui implique des vitesses d'impacts bien plus élevées, entre 50 et 100 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$) constatent aussi que le taux de recouvrement n'a pas d'effet significatif sur le maximum de contraintes [110]. De même, des simulations effectuées par Guagliano [77] montrent que sur un panel de 5 impacts, le maximum de contraintes dépend principalement du premier impact. Finalement, il a été montré expérimentalement [241] et numériquement [95] que l'augmentation du taux de recouvrement permet essentiellement d'homogénéiser le champ de contraintes résiduelles de compression au sein de la surface grenaillée.

3.5.2 Prise en compte du comportement des matériaux

La nature des matériaux utilisés modifie aussi bien la vitesse des billes dans la chambre à travers le coefficient de restitution que le niveau de contraintes résiduelles à travers la loi de comportement mécanique de la pièce. Tatara et Moriwaki [212] ont établi que le coefficient de restitution dépendait des deux matériaux en contact. A l'aide d'une bille en acier et pour un impact de $2\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, Wong et al [233] ont mesuré un coefficient de restitution de 0.65 sur un échantillon en acier et de 0.94 sur un échantillon en polymère (Perspex). Par ailleurs, le coefficient de restitution décroit avec la vitesse d'impact. Lifshitz and Kolsky [126] ont montré qu'il décroit principalement entre 0.3 et $1\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ pour un contact acier/acier. Dans le cas d'un impact acier/acier, Aryaei et al. [10] ont identifié la relation entre le coefficient de restitution et la vitesse d'impact à l'aide d'une courbe logarithmique. Les simulations du procédé montrent que plus de 80% des impacts ont une vitesse comprise entre 2 et $12\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Selon l'équation définie par Aryaei et al. [10], le coefficient de restitution devrait varier de 0.65 pour un impact de $2\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ à 0.47 pour un impact de $12\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. *A contrario*, la limite d'élasticité qui augmente avec la vitesse de déformation [97] et l'écrouissage [230] du matériau avec la succession des impacts conduit à une hausse du coefficient de restitution.

Ainsi, par souci de simplicité, un coefficient de restitution constant de 0.8 a été choisi pour tous les impacts bille/paroi. Cette valeur, plus importante que celles mentionnées ci-dessus, s'explique par la dureté des matériaux utilisés qui sont dans notre étude l'oxyde de zirconium pour les billes et de l'acier trempé pour les parois de la chambre. Par ailleurs, l'étude de sensibilité effectuée sur le coefficient de restitution montre qu'une valeur de 0.6 donne des résultats plus éloignés des mesures expérimentales (voir annexe C). De plus, ce choix a été justifié par l'étude de Nouguier-Lehon et al. [159] qui dans une configuration similaire (dimension de la chambre et matériau utilisé) donne des résultats en accord avec l'expérience, tant en terme de nombre d'impacts que de profondeurs d'empreintes.

D'autre part, les contraintes résiduelles générées par les impacts dépendent fortement du matériau dont est fait l'échantillon. Les impacts étant connus pour induire de fortes vitesses de déformation, une attention particulière doit être portée sur le comportement viscoplastique du matériau. Diverses études ont caractérisé le comportement viscoplastique des alliages à base nickel par des essais de traction [234] ou de compression [121]. Néanmoins, Johnson [97] a montré qu'il était possible d'estimer le régime de vitesse d'un impact en fonction du paramètre adimensionné Γ :

$$\Gamma = \frac{E_c}{3Y_d R^3} \tag{3.1}$$

où E_c est l'énergie initiale de l'impact ; Y_d la limite d'élasticité dynamique qui peut être minorée par sa valeur en quasi-statique et R le rayon de la bille. Les vitesses d'impacts étudiées ne dépassent pas $19\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Cela correspond à un Γ autour de 10^{-3} ce qui implique que l'impact peut être convenablement décrit par une indentation quasi-statique. Ainsi, le comportement viscoplastique de l'échantillon peut être négligé.

3.5.3 Lien entre les profondeurs d'empreintes et les vitesses d'impacts

Les simulations mono-impact montrent que jusqu'à $19\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, la profondeur d'empreinte dépend linéairement de la vitesse d'impact, quel que soit l'angle choisi. Ce résultat prolonge ce qui a été observé dans le cas des impacts normaux pour les faibles vitesses par Nouguier-Lehon et al [159] et pour les fortes vitesses par Schiffner et Helling [192]. De plus, la profondeur d'empreinte demeure constante pour tout angle d'impact compris entre 0 et 45 degrés. Cela inclus plus de 60% des impacts générés par le procédé, quelle que soit la quantité de billes utilisée. La distribution des profondeurs d'empreintes permet donc d'obtenir une bonne approximation des vitesses d'impacts induit par le procédé. En effet, en doublant successivement la quantité de billes pour passer de 78 à 156 puis à 312 et 624, la vitesse moyenne des impacts diminue successivement de 19%, 27% puis 42%. Cette diminution correspond approximativement à celle de la profondeur moyenne des empreintes qui elle chute de 21%, 30% et 44%.

Synthèse

Cette étude numérique a permis d'estimer le panel d'impacts produit par le grenaillage ultrasonore pour une configuration donnée puis d'en évaluer quantitativement son effet sur le matériau en termes de modification de surface et de contraintes résiduelles de compression. Elle démontre que ces effets dépendent fortement de la quantité de billes utilisées pendant le procédé.

Les résultats des simulations du procédé par éléments discrets montrent qu'augmenter la quantité de billes induit un plus grand nombre d'impacts et une diminution de leur vitesse moyenne. L'effet des impacts sur le matériau a été étudié à l'aide de simulations mono-impact effectuées par éléments finis. La profondeur d'empreinte, le maximum des contraintes résiduelles de compression et sa distance à la surface ont ainsi pu être déterminés quelles que soient les conditions initiales d'impact calculées par les simulations DEM du procédé. Cette analyse combinée montre, en accord avec l'étude expérimentale, que la profondeur moyenne d'empreintes décroit avec l'augmentation de la quantité de billes utilisées. Ce comportement est fortement corrélé à la diminution de la vitesse moyenne des impacts. De plus, cette analyse a permis de calculer le niveau de contraintes résiduelles en fonction du nombre de billes utilisées. Il est alors possible d'optimiser la quantité de billes en fonction des caractéristiques souhaitées pour le champ de contraintes résiduelles.

Cette méthode d'analyse combinant la simulation du procédé avec des simulations mono-impact apparaît comme un outil fiable pour prédire le niveau de contraintes résiduelles de compression généré par le grenaillage ultrasonore. Cependant, ce procédé est aussi utilisé pour modifier la microstructure du matériau pouvant même mener à une nanostructuration au niveau de la surface traitée. L'introduction d'une loi de comportement de plasticité cristalline permettra de compléter la compréhension de ce phénomène en analysant les changements de la microstructure induits par les différents impacts.

Chapitre 4

Identification d'une loi de comportement de plasticité cristalline pour l'INCONEL690.

Préambule

L'étude expérimentale (chapitre 2) a permis de caractériser le comportement de l'INCONEL690 à différentes échelles. En se basant sur les essais de traction, une loi de comportement élasto-plastique avec écrouissage isotrope a été définie. Celle-ci a été utilisée dans un modèle numérique combinant des simulations par éléments discrets et par éléments finis afin de caractériser l'effet du grenaillage ultrasonore sur l'INCONEL690 (chapitre 3)

D'autre part, l'analyse EBSD (chapitre 2) a permis de mesurer la texture du matériau mais aussi d'extraire diverses microstructures, dont une localisée sous un impact isolé. Or, l'analyse des changements de microstructure durant le grenaillage nécessite l'utilisation d'une loi de comportement prenant en compte la microstructure du matériau.

Une loi de comportement de plasticité cristalline a été développée par Kubin, Devincre et Hoc [47, 49, 89, 117, 118]. Celle-ci, intégrée dans une subroutine Abaqus nommée ANAIS [89], permet de simuler le comportement des matériaux CFC déformés à froid. Cette loi de comportement de plasticité cristalline fait appel à un certain nombre de paramètres élastiques et plastiques qui doivent être adaptés à l'INCONEL690.

Ainsi, ce chapitre a deux objectifs. Le premier est d'identifier les paramètres de la loi de plasticité cristalline spécifiques à l'INCONEL690. Pour cela, l'étude numérique se basera sur les résultats macroscopiques expérimentaux de contraintes/déformation obtenus sur les essais de traction (chapitre 2). Le second objectif est de s'assurer qu'avec ces paramètres, la loi de plasticité est aussi capable de reproduire le comportement du matériau à l'échelle microscopique ainsi que les modifications de microstructure induites par un impact normal observé suite au grenaillage ultrasonore.

4.1 Loi de comportement de plasticité cristalline

La loi de comportement utilisée par la suite est issue des travaux de Kubin, Devincre et Hoc [47, 49, 89, 117, 118] sur la déformation à froid des cristaux CFC. Elle est basée sur la densité de dislocations par système de glissement et la plupart des paramètres utilisés a pu être identifiée par dynamique des dislocations.

4.1.1 Rappel des principales relations

Pour rappel, la déformation plastique du matériau provient du glissement des dislocations dans les différents systèmes. La cission critique des différents systèmes est exprimée à l'aide de l'équation de Taylor généralisée [214, 66] :

$$\tau_c^s = \tau_0 + \mu b \sqrt{\sum_{u=1}^{12} a^{su} \rho^u} \tag{4.1}$$

Où τ_0 est la cission critique liée à la microstructure polycristalline, μ est le module de cisaillement du matériau, b est la norme du vecteur de Burger et les composantes a^{su} sont les coefficients d'interaction entre les systèmes de glissement (s) et (u). Dans le cas des cristaux CFC déformés à froid, les a^{su} ne peuvent prendre que six valeurs distinctes correspondant aux différentes interactions. Par ailleurs, l'évolution de la densité de dislocations de chaque système s'écrit en fonction du taux de quantité de glissement du système [114] :

$$\frac{d\rho^s}{d\gamma^s} = \frac{1}{b}\left(\frac{1}{\Lambda^s} - y_c \rho^s\right) \tag{4.2}$$

Où Λ^s est le libre parcours moyen des dislocations dans le système (s) et y_c un paramètre proportionnel à la distance critique d'annihilation qui traduit l'effet de restauration dynamique. L'expression du libre parcours moyen (équation 4.3) est décrite en détail dans les travaux de Kubin et al. [117] :

$$\frac{1}{\Lambda^s} = \left(\frac{\sqrt{a_0' \rho^s}}{K_I} + \frac{\sum_{j=copla(s)} \sqrt{a_1^{copla} \rho^j}}{K_{copla}} + \frac{1}{L_f^i}\right) \tag{4.3}$$

où K_I et K_{copla} sont pris comme constants. L_f^i est l'apport des systèmes de glissement dont les dislocations peuvent former des jonctions avec celles du système i. Ce terme dépend de la densité de dislocations forêt au système i et du nombre de systèmes activés. Enfin la loi d'écoulement viscoplastique d'un système de glissement (s) est estimée par une loi puissance découlant de la loi d'Orowan [162] :

$$\begin{cases} \text{Si } |\tau^s| \geq \tau_c^s \text{ alors} & \dot{\gamma^s} = \dot{\gamma_0^s} \frac{\tau^s}{\tau_c^s} \left|\frac{\tau^s}{\tau_c^s}\right|^{n-1} \\ \text{Sinon} & \dot{\gamma^s} = 0 \end{cases} \tag{4.4}$$

où $\dot{\gamma_0^s}$ et n sont des constantes fixées respectivement à 10^{-3} s^{-1} et 100 [47].

4.1.2 Paramètres matériaux

Du point de vue élastique, la loi est basée sur un comportement linéaire cubique et nécessite donc de fixer les trois paramètres C_{11}, C_{12} et C_{44}. A cela s'ajoute la norme du vecteur de Burger b et le module de cisaillement μ. Ces paramètres ont été fixés conformément à la littérature [120] et figurent dans le tableau 4.1.

Matériau	C_{11}	C_{12}	C_{44}	b	μ
INCONEL690	224 GPa	150 GPa	120 GPa	0.2556 nm	64 GPa

TABLE 4.1 – Valeurs de paramètres élastiques utilisés pour l'INCONEL690.

Concernant l'aspect plastique, les coefficients d'interaction et ceux du libre parcours moyen ont pu être identifiés, de manière unique pour tout CFC, par dynamique des dislocations [47] pour une densité de dislocations $\rho = 10^{12}$ m^{-2} (voir tableau 4.2).

a_0'	a_1^{copla}	a_1^{coli}	a_1^{ortho}	a_2	a_3	K_I	K_{copla}
0.1	0.12	0.6	0.07	0.12	0.12	180	180

TABLE 4.2 – Valeurs des paramètres plastiques identifiés par dynamique des dislocations.

Les seuls paramètres non fixés de la loi de comportement sont donc le terme de restauration dynamique y_c, la densité initiale de dislocation et la cission critique τ_0. Le terme de restauration y_c a été fixé à 3 nm, conformément à la littérature [218]. La densité initiale de dislocation a été estimée à $5 \cdot 10^{11}$ m^{-2} par système, ce qui est conforme à un CFC polycristallin recuit tel que l'INCONEL690 utilisé par la suite [68]. La cission critique τ_0 a été évaluée en considérant que l'INCONEL690 possède une texture isotrope et une limite d'élasticité de 350 MPa. Du fait de la texture isotrope du matériau, la cission critique initiale peut être estimée à environ un tiers de la limite d'élasticité [12]. Pour tenir compte de la densité initiale de dislocation, τ_0 a donc été fixée à 110 MPa.

4.2 Comportement macroscopique

Afin de vérifier que les paramètres de la loi de plasticité cristalline fixés dans la section 4.1 permettent de reproduire correctement le comportement macroscopique du matériau, une simulation d'essai de traction a été effectuée sur un agrégat polycristallin représentant l'INCONEL690. Les résultats ont ensuite été comparés à l'étude expérimentale.

4.2.1 Modèle éléments finis

L'essai de traction d'un agrégat polycristallin 3D a été simulé sous Abaqus/Implicite avec la subroutine ANAIS et utilise le cadre des grandes déformations. La géométrie de l'éprouvette a été simplifiée en un cube de 320 µm de côté composé de 4096 grains cubiques de 20 µm de côté (voir figure 4.1). Le maillage a été choisi après une étude de convergence (voir annexe E). Il est composé de 110 592 éléments octaédriques linéaires (nommés C3D8R sous Abaqus) de forme cubique, ce qui représente 27 éléments par grain. La traction est simulée en bloquant l'ensemble des nœuds de la face $Y = 0$ de l'éprouvette dans le sens de la sollicitation (direction Y) et en imposant à ceux de la face opposée ($Y = 320$ µm) une vitesse de déplacement constante selon Y afin de fournir une vitesse de déformation initiale de 10^{-4} s^{-1}. Enfin, sur ces deux faces ($Y = 0$ et $Y = 320$ µm), les deux axes passant par leur centre (en pointillé sur la figure 4.1) sont utilisés pour bloquer le déplacement de l'échantillon selon X et Z. Des conditions de bords libres sont appliquées aux 4 autres faces du cube.

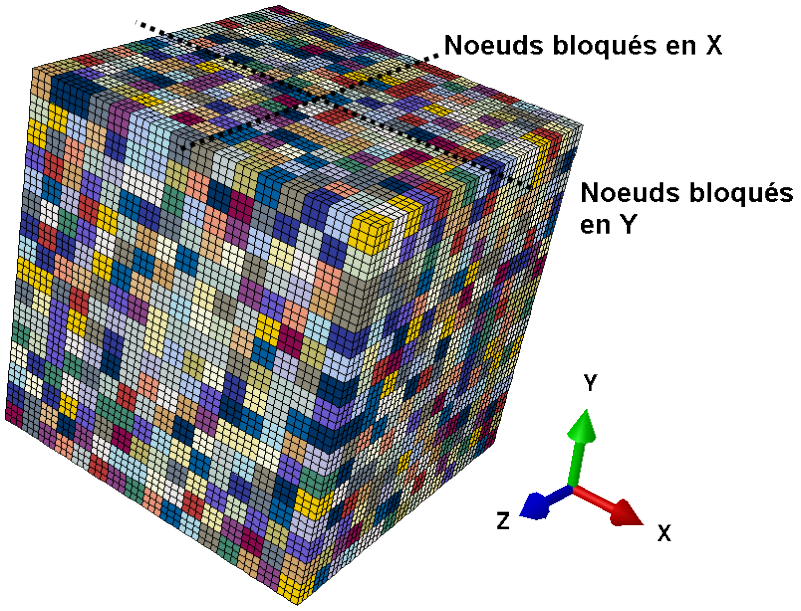


FIGURE 4.1 – Modèle éléments finis utilisé pour la simulation d'essai de traction sur un agrégat polycristallin 3D. Les grains sont colorés de manière arbitraire.

Chaque grain est défini à l'aide de son orientation par rapport au repère de l'échantillon. Celle-ci est choisie de manière à reproduire la texture de référence définie dans le chapitre expérimental (voir figure 4.2). Les directions RD, TD et ND correspondent respectivement à la direction de laminage, à la direction transverse au sens de laminage dans le plan de la plaque et à la direction normale à la surface de la plaque.

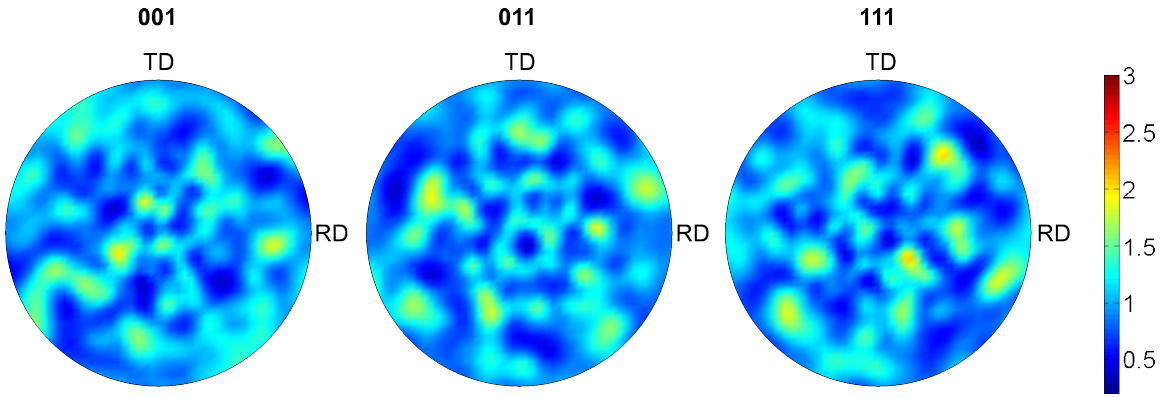


FIGURE 4.2 – Figures de pôles à l'état initial.

La traction est simulée jusqu'à 40% de déformation. La contrainte et la déformation sont calculées de la même manière que dans l'étude expérimentale (section 2.1.2) à partir de la force et du déplacement obtenus sur la face mobile.

4.2.2 Courbes de traction : comparaison avec l'expérience

La figure 4.3 présente les courbes de contrainte/déformation issues des simulations de traction sur l'agrégat polycristallin en vis-à-vis de celles obtenues expérimentalement.

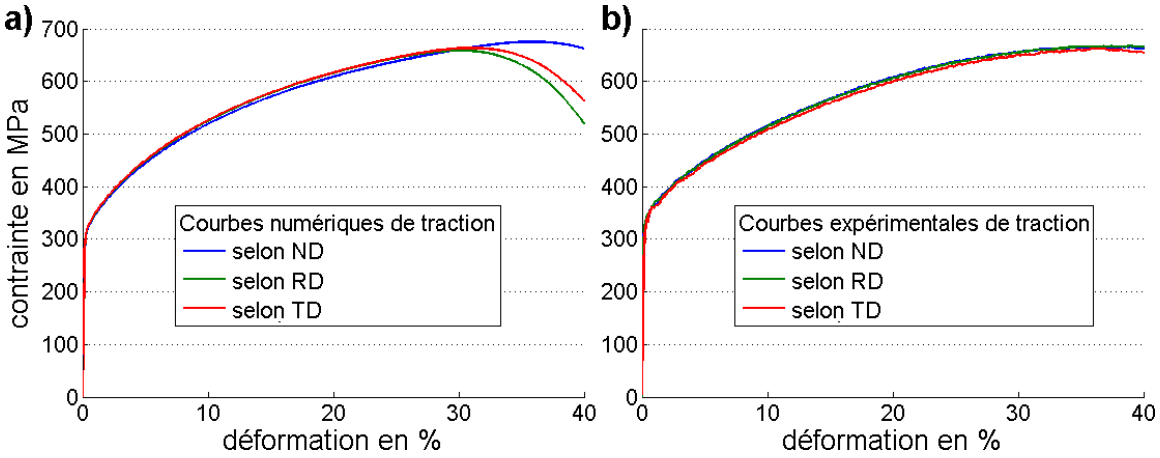


FIGURE 4.3 – Courbes de contrainte/déformation pour les essais de traction dans les trois directions RD, TD et ND : a) simulations numériques et b) étude expérimentale.

Numériquement, les courbes de traction obtenues pour les trois sens de sollicitation RD, TD et ND sont identiques. De plus, elles sont très proches de celles issues de l'étude expérimentale à l'exception du phénomène de localisation qui intervient plus tôt pour les courbes numériques. Du point de vue élastique, le module d'Young obtenu vaut en moyenne 206 GPa pour les 3 directions. Dans le domaine plastique, l'écart entre la courbe numérique et la courbe expérimentale, calculé entre 3% et 30% de déformation, est toujours inférieur à 10 MPa, quelle que soit la direction de traction choisie (RD, TD et ND).

La loi de plasticité cristalline utilisée avec les paramètres choisis pour l'INCONEL690 permet donc de reproduire correctement les essais de traction. Néanmoins, le grenaillage ultrasonore induit essentiellement de la compression. Dans cette optique, des simulations d'essai de compression ont été réalisées.

4.2.3 Courbes de compression : comparaison avec la traction

Les essais de compression ont été réalisés avec le même modèle que celui utilisé pour la traction. Seul le sens de la sollicitation a été modifié. Les courbes numériques de compression sont présentées figure 4.4.a en vis-à-vis de celles de traction (figure 4.4.b). Le comportement en compression décrit par la loi de plasticité cristalline est très proche de celui obtenu en traction, exception faite du phénomène de localisation.

Du point de vue élastique, le module d'Young obtenu n'est pas affecté par le sens de sollicitation (traction ou compression), quelle que soit la direction choisie. Dans le domaine plastique, l'écart entre la courbe de compression et celle de traction, calculé entre 3% et 30% de déformation, est toujours inférieur à 15 MPa quelle que soit la direction de sollicitation choisie.

La loi de comportement de plasticité donne une courbe contrainte/déformation similaire en traction et en compression. Ce comportement est en accord avec ce qui est observé expérimentalement par Blaizot et al. [30] sur l'INCONEL690. Les paramètres choisis pour

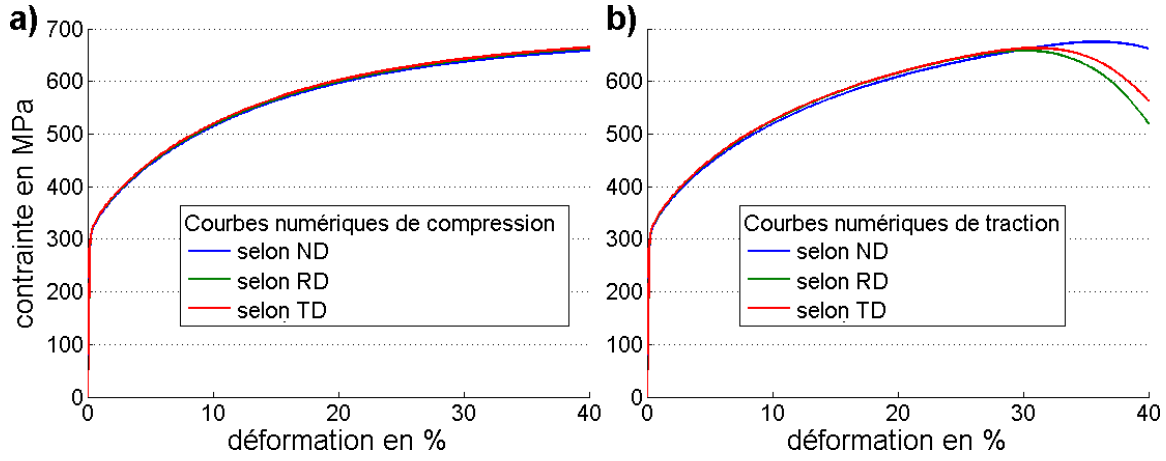


FIGURE 4.4 – Courbes numériques de contrainte/déformation dans les trois directions RD, TD et ND : essais de a) compression et b) de traction.

la loi de comportement de plasticité cristalline permettent donc de décrire le comportement macroscopique de l'INCONEL690. Il reste à vérifier qu'ils permettent de décrire l'évolution de la microstructure. A cette échelle, l'évolution de la texture suite aux essais de traction ou compression fournit un premier élément de réponse.

4.2.4 Évolution de la texture en traction et compression

La texture du matériau a été calculée pour les essais de traction et de compression selon l'axe ND (figure 4.5).

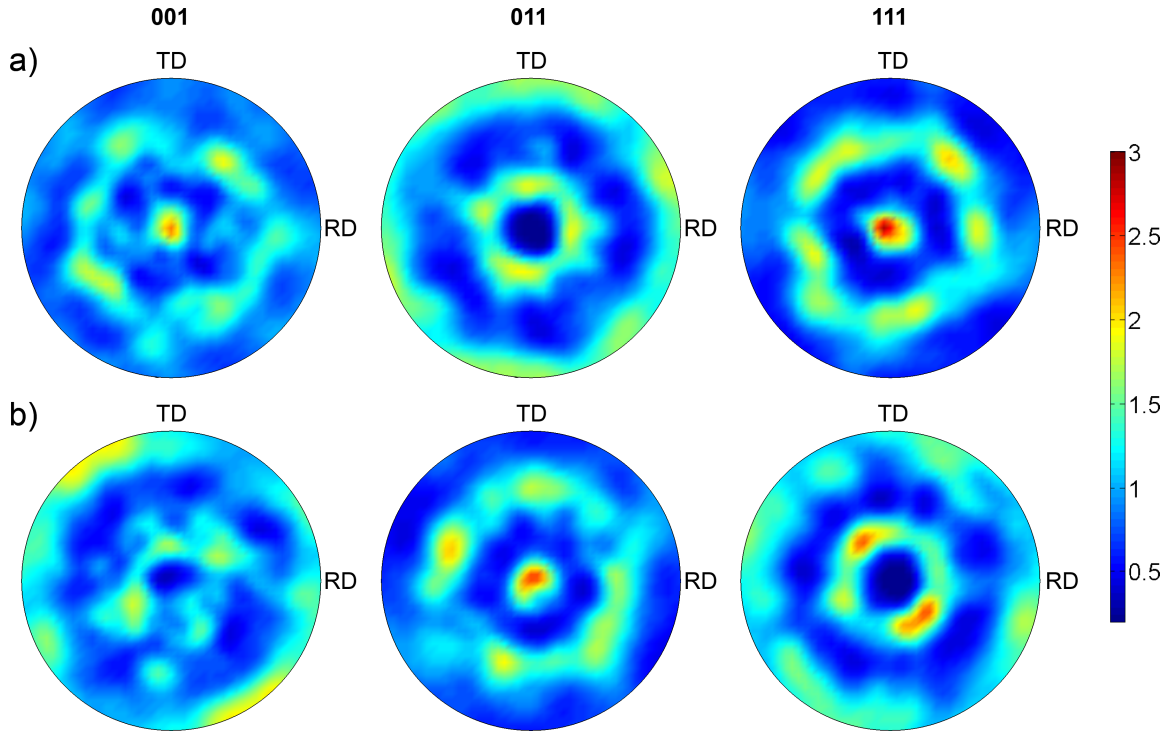


FIGURE 4.5 – Figures de pôles après 30% de déformation a) en traction et b) en compression.

Afin de s'affranchir du phénomène de localisation, les textures présentées sont obtenues après 30% de déformation. En traction et en compression, la simulation donne une texture de type fibre, conformément à ce qui est observé expérimentalement dans le cas de la sollicitation uni-axiale d'un CFC [31].

A travers les figures de pôles inverses (figure 4.6) tracées après 30% de déformation, il apparaît clairement que l'axe de traction ND se concentre autour de l'axe $\bar{1}11$ et de l'axe 001. *A contrario*, suite à la compression, l'axe ND est principalement orienté autour de l'axe 011.

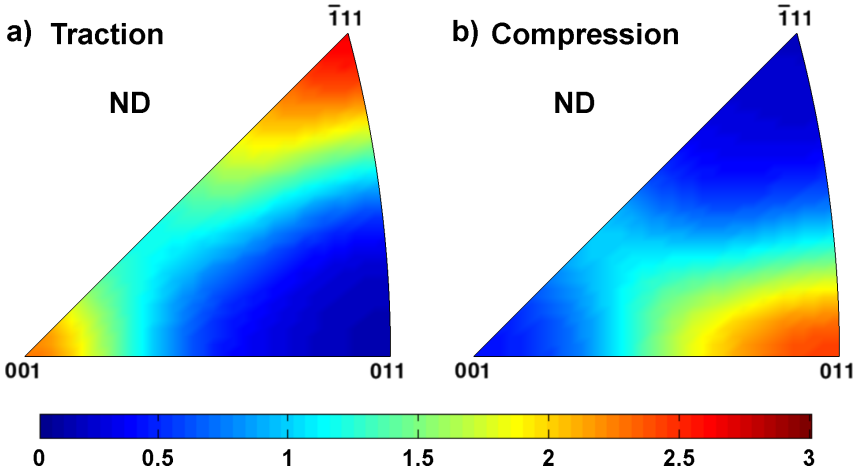


FIGURE 4.6 – Figures de pôles inverses selon l'axe de sollicitation ND après 30% de déformation pour un essai de a) traction et b) compression.

L'évolution de la texture est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature [31] ce qui traduit une bonne description de la rotation globale des grains pendant l'essai. Néanmoins, pour prédire les effets locaux dans le matériau, il est nécessaire d'analyser le comportement des grains pris indépendamment les uns des autres.

4.3 Comportement monocristallin

Cette section s'intéresse au comportement de monocristaux afin de vérifier si, localement, le comportement du grain est bien décrit. Divers essais de traction et de compression sur des monocristaux d'INCONEL690 ont ainsi été simulés. Le comportement en termes de cission/cisaillement des monocristaux ayant déjà été étudié en détail par Devincre et al. [47], cette section se concentre uniquement sur la rotation du monocristal lors de la sollicitation en fonction de son orientation initiale.

4.3.1 Modèle éléments finis

Les essais de traction et compression d'un monocristal ont également été simulés sous Abaqus/Implicite avec la subroutine ANAIS. La forme de l'éprouvette est identique à celle utilisée par Devincre et al. [47] (voir figure 4.7) et permet de minimiser les effets de bords. L'éprouvette d'une longueur totale de 26.5 mm, est orientée selon l'axe Y choisi comme direction de sollicitation. Le maillage est composé de 500 éléments C3D8R de

forme cubique disposés en une seule couche dans l'épaisseur de l'éprouvette. La zone utile au centre de l'éprouvette mesure 7 mm de long selon Y pour 3 mm de large selon X et 0.5 mm d'épaisseur selon Z. Elle contient $6 \times 14 = 84$ éléments.

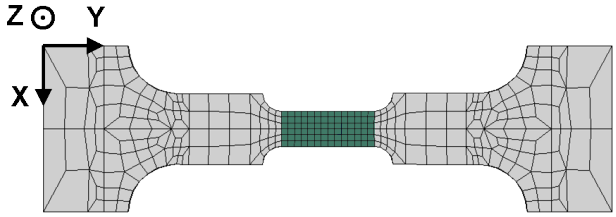


FIGURE 4.7 – Modèle élément finis utilisé pour les simulations d'un essai uni-axial sur un monocristal. La zone utile figure en vert.

La loi de comportement utilisée est celle décrite dans la section 4.1. Néanmoins, puisqu'il s'agit du comportement d'un monocristal, τ_0 a été fixée à 1 MPa et la densité initiale de dislocation a été réduite à $1 \cdot 10^9$ m^{-2} par système.

L'essai est simulé en bloquant l'ensemble des nœuds d'un bord de l'éprouvette dans le sens de la sollicitation (direction Y) et en imposant une vitesse de déplacement constante selon Y de $7 \cdot 10^{-4}$ mms^{-1} à ceux de la face opposée. La zone utile subit ainsi une vitesse de déformation initiale de 10^{-4} s^{-1}. Enfin, l'éprouvette est fixée latéralement de la manière suivante : les nœuds au centre des deux bords ($Y = 0$ mm et $Y = 26.5$ mm) de l'éprouvette sont bloqués selon X et l'ensemble des nœuds de la face $Z = 0$ mm est bloqué selon Z. Des conditions de surface libre sont appliquées sur les autres faces de l'éprouvette.

L'essai est simulé jusqu'à ce que la zone utile atteigne une déformation de 6% afin de correspondre à ce qui a été effectué par Winther et al. [232]. 119 simulations ont été effectuées afin de tester le comportement en rotation du monocristal en fonction de son orientation initiale par rapport à l'axe de sollicitation (voir figure 4.8).

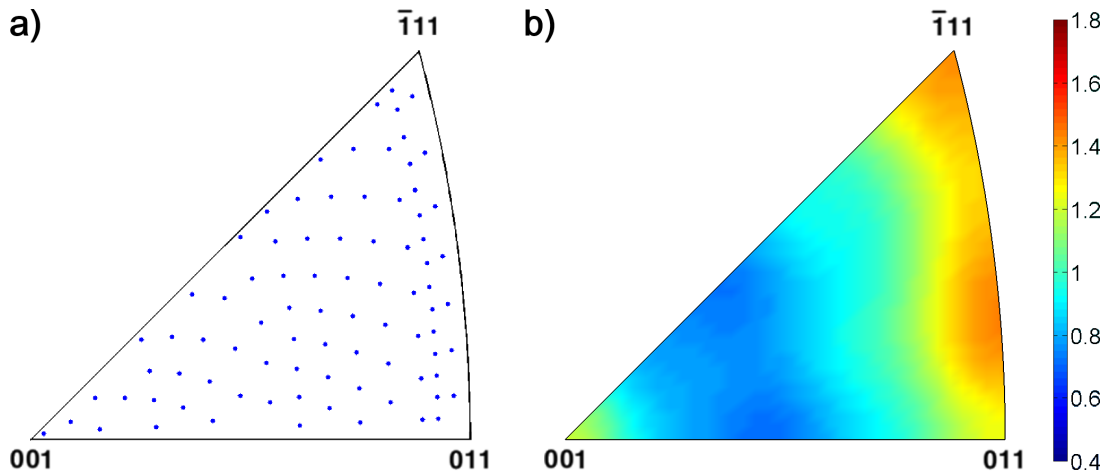


FIGURE 4.8 – a) Position initiale de l'axe de sollicitation dans le repère cristallographique pour les 119 simulations et b) figure de pôles inverse associée l'ensemble de ces positions.

4.3.2 Rotation de l'axe de traction

La figure 4.9 montre la rotation de l'axe de traction par rapport au repère cristallographique en fonction de l'orientation initiale. Tout comme dans l'étude de Winther et al. [232] (section 1.3.3), le triangle standard peut être découpé en quatre régions couvrant un comportement en rotation spécifique de l'axe de traction.

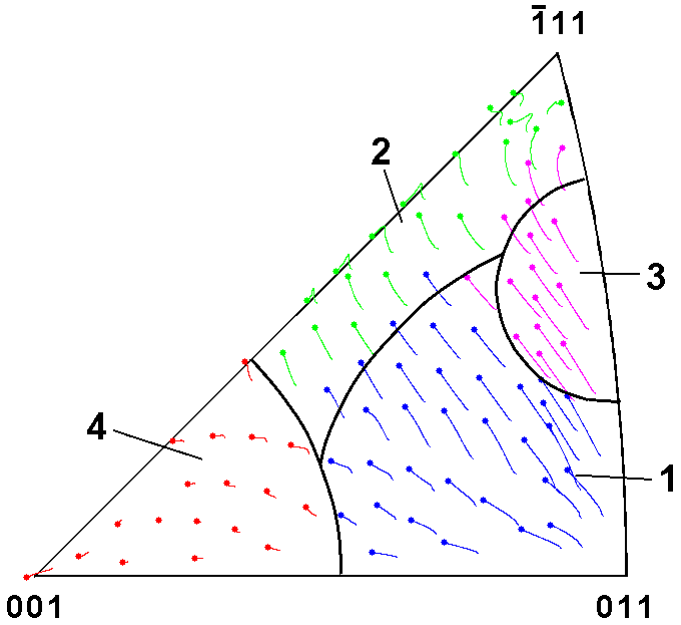


FIGURE 4.9 – Triangle standard montrant l'évolution de l'orientation de l'axe de traction dans le repère monocristallin au cours les différentes simulations. Le symbole · indique l'orientation finale.

4.3.3 Comparaison avec l'expérience

Le comportement observé pour les monocristaux d'INCONEL690 est similaire à celui observé par Winther et al. [232] (section 1.3.3). Cependant, cette étude expérimentale a été effectuée sur de l'aluminium pur alors que les résultats numériques ont été obtenus avec les paramètres de l'INCONEL690. De nouvelles simulations de traction ont donc été effectuées en prenant des paramètres adaptés à l'aluminium [88] (voir tableau 4.3).

Matériau	C_{11}	C_{12}	C_{44}	b	μ	y_c
Aluminium	108.2 GPa	61.3 GPa	28.5 GPa	0.286 nm	26.3 GPa	5 nm

TABLE 4.3 – Paramètres utilisés pour la loi de comportement de l'aluminium.

La figure 4.10 permet de comparer les résultats des simulations sur l'aluminium avec ceux des expériences de Winther et al. [232]. Le comportement en rotation obtenu numériquement est très proche des résultats expérimentaux.

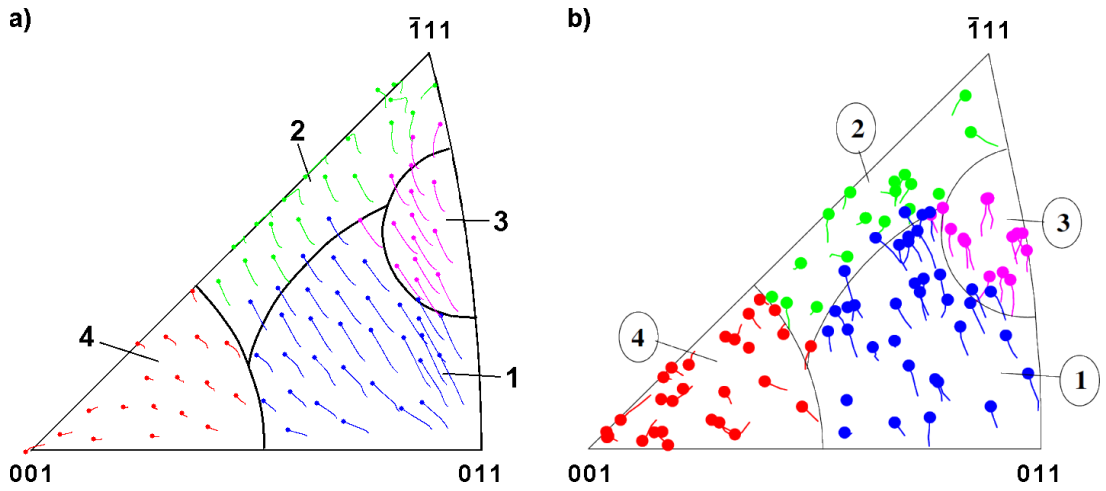


FIGURE 4.10 – Triangles standard montrant l'évolution de l'orientation de l'axe de traction dans le repère monocristallin pendant les différents essais. Le symbole · indique l'orientation finale. a) Simulations numériques effectuées pour un monocristal d'aluminium, b) étude expérimentale extraite des travaux de Winther et al. [232].

De manière plus quantitative, l'angle de rotation moyen de l'axe de traction a été calculé dans chacune des quatre régions. Les résultats pour l'INCONEL690 et l'aluminium ainsi que ceux obtenus expérimentalement par Winther et al. [232] sont regroupés dans le tableau 4.4.

	Région 1	Région 2	Région 3	Région 4	Global
Simulation, INCONEL690	2.7°	1.7°	2.7°	0.8°	2.3°
Simulation, Aluminium	2.9°	1.8°	2.7°	1.0°	2.5°
Expérience, Aluminium [232]	2.7°	1.7°	2.5°	1.5°	2.1°

TABLE 4.4 – Angle de rotation moyen de l'axe de traction.

Quel que soit le matériau, l'angle moyen calculé dans chaque région est très proche de celui obtenu par Winther et al. [232] (à l'exception de la région 4). Les régions 1 et 3 sont celles donnant les angles de rotation les plus forts avec une valeur moyenne numérique et expérimentale supérieure à 2.5°. Concernant la rotation des grains, l'effet du matériau reste de faible ampleur, ce qui est conforme à la littérature [232, 160], même si une rotation légèrement plus importante est obtenue pour l'aluminium.

Ainsi la loi de plasticité cristalline reproduit fidèlement le comportement en rotation de monocristaux sous traction. Comme dans le cas macroscopique, le grenaillage sollicitant le matériau essentiellement en compression, des simulations d'essais de compression ont aussi été réalisées.

4.3.4 Comparaison des essais de compression et de traction

Les essais de compression ont été réalisés avec le même modèle que celui décrit dans la section 4.3.1, seul le sens de la sollicitation a été modifié.

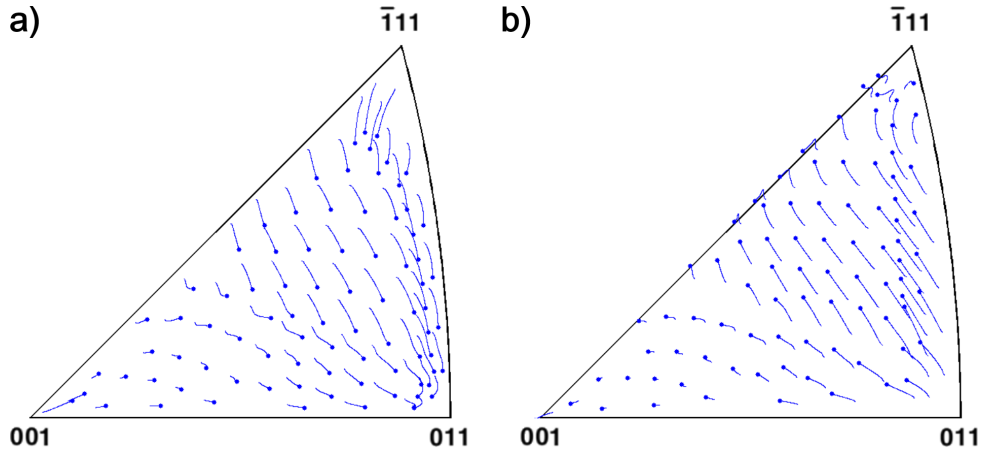


FIGURE 4.11 – Triangles standard montrant la rotation de l'axe de sollicitation dans le repère monocristallin d'INCONEL690 pendant les essais de a) compression et de b) traction. Le symbole · indique l'orientation finale.

Le comportement en compression apparaît comme opposé à celui obtenu en traction au sens où l'axe de sollicitation (figure 4.11) s'oriente globalement vers l'axe cristallin 011 (Figure 4.11.a). De plus, l'angle moyen de rotation calculé pour l'ensemble des simulations de traction (2.32°) est très proche de celui calculé pour les simulations de compression (2.45°).

Par ailleurs, les figures de pôles associées aux 119 simulations de traction ou de compression (figure 4.12) sont qualitativement très proches de celles observées après un essai de traction/compression sur l'agrégat polycristallin 3D (figure 4.6). En traction, la densité d'orientation se concentre sur les axes $\bar{1}11$ et 001 alors qu'en compression celle-ci est focalisée sur l'axe 011.

Ainsi, statistiquement, les grains dans l'agrégat 3D en traction ou compression possèdent un comportement en rotation similaire aux monocristaux soumis à un essai uniaxial. Ce comportement conforte l'hypothèse de Winther et al. [232] considérant l'effet des grains adjacents dans le polycristal à gros grain comme négligeable sur la rotation moyenne de l'ensemble des grains. Cela justifie aussi la comparaison entre les résultats de simulations sur un monocristal avec ceux de son étude expérimentale.

4.4 Effet d'un impact sur la microstructure

La loi de comportement de plasticité cristalline décrit correctement le comportement macroscopique de l'INCONEL690 en traction et en compression. Au niveau microscopique, la loi a aussi permis de reproduire le comportement de monocristaux sous traction et compression. L'objectif de cette section est donc de s'assurer que la loi permet de décrire

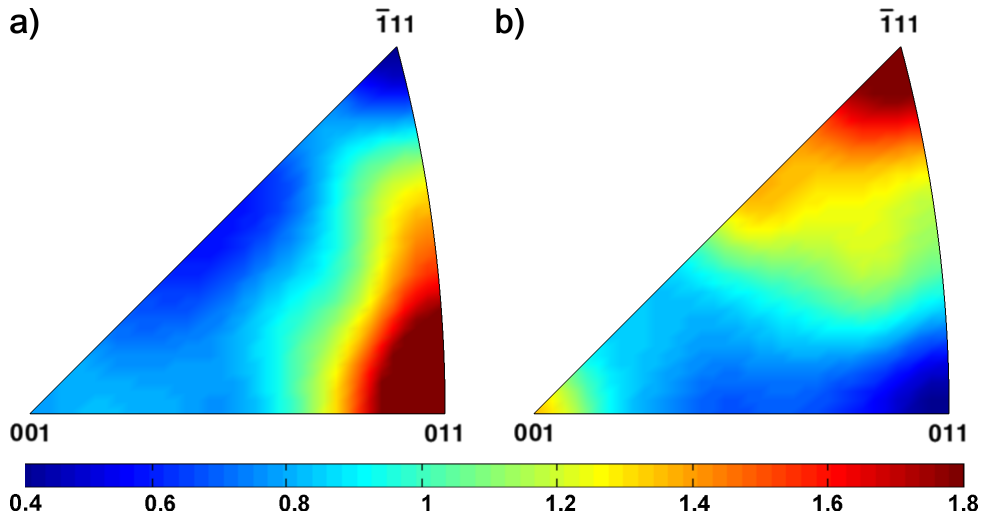


FIGURE 4.12 – Les figures de pôles inverses représentant les fonctions de densité d'orientation finale après a) compression et b) traction de l'ensemble des 119 simulations.

les effets locaux au sein d'un polycristal sous une sollicitation macroscopique. Puisque à terme le but de l'étude est d'analyser le comportement de l'INCONEL690 sous grenaillage ultrasonore, la sollicitation macroscopique choisie est un impact caractéristique de ce procédé.

4.4.1 Sélection de la microstructure expérimentale

Une microstructure expérimentale a été extraite sous un impact induit par le grenaillage ultrasonore (voir section 2.2.4). Une empreinte isolée a été sélectionnée sur la surface grenaillée expérimentalement pendant une seconde avec 156 billes (voir figure 4.13).

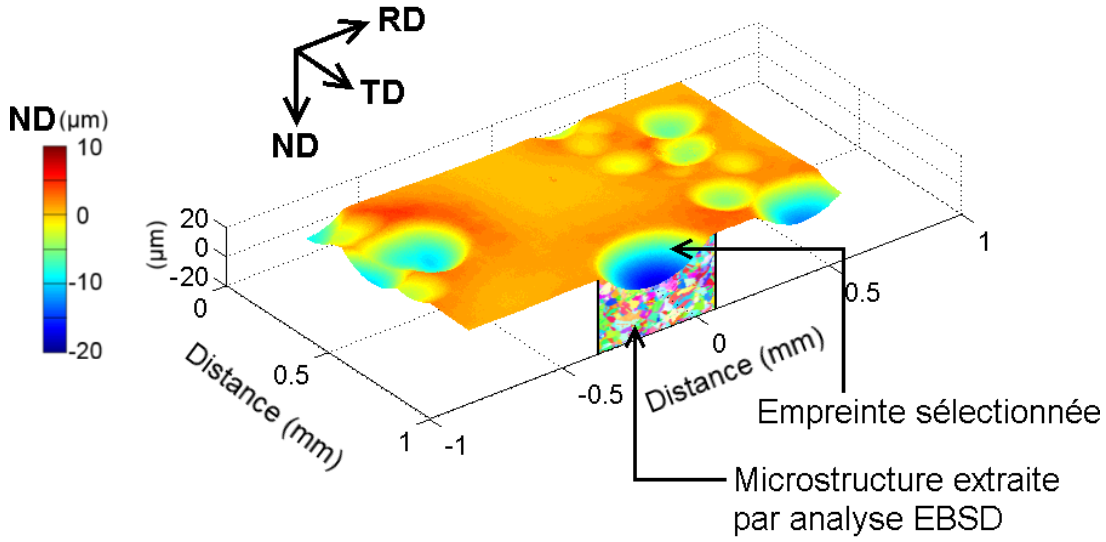


FIGURE 4.13 – Cartographie expérimentale de la surface d'INCONEL690 grenaillée avec 156 billes. et position de la microstructure expérimentale choisie.

L'empreinte est relativement symétrique et mesure 20 µm de profondeur et 400 µm de diamètre. Les simulations d'impact effectuées précédemment (section 3.3.2) ont permis de relier la vitesse d'impact à la profondeur de l'empreinte (figure 3.10). En supposant l'empreinte parfaitement symétrique, les 20 µm de profondeur correspondent alors à un impact normal de 11 $m \cdot s^{-1}$ [186]. A cette vitesse, la contrainte résiduelle induite par l'impact atteint son maximum à 200 µm de profondeur. Afin de capter l'essentiel de l'effet de l'impact sur le matériau, les dimensions de la microstructure expérimentale ont été fixées à 480 µm de long sur 450 µm de profondeur (figure 4.14.a).

4.4.2 Construction de l'agrégat polycristallin 2D

A partir de la microstructure expérimentale obtenue par analyse EBSD (figure 4.14.a), un agrégat polycristallin 2D, nommé ci-après AP1, a été construit à l'aide d'une couche d'éléments C3D8R de 2 µm de côté (figure 4.14.b).

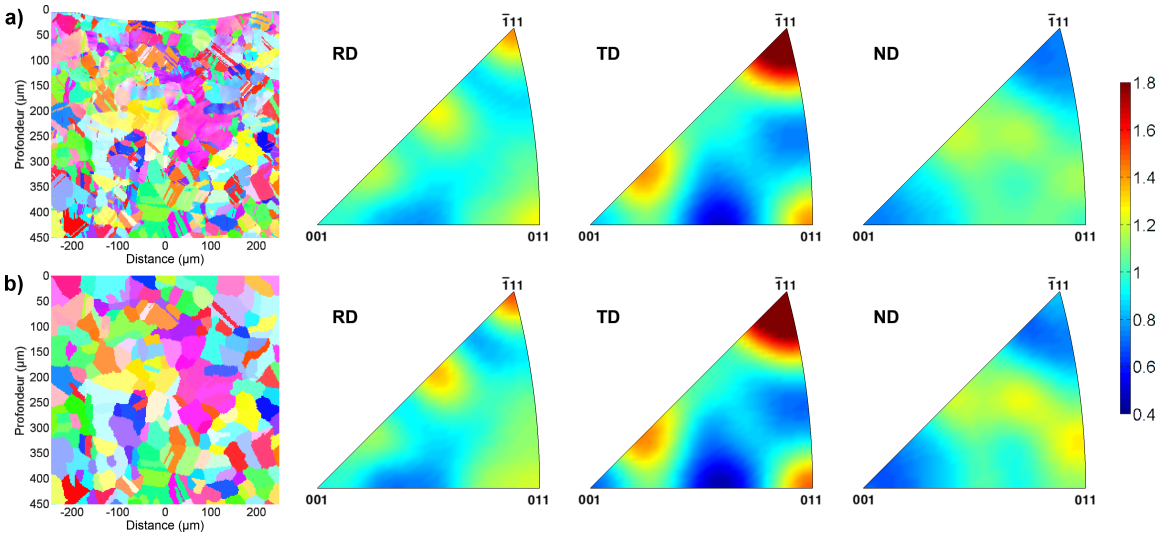


FIGURE 4.14 – a) Microstructure expérimentale et figures de pôles inverses correspondantes. b) Agrégat polycristallin numérique construit à partir de a).

En accord avec ce qui a été fait dans le chapitre 2, les grains ont été identifiés sur la microstructure expérimentale en considérant un angle seuil pour les joints de grains de 15°. Numériquement, les grains sont définis par une unique orientation. Celle-ci a donc été fixée pour chaque grain en moyennant l'ensemble des orientations mesurées à l'intérieur. Par ailleurs, pour simuler correctement le comportement de chaque grain, celui-ci doit être représenté par un nombre minimum d'éléments. Ainsi, tous les grains d'une surface inférieure à 270 μm^2 ont été supprimés. Les pixels appartenant aux grains supprimés sont réaffectés au grain le plus proche. Comme le montre la figure 4.14, les modifications apportées à la microstructure expérimentale pour obtenir l'agrégat AP1 ne modifient pas la texture. Afin de simuler un impact de 11 $m \cdot s^{-1}$ sur l'agrégat, des conditions aux limites autour de celui-ci ont été définies.

4.4.3 Conditions aux limites

Le modèle numérique d'impact (modèle éléments finis avec calcul explicite) décrit dans le chapitre précédent (section 3.2) a été utilisé pour simuler un impact normal de 11 $m \cdot s^{-1}$. Les déplacements autour d'une zone d'intérêt, aux dimensions de la microstructure expérimentale (en vert sur la figure 4.15.a), ont été recueillis pendant la simulation d'impact. Ces déplacements ont ensuite été appliqués comme conditions aux limites sur l'agrégat.

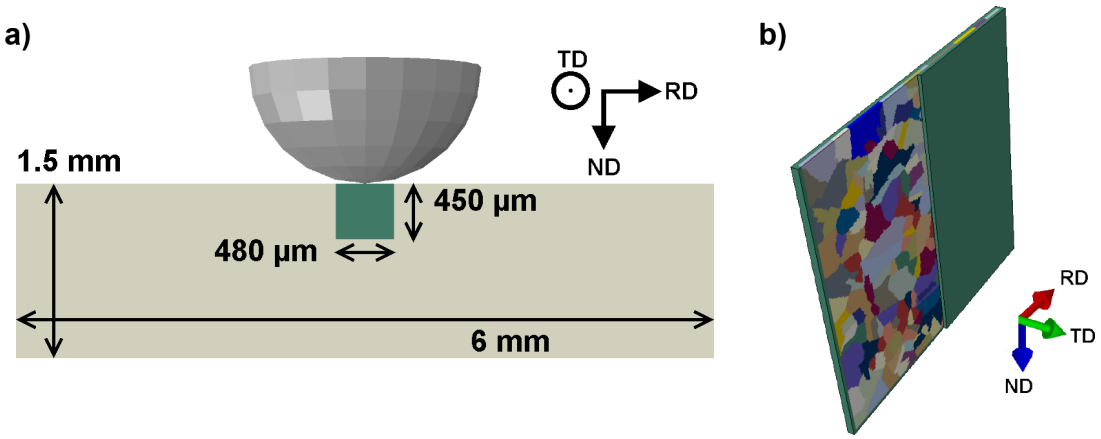


FIGURE 4.15 – a) Modèle explicite éléments finis d'impact, la zone d'intérêt apparaît en vert et le reste du modèle en gris. b) Modèle implicite de sollicitation de l'agrégat polycristallin.

Afin de ne pas contraindre directement l'agrégat, celui-ci a été entouré d'une couche d'éléments ayant une loi de comportement homogène, telle que décrite dans la section 3.2 (figure 4.15.b). Comme dans les sections précédentes (4.2 et 4.3), la simulation a été réalisée sous Abaqus/Implicite avec la subroutine ANAIS.

Par ailleurs, le modèle d'impact ainsi construit a été testé en conservant la loi de comportement homogène sur tout l'agrégat. Cela a permis de vérifier que les résultats obtenus sont bien identiques à ceux issus du modèle explicite d'impact décrit dans la section 3.2. Les détails de cette analyse sont disponibles dans l'annexe F.

4.4.4 Désorientation spatiale : comparaison avec l'expérience

La désorientation spatiale a été caractérisée par le KAM, ce qui permet de quantifier les écarts d'orientation intra-granulaire. La figure 4.16.a donne la cartographie KAM obtenue sur l'agrégat polycristallin après la simulation d'un impact normal à 11 $m \cdot s^{-1}$. En surface, le KAM atteint un maximum de 2.5° aux extrémités de l'empreinte. A 150 µm de profondeur dans l'axe de l'empreinte, le KAM atteint localement des valeurs allant jusqu'à 4°. De plus, la désorientation est d'autant plus forte à proximité des joints de grains. Les mêmes tendances sont observées pour la cartographie KAM de la microstructure expérimentale (Figure 4.16.b).

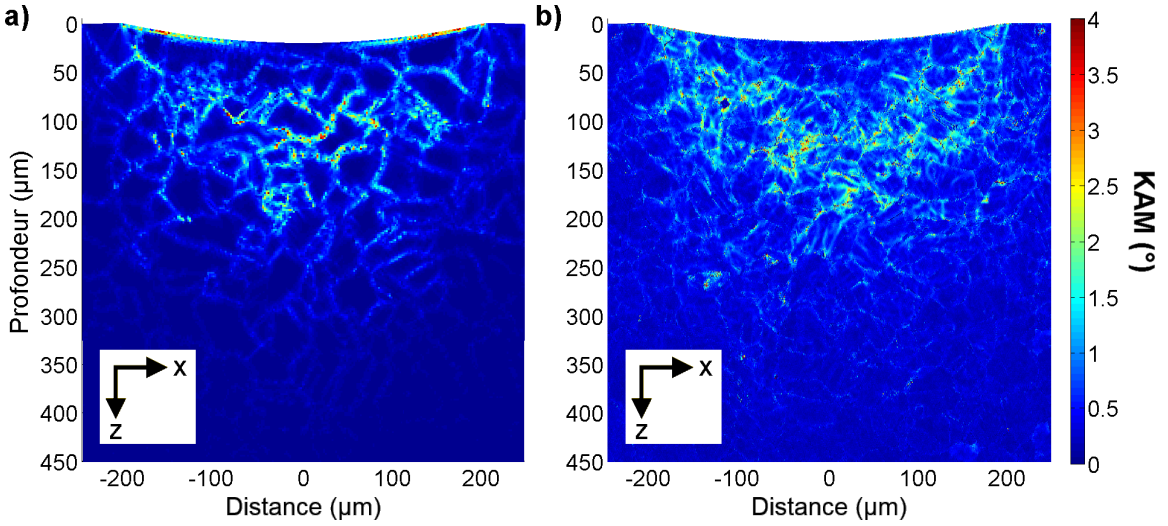


FIGURE 4.16 – Cartographies KAM obtenue a) après la simulation d'un impact normal à 11 $m \cdot s^{-1}$ sur l'agrégat polycristallin. b) à partir de la microstructure expérimentale.

Plus quantitativement, le profil moyen du KAM en fonction de la profondeur issu de la simulation a été superposé au profil moyen du KAM expérimental (Figure 4.17). Le profil numérique et celui obtenu sur la microstructure expérimentale présentent la même tendance. Au-delà de 300 µm de profondeur, la valeur des courbes stagne entre 0 et 0.1°. Les deux profils (obtenus avec l'agrégat AP1 et avec la microstructure expérimentale) présentent un pic d'une valeur d'environ 1.1° situé à 135 µm de profondeur.

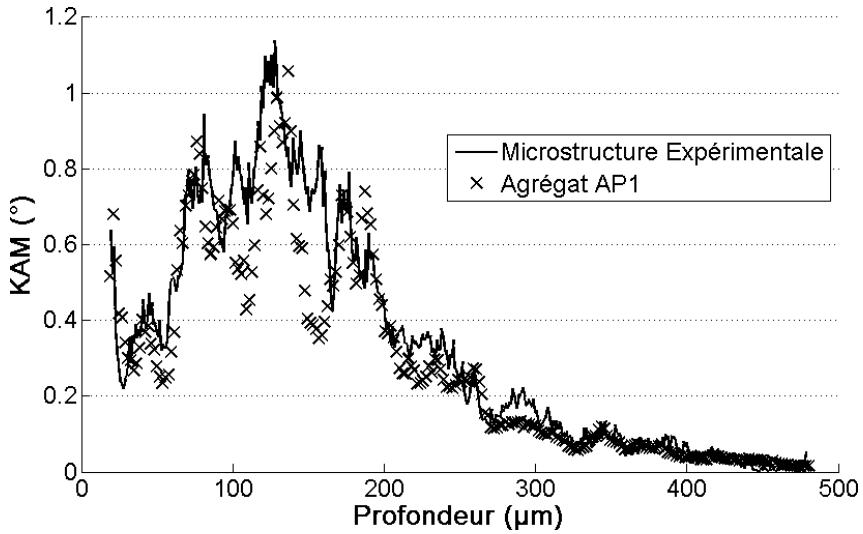


FIGURE 4.17 – Profils moyens du KAM dans l'axe de l'empreinte. A chaque profondeur, un KAM moyen est calculé à partir des pixels ou points de gauss distants de moins de 100 µm de l'axe d'impact.

La simulation sur l'agrégat polycristallin AP1 permet donc de reproduire les effets locaux dans le matériau, en ce qui concerne le KAM. A notre connaissance, aucune étude numérique n'a obtenu de validation similaire concernant le comportement d'un agrégat polycristallin sous impact.

Néanmoins, la désorientation spatiale aux sein de grains déformés à déjà été observée pour d'autres types de sollicitation, tels que des essais de traction [170, 181, 101], de nanoindentation [225] ou de grenaillage ultrasonore [171]. Ces différents essais expérimentaux sont en accord avec les observations expérimentales et numériques présentées dans le paragraphe précédent. Ainsi, la concentration du KAM à proximité des joints de grains a été observée par Pokharel et al. [170] pour les gros grains d'un polycristal de cuivre sous traction uni-axiale. Dans son étude sur un essai de traction sur une feuille d'acier polycristallin, Rollett et al. [181] s'est intéressé à l'évolution moyenne du KAM en fonction de la distance au joint de grain. Ils retrouvent statistiquement le résultat de Pokharel et al. [170].

Cependant, le KAM ne permet pas de définir si le réseau cristallin a plus tourné près du joint de grain qu'en son centre. Or, le modèle numérique d'impact permet de calculer la désorientation temporelle due à l'impact, c'est-à-dire, l'angle de rotation nécessaire pour passer de l'orientation avant impact à l'orientation après impact.

4.4.5 Désorientation spatiale et désorientation temporelle

La désorientation temporelle (ci-après nommée uniquement désorientation) est représentée sur la figure 4.18.a en vis-à-vis de la cartographie de KAM (4.18.b).

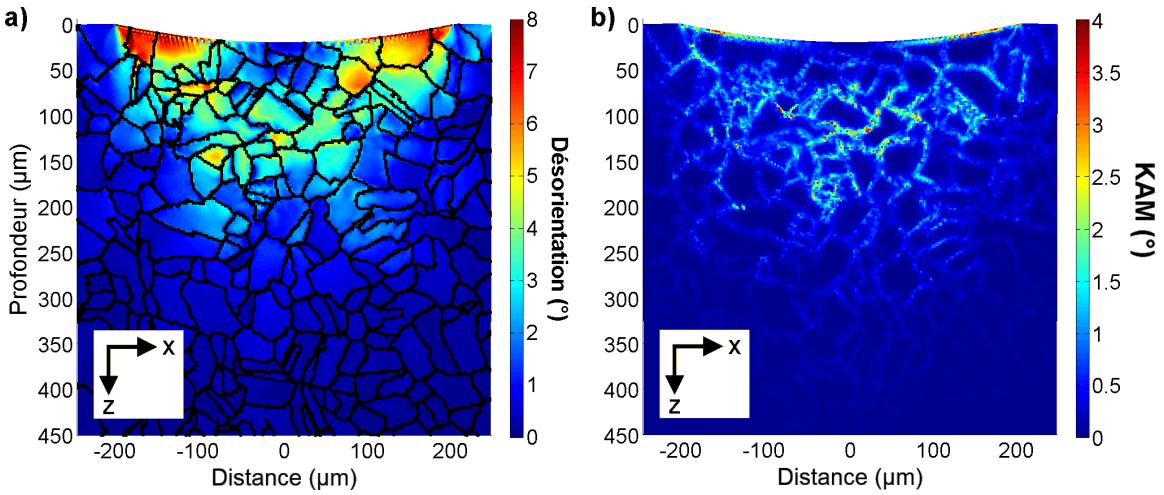


FIGURE 4.18 – Cartographies a) de désorientation b) et KAM après un impact de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

Les deux grains au bord de l'empreinte présentent une forte dispersion de désorientation. En surface, la désorientation atteint 8°. Cette valeur correspond à l'angle que la surface au bord de l'empreinte forme avec l'axe X. Plus en profondeur, la désorientation dans le grain s'annule. Néanmoins, le KAM dans ce grain reste peu élevé car il n'y a pas de changement brutal d'orientation cristalline dans le grain.

Afin de visualiser la répartition de la désorientation au sein de chaque grain, la figure 4.19 présente la désorientation relative c'est-à-dire la différence entre la désorientation de chaque pixel et la moyenne du grain. Dans le plupart des grains, les zones proches de la sollicitation présentent une désorientation relative positive tandis que celle plus éloignée ont une désorientation relative négative. Ainsi, suivant la zone étudiée dans le grain, la rotation du réseau cristallin près du joint de grains est plus ou moins importante que la rotation moyenne du grain.

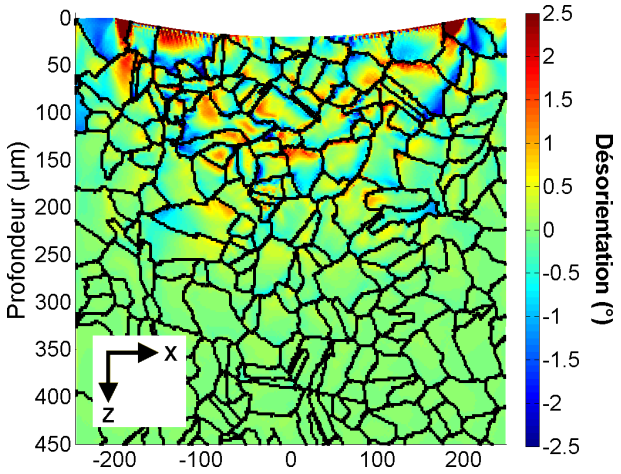


FIGURE 4.19 – Cartographie de désorientation relative après un impact de 11 $m \cdot s^{-1}$. A la désorientation de chaque pixel est soustraite la désorientation moyenne du grain correspondant.

Dans tous les cas, des effets locaux sont observés proches des joints de grains. Or, la loi de plasticité cristalline utilisée dans notre étude ne prévoit pas d'effet spécifique des joints de grains sur le comportement du matériau. En effet, les grains se distinguent uniquement par une variation brutale d'orientation cristalline. A ce titre, aucune différence n'est faite entre une macle et un joint de grains. Or diverses études [44, 74, 133, 153] ont montré que la présence des joints de grains affecte le comportement plastique du cristal. Ces études, basées sur l'empilement des dislocations aux joints de grains [88, 93, 21] permettent entre autre d'introduire un effet de taille des grains dans la loi de plasticité cristalline [74, 133, 191].

Néanmoins, la taille des grains considérés dans la présente étude ont un diamètre supérieur à 18 µm. De plus, le profil moyen de KAM obtenu par la simulation numérique sur l'agrégat AP1 est proche de celui extrait de la microstructure expérimentale (figure 4.17). Ainsi, l'effet des joints de grains sur le comportement plastique de l'agrégat polycristallin semble pouvoir être négligé.

4.4.6 Effet de la microstructure et de la texture

L'agrégat AP1 était initialement très proche de la microstructure expérimentale et celle-ci a été mesurée après l'impact. Afin d'étudier l'effet de la texture et de la microstructure, deux autres agrégats polycristallins 2D, nommés AP2 et AP3, ont donc été construits (voir figure 4.20).

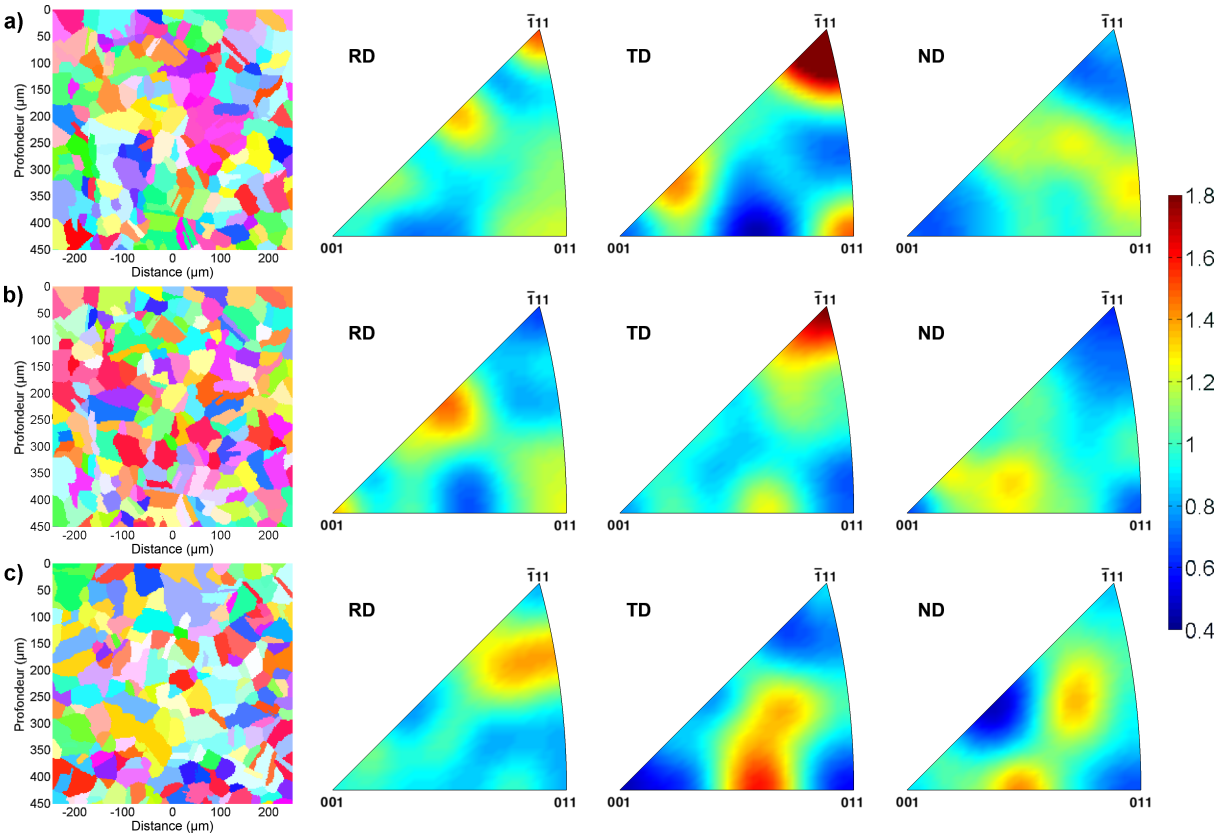


FIGURE 4.20 – Présentation des 3 agrégats polycristallins a) AP1 b) AP2 c) AP3.

L'agrégat AP2 a été construit à partir de l'agrégat AP1 en modifiant l'orientation des grains afin de s'approcher de la texture de référence utilisée dans la section 4.2. L'agrégat AP3 a été généré à partir de la microstructure expérimentale extraite d'un échantillon d'INCONEL690 non-grenaillé décrite dans la section 2.2.1. L'effet de la microstructure et de la texture a été étudié en comparant les résultats des simulations d'impact sur les 3 agrégats polycristallins en termes de désorientation spatiale et de modifications des figures de pôles inverses.

Désorientation spatiale (KAM)

Les profils moyens du KAM après impact ont été tracés pour les trois agrégats polycristallins et comparés au profil expérimental (figure 4.21).

L'écart avec la courbe expérimentale est évalué à 0.11° pour l'agrégat AP1, 0.13° pour AP2 et 0.14° pour AP3. Ainsi les courbes numériques sont proches de la courbe expérimentale. Les trois profils présentent la même tendance avec un maximum d'intensité situé à 135 µm de profondeur. De plus, bien que leur intensité diffère, les deux profils correspondant aux agrégats AP1 et AP2 présentent de nombreux pics en commun. Les pics du profil obtenu avec l'agrégat AP3 sont quant à eux placés à des endroits différents de ceux obtenus avec AP1 et AP2. Or, le KAM étant d'autant plus important à proximité des joints de grains, cette différence de nombre et de position des pics correspond à une différence de microstructure au regard de la disposition des joints de grains.

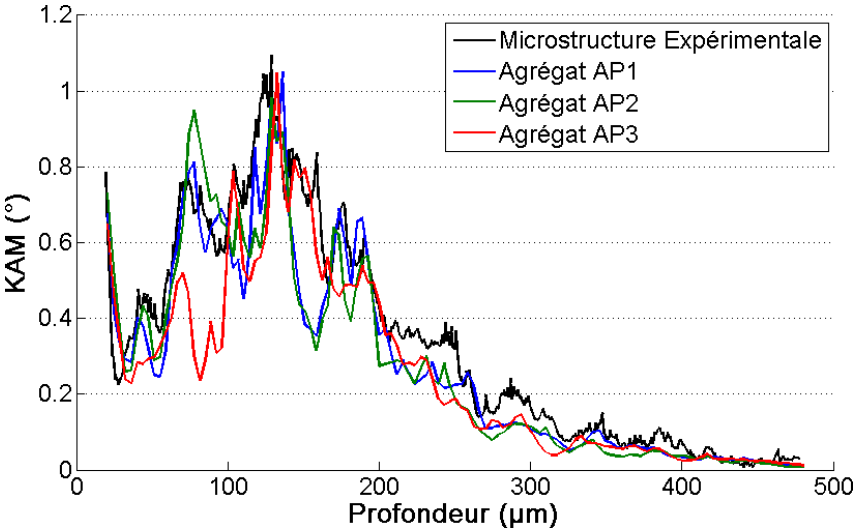


FIGURE 4.21 – Profils moyens du KAM dans l'axe de l'empreinte. A chaque profondeur, un KAM moyen est calculé à partir des pixels ou points de gauss distants de moins de 100 µm de l'axe d'impact.

Désorientation temporelle

La désorientation due à l'impact a été calculée pour les trois agrégats (figure 4.22).

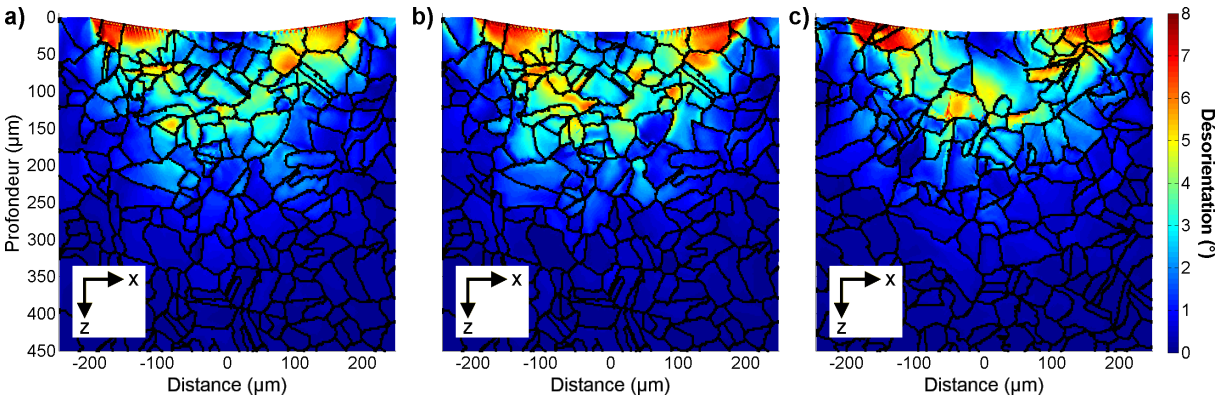


FIGURE 4.22 – Cartographies de désorientation après un impact de 11 $m \cdot s^{-1}$ sur l'agrégat a) AP1, b) AP2 et c) AP3.

Les trois cartographies présentent les mêmes tendances avec une forte désorientation (environ 8°) en surface aux bords de l'empreinte ainsi qu'une désorientation importante (jusqu'à 5°) dans l'axe de l'empreinte à 150 µm de profondeur. Le changement de texture (passage AP1 à AP2) modifie localement la désorientation. Des grains fortement désorientés dans l'agrégat AP1, le sont très faiblement dans l'agrégat AP2 et le contraire est aussi observé. Par ailleurs, la cartographie obtenue avec l'agrégat AP3 montre une forte dispersion de désorientation sur des gros grains.

4.4.7 Changement de la texture après l'impact

L'évolution de la texture suite à l'impact a été étudiée à travers les figures de pôles inverses. Seules les figures de pôles les plus affectées, à savoir selon l'axe ND (direction de l'impact), ont été tracées avant et après impact (figure 4.23).

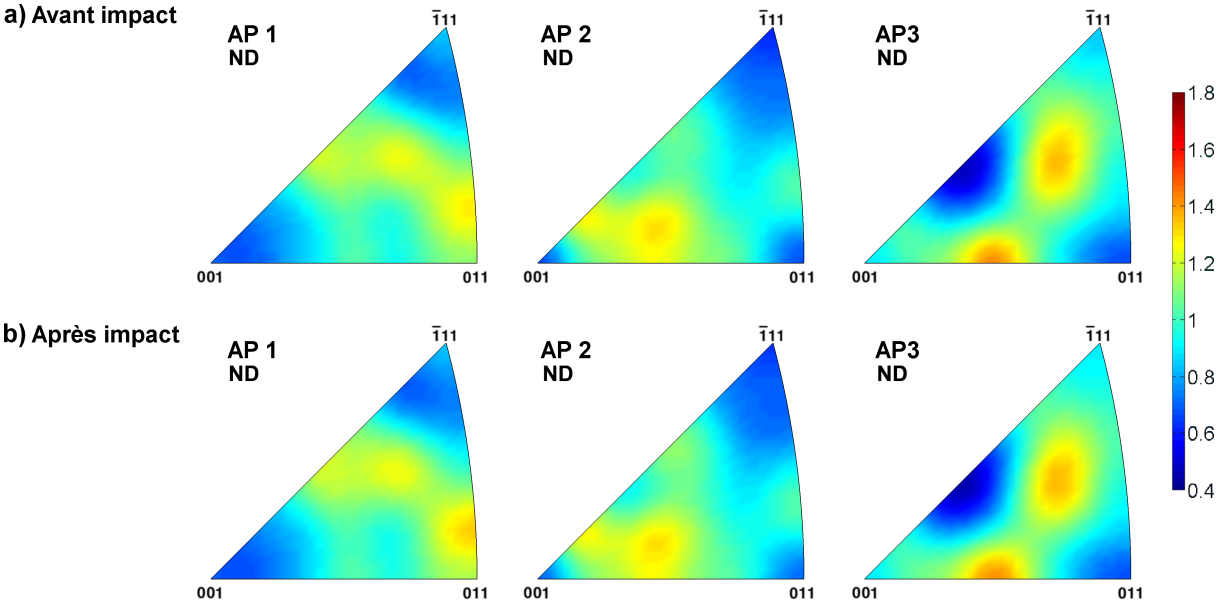


FIGURE 4.23 – Figures de pôles inverses selon l'axe ND tracées pour les trois agrégats polycristallins a) avant et b) après un impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

La texture de l'agrégat est très peu affectée par l'impact. La figure de pôles la plus affectée est celle de l'agrégat AP1 avec une augmentation de la densité d'orientation de 12% autour de l'axe cristallographie 011 et de 10% autour de l'axe $\bar{1}22$.

Pour conclure, la loi de comportement permet de calculer les effets locaux dus à un impact tels que la désorientation et le KAM. Localement, les niveaux de désorientation dépendent de la texture et de la microstructure de l'agrégat. Cependant, le profil moyen du KAM conserve une même tendance quel que soit l'agrégat choisi. Enfin, à l'échelle de l'agrégat, les modifications de la texture dues à un impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ demeurent très faibles.

Synthèse

Cette étude a permis de vérifier que les paramètres de plasticité cristalline identifiés pour décrire le comportement macroscopique de l'INCONEL690 permettent aussi de simuler le comportement du matériau à d'autres échelles comme le comportement en rotation de monocristaux sous sollicitation uni-axiale, ainsi que le KAM et la désorientation générés par un impact. A chaque étape, une bonne adéquation a été observée avec les données expérimentales disponibles (chapitre 2) ainsi que celles rapportées dans la littérature [30, 31, 232, 160, 170].

Les simulations de compression de monocristaux montrent un alignement de l'axe cristallin 011 avec l'axe macroscopique de sollicitation alors qu'en traction, c'est l'axe cristallin $\overline{1}11$ et 001 qui se dirige vers l'axe de tension. Un comportement similaire est observé dans les essais de traction/compression macroscopiques ce qui conduit à une texture de type fibre [31]. Enfin, la simulation d'un impact sur divers agrégats polycristallins a permis de reproduire un KAM similaire à celui observé expérimentalement. Ce KAM se concentre surtout autour des joints de grains et des macles. En termes de désorientation et de KAM, un impact de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ ne semble pas affecter le matériau au-delà de 300 µm de profondeur.

L'évolution de la microstructure au cours de plusieurs impacts peut ainsi être étudiée. Cela permettra d'apporter un nouvel éclairage sur le comportement de l'INCONEL690 sous grenaillage ultrasonore.

Chapitre 5

Apport de la plasticité cristalline dans la simulation du grenaillage ultrasonore

Préambule

L'augmentation de la tenue en fatigue des matériaux grenaillés résulte principalement de deux mécanismes (chapitre 1) : la modification de la microstructure en diminuant la taille des grains et augmentant la dureté à la surface du matériau ; et l'établissement de contrainte résiduelle de compression tangentielle à la surface traitée.

Le modèle numérique proposé dans le chapitre 3 a permis de caractériser le niveau de contraintes dû aux premiers impacts du grenaillage ultrasonore en utilisant une loi de comportement homogène. Le chapitre 4 a démontré qu'il était possible, à l'aide d'une loi de plasticité cristalline, de prendre en compte la microstructure du matériau afin de simuler les effets locaux induits par un impact.

L'objectif de ce dernier chapitre est donc d'analyser les effets du grenaillage ultrasonore à l'aide de la loi de comportement de plasticité cristalline adaptée à l'INCONEL690. Dans un premier temps, une analyse détaillée sera effectuée sur le cas d'un impact typique du grenaillage ultrasonore. Dans un second temps, l'effet de la vitesse d'impact sera traité en restant dans le domaine de vitesse d'impact typique du procédé. Pour finir, l'étude d'impacts successifs sur un même agrégat sera présentée. Dans chacune de ces parties, l'analyse portera essentiellement sur trois aspects :

- Le niveau de contrainte résiduelle et en particulier l'apport de la plasticité cristalline par rapport à une loi de comportement homogène ;
- Les niveaux de désorientation et les modifications de la texture de l'agrégat ;
- L'évolution de la densité totale de dislocations stockées.

5.1 Étude d'un impact normal

5.1.1 Choix du modèle

Le modèle de simulation d'impact correspond à celui décrit dans la section 4.4.3. Les impacts de $11\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ étant plutôt rares dans les configurations de grenaillage étudiées (voir section 3.3.1), le modèle a été utilisé pour simuler un impact normal de $6\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$. Deux lois de comportement ont été utilisées : la loi plasticité cristalline (en considérant l'agrégat AP1) (chapitre 4) et la loi de comportement dîte homogène (chapitre 3).

Pour rappel, la loi homogène est une loi de comportement élasto-plastique. Le comportement élastique est supposé linéaire et isotrope. Le module d'Young est fixé à 210 GPa, le coefficient de Poisson à 0.3 et la limite d'élasticité à 350 MPa. L'écrouissage, considéré comme isotrope, est modélisé par une courbe affine par morceaux telle qu'à 20% de déformation plastique cumulée, la contrainte atteint 600 MPa puis 700 MPa pour 40% de déformation plastique.

Dans ce chapitre, les directions RD, TD et ND du repère macroscopique du matériau sont confondues avec les directions X, Y et Z de la simulation d'impact. Par ailleurs, les simulations utilisant la loi de plasticité cristalline ont aussi été réalisées avec les agrégats AP2 et AP3 tels que définis dans la section 4.4.6. La sensibilité des résultats en fonction de l'agrégat choisi est présentée dans l'annexe G. Les résultats, présentés ci-après, ne concernent que l'agrégat AP1.

5.1.2 Contraintes résiduelles de compression

L'étude se restreint à analyser la composante σ_{XX} de la contrainte résiduelle dans le plan XZ qui contient l'agrégat 2D. En effet, cette contrainte est celle impliquée dans l'augmentation de la tenue en fatigue car elle empêche la propagation de fissures ce qui améliore la ténacité du matériau.

La figure 5.1 présente la composante σ_{XX} de la contrainte résiduelle établie après un impact normal de $6\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. En utilisant la loi de plasticité cristalline, la microstructure de l'agrégat modifie le champ de contrainte. Celui-ci est relativement constant au sein d'un même grain mais change brutalement d'un grain à un autre. Ainsi, les écarts entre le champ de contrainte obtenu avec la loi homogène et celui avec la plasticité cristalline peuvent être importants. Dans la zone centrale (entourée en rouge sur la figure 5.1), la contrainte de compression varie de 480 MPa à 580 MPa avec la loi de comportement homogène et de 300 MPa à 690 MPa avec celle de plasticité cristalline.

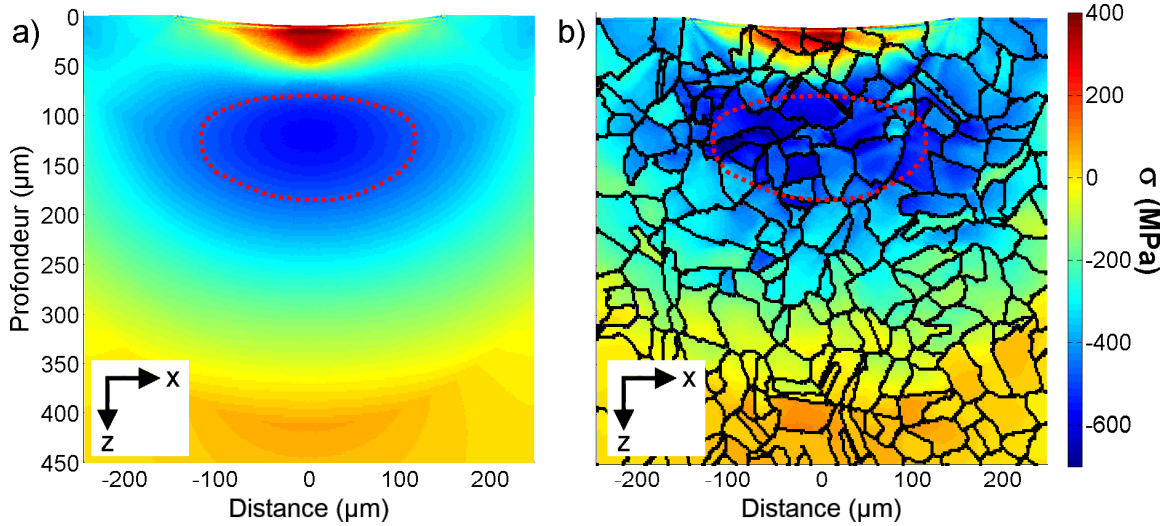


FIGURE 5.1 – Cartographies de σ_{XX} suite à un impact normal de $6\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ en utilisant a) la loi de comportement homogène et b) celle de plasticité cristalline (agrégat AP1).

L'effet moyen de l'impact en termes de contraintes résiduelles a été caractérisé par un profil de la composante σ_{XX} (figure 5.2) obtenu en moyennant la contrainte sur une bande de 100 µm centrée dans l'axe de l'empreinte. Les deux profils présentent la même tendance. Le profil obtenu avec la loi de plasticité cristalline possède des fluctuations par rapport au cas homogène qui correspondent aux modifications du champ de contraintes induites par la microstructure.

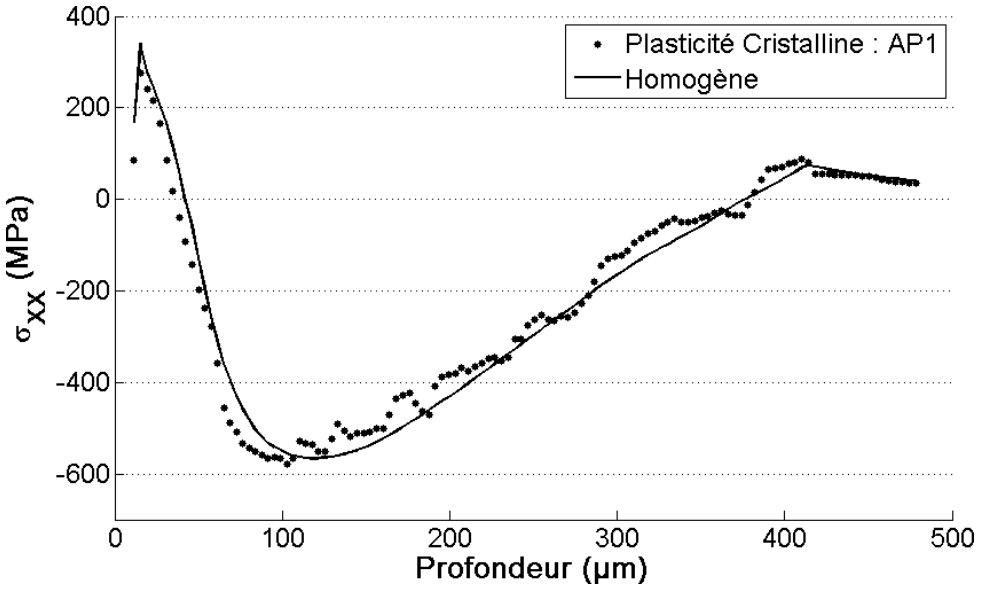


FIGURE 5.2 – Profils moyens de σ_{XX} dans l'axe de l'empreinte. A chaque profondeur, un σ_{XX} moyen est calculé sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'empreinte.

Outre l'effet de la microstructure dans le comportement du matériau, la simulation utilisant la loi de plasticité cristalline permet de calculer les modifications de microstructure induites par l'impact. Parmi celles-ci, l'étude de la désorientation fournit un premier élément de réponse.

5.1.3 Désorientation

La désorientation (temporelle) induite par un impact de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ a déjà été présentée dans la section 4.4. Ce qui suit présente succinctement le cas d'un impact de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ (figure 5.3) pour lequel les mêmes tendances sont observées.

Les deux grains au bord de l'empreinte présentent une forte dispersion de désorientation. La désorientation atteint 6° et s'annule dans la partie du grain plus en profondeur et à l'extérieur de l'empreinte. Dans le plupart des grains, ce sont les parties les plus proches de la sollicitation qui présentent une désorientation relative positive.

Par ailleurs, tout comme le cas d'un impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ (section 4.4), le changement de texture est négligeable à l'échelle de l'agrégat après celui de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

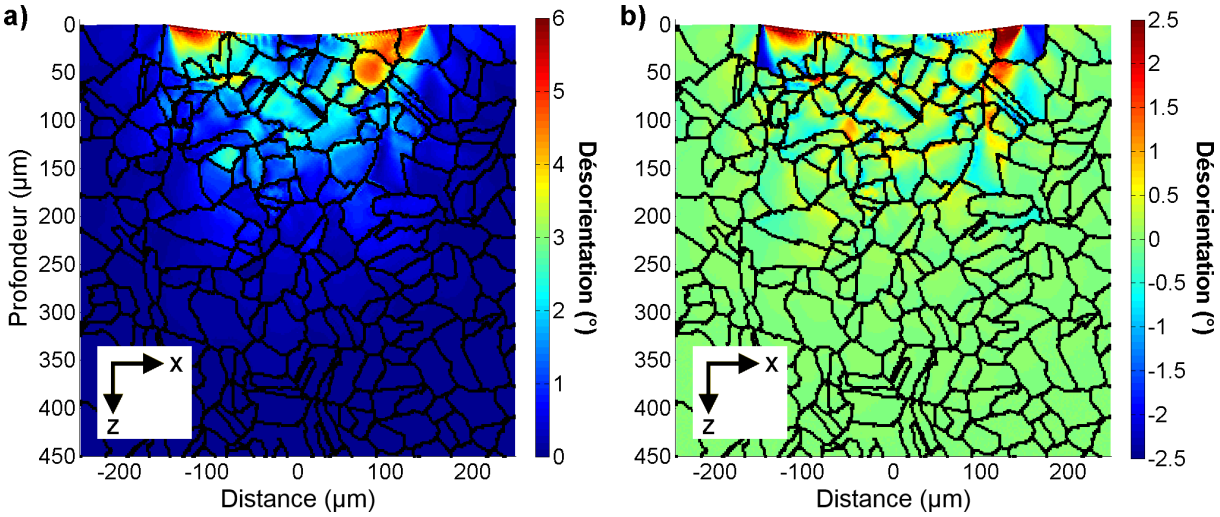


FIGURE 5.3 – Cartographies de a) désorientation et b) de désorientation relative après un impact de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat AP1.

5.1.4 Densité totale de dislocations stockées

La figure 5.4 montre la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Les dislocations sont essentiellement stockées dans les grains situés en surface sur les deux bords de l'empreinte. Comme l'ordre de grandeur du diamètre d'un grain de l'agrégat est de 20 µm, l'analyse s'est focalisée sur trois bandes de 20 µm placées à droite, au centre et à gauche de l'empreinte (en pointillé rouge sur la figure 5.4).

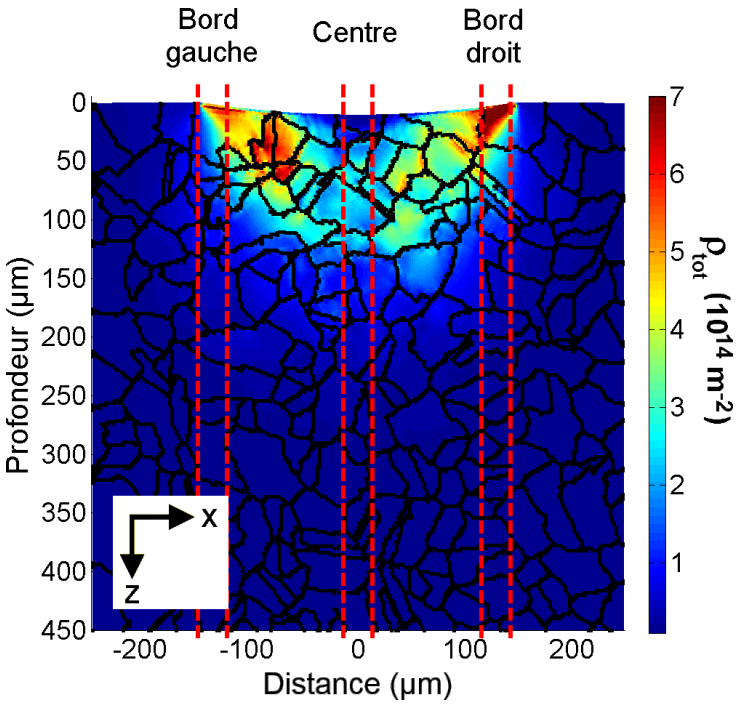


FIGURE 5.4 – Cartographie de la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après un impact de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat AP1.

Le profil moyen de ρ_{tot} tracé pour chacune de ces bandes a ainsi permis de quantifier l'hétérogénéité du stockage des dislocations (figure 5.5). Les profils de ρ_{tot} tracés sur les bords de l'empreinte atteignent leur maximum en extrême surface pour une valeur comprise entre $7 \cdot 10^{14}$ m^{-2} et $8.5 \cdot 10^{14}$ m^{-2}. Cette différence entre le bord droit et le bord gauche est due à la présence de la microstructure qui brise la symétrie du problème d'impact. Au-delà de 110 µm de profondeur, ρ_{tot} passe en dessous de $1 \cdot 10^{14}$ m^{-2}. *A contrario*, le profil au centre de l'empreinte est proche de la densité initiale de dislocation en extrême surface. Le maximum est atteint à 60 µm de profondeur avec une valeur de $3 \cdot 10^{14}$ m^{-2}. Néanmoins, ρ_{tot} ne passe en dessous de $1 \cdot 10^{14}$ m^{-2} qu'après 160 µm de profondeur.

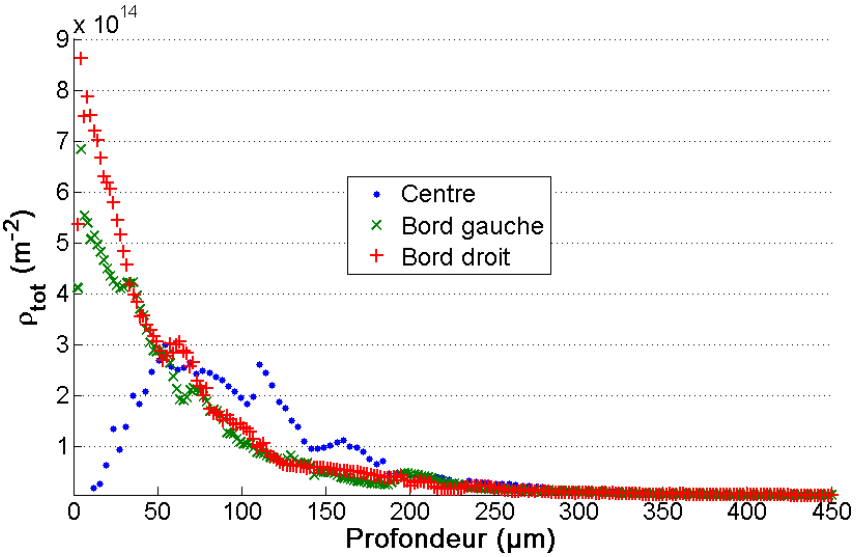


FIGURE 5.5 – Profils moyens de ρ_{tot} dans chacune des trois bandes indiquées sur la figure 5.4.

5.2 Effet de la vitesse d'impact

Lors du grenaillage ultrasonore, le matériau reçoit un large panel de vitesses d'impacts (chapitre 3). Afin d'étudier l'effet de la vitesse, l'impact normal a été simulé à 3, 6 et 11 m $\cdot$ s^{-1}, couvrant ainsi les vitesses d'impact les plus probables dans les configurations de grenaillage étudiées.

5.2.1 Contraintes résiduelles de compression

La figure 5.6 montre le profil moyen de σ_{XX} pour chacune des vitesses étudiées. Le maximum de contraintes de compression augmente puis sature avec la vitesse d'impact tandis que la profondeur du maximum de contraintes augmente progressivement. Les fluctuations obtenues avec la loi de plasticité cristalline par rapport aux profils issus de la loi homogène sont placées aux mêmes profondeurs quelle que soit la vitesse d'impact choisie. Pour quantifier leur ampleur, l'écart entre la courbe obtenue en homogène et celle obtenue en plasticité cristalline a été calculé pour les trois vitesses. Celui-ci passe de 25 MPa pour une vitesse de 3 m $\cdot$ s^{-1} à près de 60 MPa pour 11 m $\cdot$ s^{-1}. L'effet de la microstructure est donc d'autant plus importante lorsque la vitesse d'impact augmente.

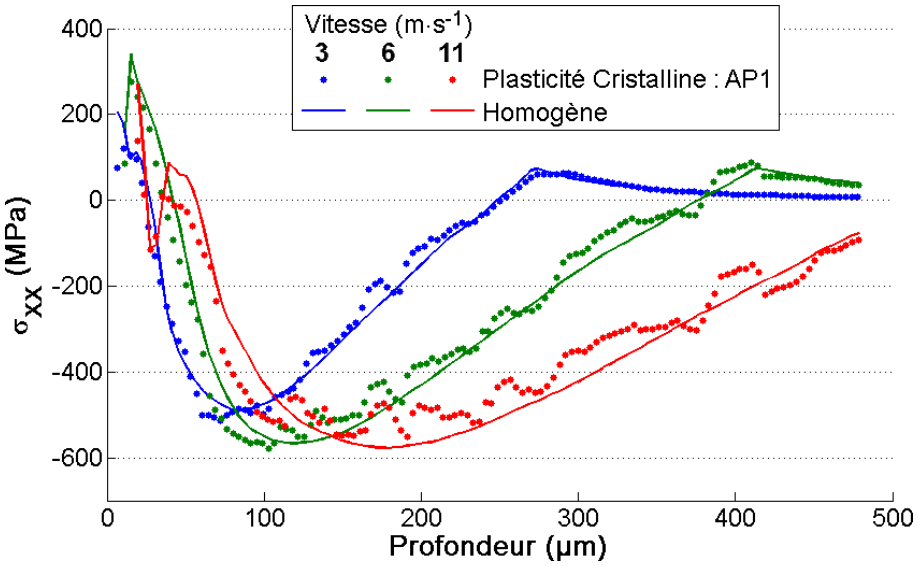


FIGURE 5.6 – Profils moyens de σ_{XX} sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'empreinte pour 3 vitesses d'impact.

5.2.2 Désorientation

La cartographie de désorientation (temporelle) a été tracée pour les trois vitesses d'impact (figure 5.7) Quelle que soit la vitesse, la désorientation la plus forte est obtenue en surface sur les bords de l'empreinte. Cet angle maximal de désorientation augmente avec la vitesse d'impact passant de 4° pour 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ à 8° pour 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Ce maximum correspond toujours à l'angle que forme la surface au bord de l'empreinte avec l'axe X. Pour l'impact de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, certains grains situés à environ 150 µm de profondeur possèdent des désorientations non-négligeables (atteignant des valeurs dépassant les 5°).

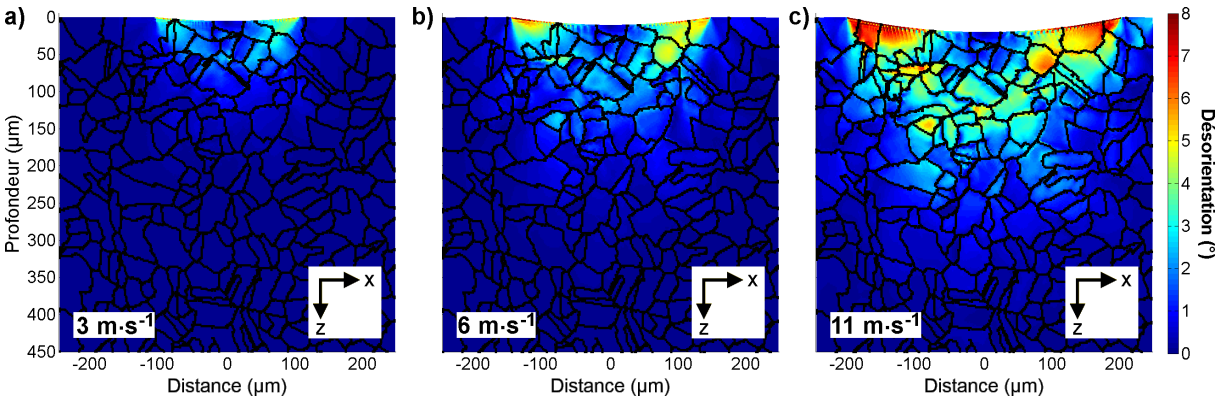


FIGURE 5.7 – Cartographies de désorientation après un impact de a) 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, b) 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et c) 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat AP1.

5.2.3 Densité totale de dislocations stockées

La figure 5.8 montre que les dislocations sont essentiellement stockées dans les grains situés en surface sur les deux bords de l'empreinte quelle que soit la vitesse d'impact.

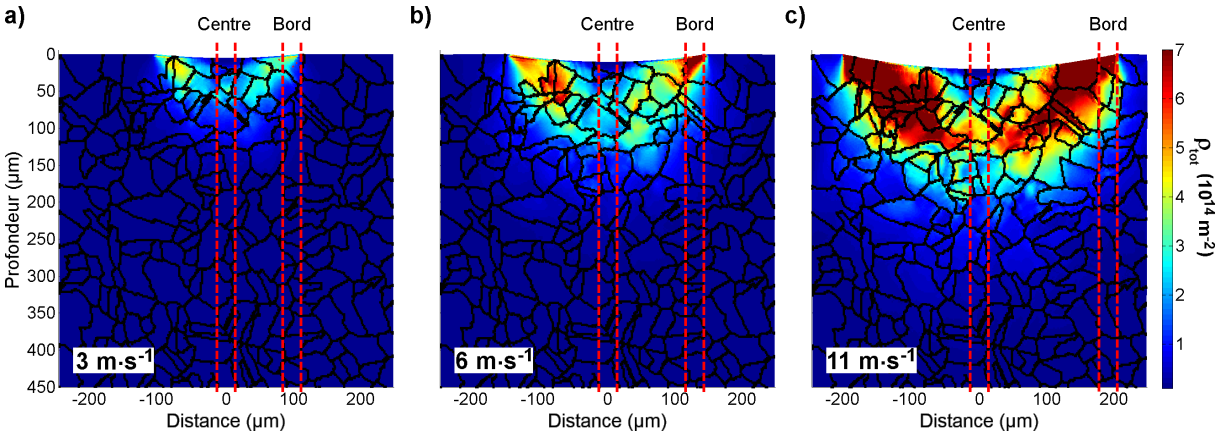


FIGURE 5.8 – Cartographies de la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après un impact de a) 3 m · s^{-1}, b) 6 m · s^{-1} et c) 11 m · s^{-1} sur l'agrégat AP1.

Sur chaque cartographie, deux bandes de 20 µm ont été tracées en pointillé rouge au centre et au bord de l'empreinte. Un profil moyen de ρ_{tot} a été tracé pour chacune de ces bandes (voir figure 5.9). Pour toutes les vitesses d'impact étudiées, les profils moyens présentent les mêmes tendances. Pour les profils tracés au bord de l'empreinte, le maximum est atteint en extrême surface et chute très rapidement. Les profils tracés au centre de l'empreinte présentent en surface un ρ_{tot} proche de la valeur initiale et un maximum à une profondeur augmentant avec la vitesse d'impact.

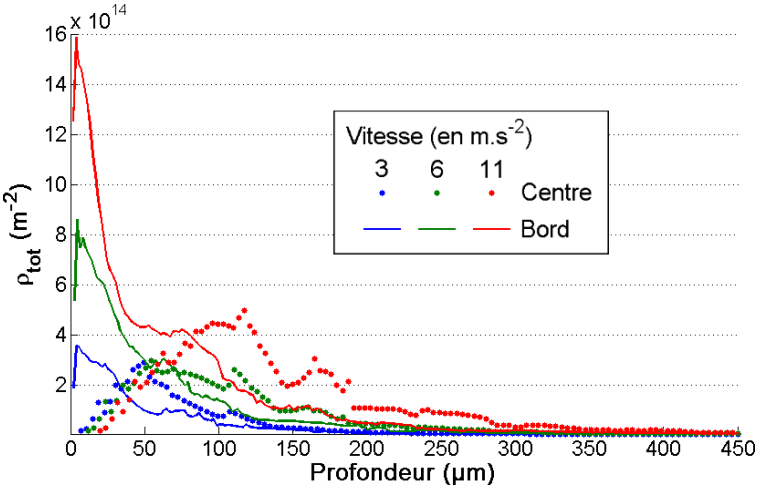


FIGURE 5.9 – Profils moyens de la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} au centre et au bord de l'empreinte (bandes indiquées sur la figure 5.8).

La valeur maximale atteinte par ρ_{tot} a été identifiée pour chacun des profils. Ce maximum est noté ρ^b_{max} pour les profils tracés au bord de l'empreinte et ρ^c_{max} pour ceux tracés au centre. La figure 5.10 présente l'évolution de ρ^b_{max} et ρ^c_{max} en fonction de la vitesse d'impact. Celle-ci montre que ρ^b_{max} augmente linéairement avec la vitesse d'impact. D'autre part, ρ^c_{max} est stable entre $3\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ et $6\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ puis augmente de 60% pour une vitesse d'impact de $11\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$. Il existe donc une vitesse limite, située entre 6 et $11\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ dans le cas d'un impact normal, pour laquelle le stockage de dislocations se fait aussi au centre de l'empreinte.

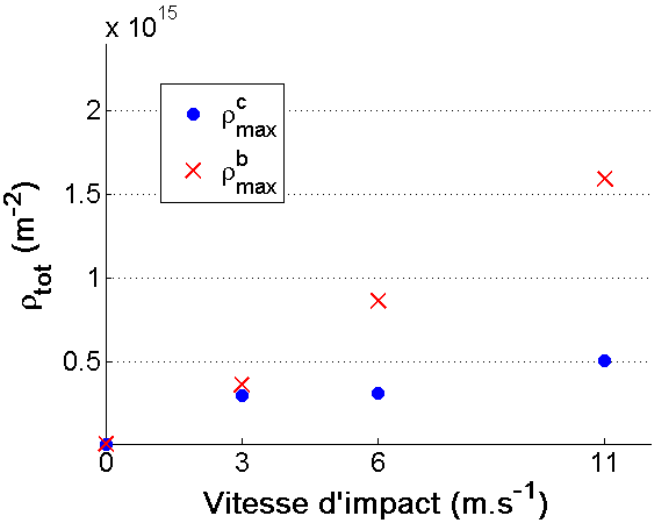


FIGURE 5.10 – Valeurs maximales atteintes au bord (ρ^b_{max}) et dans l'axe (ρ^a_{max}) de l'empreinte de ρ_{tot} en fonction de la vitesse d'impact.

5.3 Effet de six impacts successifs

Le grenaillage ultrasonore implique le plus souvent un taux de recouvrement élevé et donc la superposition d'un grand nombre d'impacts. Pour étudier cet effet, des séquences de six impacts successifs ont été simulées en utilisant le même modèle.

Par souci de simplicité, les impacts simulés sont normaux, placés sur le même axe au centre de l'agrégat et possèdent tous la même vitesse V. Trois séquences d'impacts ont été étudiées en faisant varier leur vitesse de 3 à 6 puis $11\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$.

5.3.1 Contraintes résiduelles de compression

La figure 5.11 présente la composante σ_{XX} de la contrainte résiduelle établie après chacun des 6 impacts normaux successifs de $6\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat AP1. Dès le premier impact, le maximum de contrainte de compression atteint localement 650 MPa.

La succession des impacts, ne modifie pas la valeur de ce maximum mais homogénéise ce niveau de compression sur une zone plus large de l'agrégat. Après le quatrième impact, le champ de contrainte n'est plus modifié.

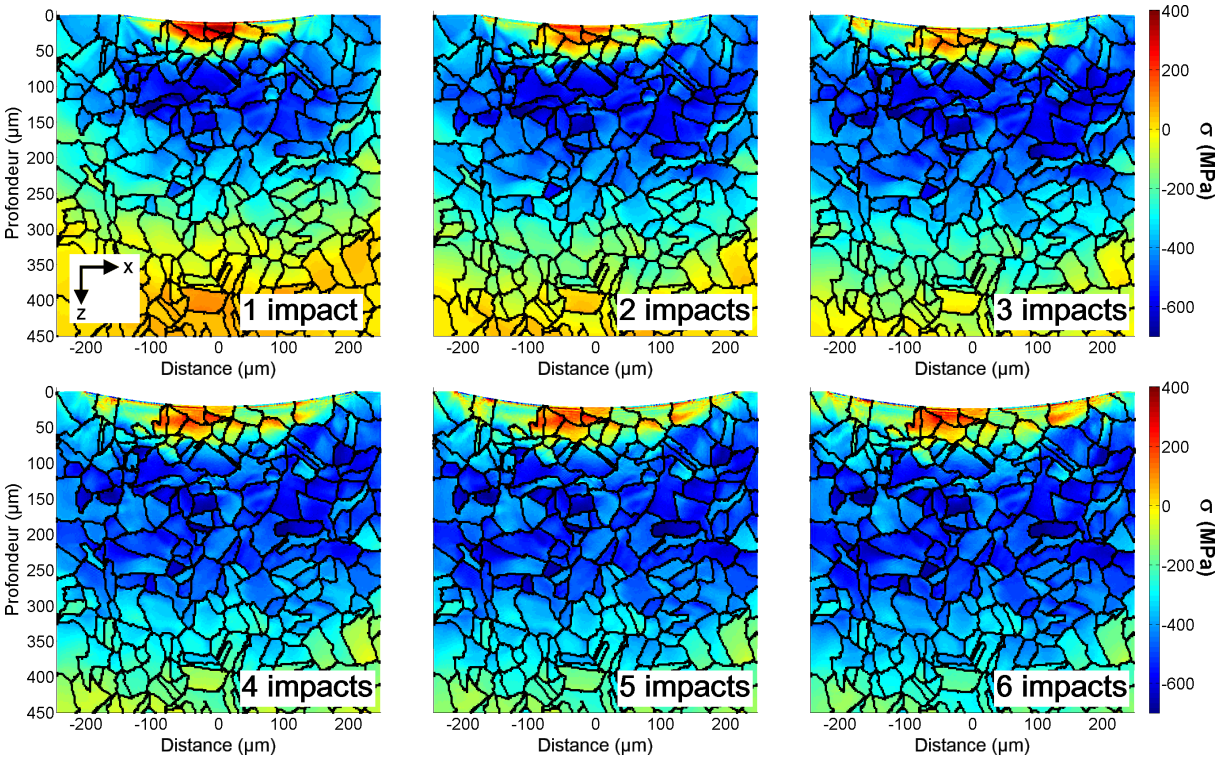


FIGURE 5.11 – Cartographies de σ_{XX} après chacun des 6 impacts normaux successifs de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat AP1.

La figure 5.12 traçant le profil moyen sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'empreinte confirme ce résultat.

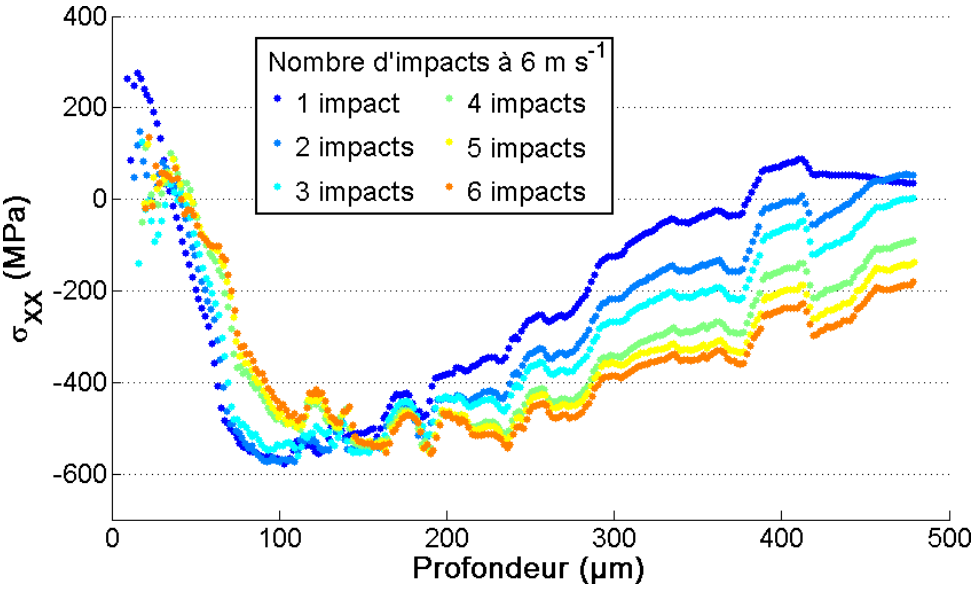


FIGURE 5.12 – Profils moyens de σ_{XX} sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'empreinte après chacun des 6 impacts normaux de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

De plus, le profil établi après le sixième impact présente une valeur du maximum de contrainte de compression pratiquement identique à celle obtenue dès le premier impact. Seule la profondeur à laquelle le maximum est atteint change en passant de 100 µm après le premier impact à 200 µm après le sixième.

Ce phénomène de saturation après le quatrième impact est observé pour toutes les vitesses choisies. Ainsi, la figure 5.13 présente les profils moyens après le sixième impact pour les 3 vitesses étudiées en utilisant la plasticité cristalline et la loi de comportement homogène.

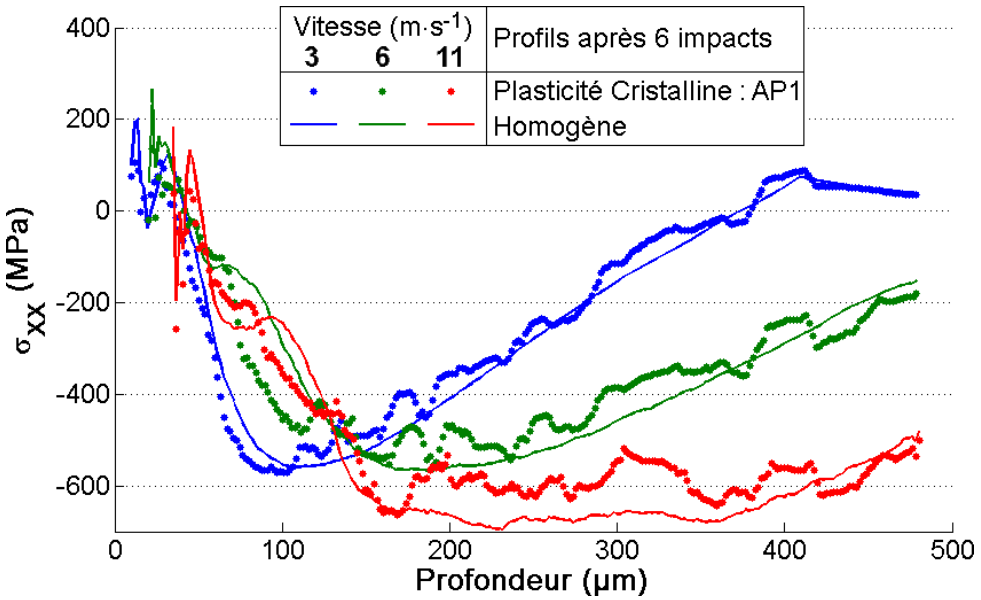


FIGURE 5.13 – Profils moyens de σ_{XX} sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'empreinte après 6 impacts normaux.

De même que pour les profils après un impact (figure 5.6), les fluctuations obtenues avec la loi de plasticité cristalline par rapport à la loi homogène sont placées aux mêmes profondeurs indépendamment de la vitesse d'impact choisie. Entre 3 et 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ seule la profondeur du maximum de contrainte varie, passant de 100 à 200 µm. A 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, le maximum de contrainte de compression augmente, passant de 550 MPa (pour une vitesse de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$) à 650 MPa. De plus, un plateau s'étalant sur une profondeur de 150 µm à 450 µm se forme autour de 600 MPa (650 MPa pour le cas homogène). Sur ce plateau uniquement, le profil obtenu avec la loi de plasticité cristalline apparaît comme significativement inférieur à celui obtenu avec la loi homogène.

5.3.2 Désorientation et évolution de la texture

Comme pour σ_{XX}, la désorientation se stabilise après le quatrième impact de 6 m · s^{-1} (figure 5.14). Cela reste vrai pour toutes les vitesses d'impacts étudiées.

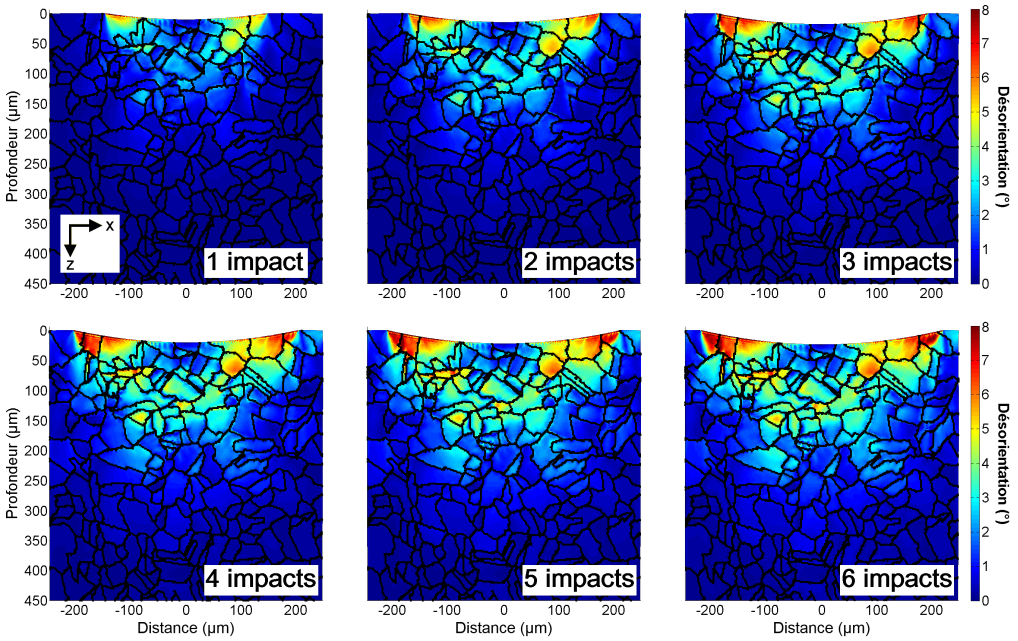


FIGURE 5.14 – Cartographies de la désorientation après chacun des 6 impacts normaux successifs de 6 m · s^{-1} sur l'agrégat AP1.

Par ailleurs, si les modifications de la texture après un impact étaient négligeables, celles-ci deviennent significatives après 6 impacts successifs. Les figures de pôles inverses les plus affectées sont celles tracées en fonction de l'axe RD et ND (figure 5.15).

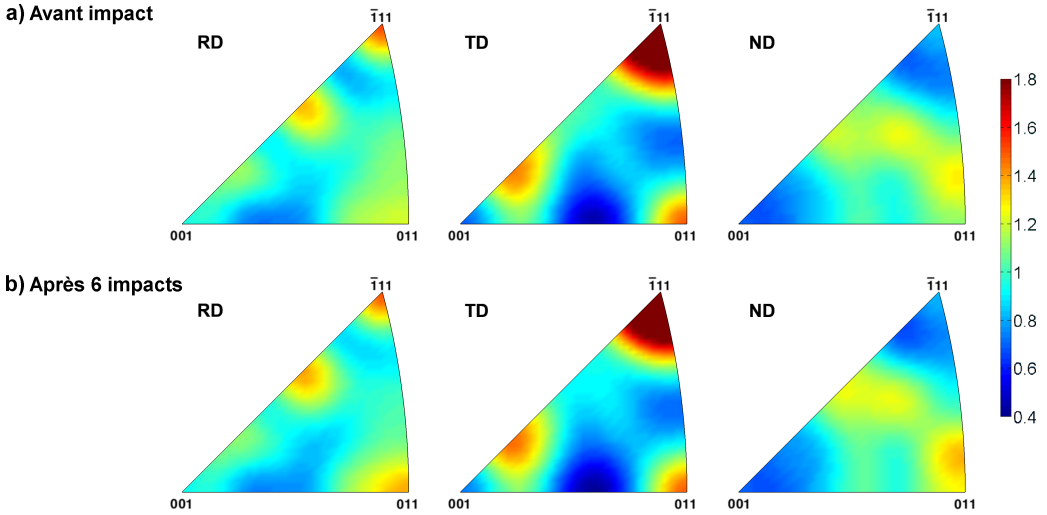


FIGURE 5.15 – Figures de pôles inverses selon les axes RD, TD et ND tracées pour l'agrégat AP1 a) avant et b) après six impacts normaux de 6 m · s^{-1}.

Après 6 impacts, la densité d'orientation de l'axe ND augmente autour de l'axe 011 et dans une moindre mesure autour de l'axe $\bar{1}22$. La densité de l'axe RD se concentre aussi autour l'axe 011. Le tableau 5.1 donne, en fonction de la vitesse, l'augmentation (en %) de la densité d'orientation de l'axe ND autour de l'axe 011 et de l'axe $\bar{1}22$ et celle de l'axe RD autour de 011 après 6 impacts. L'augmentation de la vitesse modifie la densité des axes RD et ND autour de l'axe 011. Cette évolution de la texture est la conséquence du nombre croissant de grains désorientés.

Vitesse d'impact ($m.s^{-1}$)	3	6	11
Augmentation de la densité de ND autour de 011	4%	15%	29%
Augmentation de la densité de ND autour de $\bar{1}22$	3%	9%	11%
Augmentation de la densité de RD autour de 011	3%	14%	29%

TABLE 5.1 – Évolution de la texture après 6 impacts en fonction de la vitesse.

5.3.3 Densité totale de dislocations stockées

La figure 5.16 montre que la densité totale de dislocations stockées ne varie quasiment plus après le quatrième impact normal de $6\ m \cdot s^{-1}$.

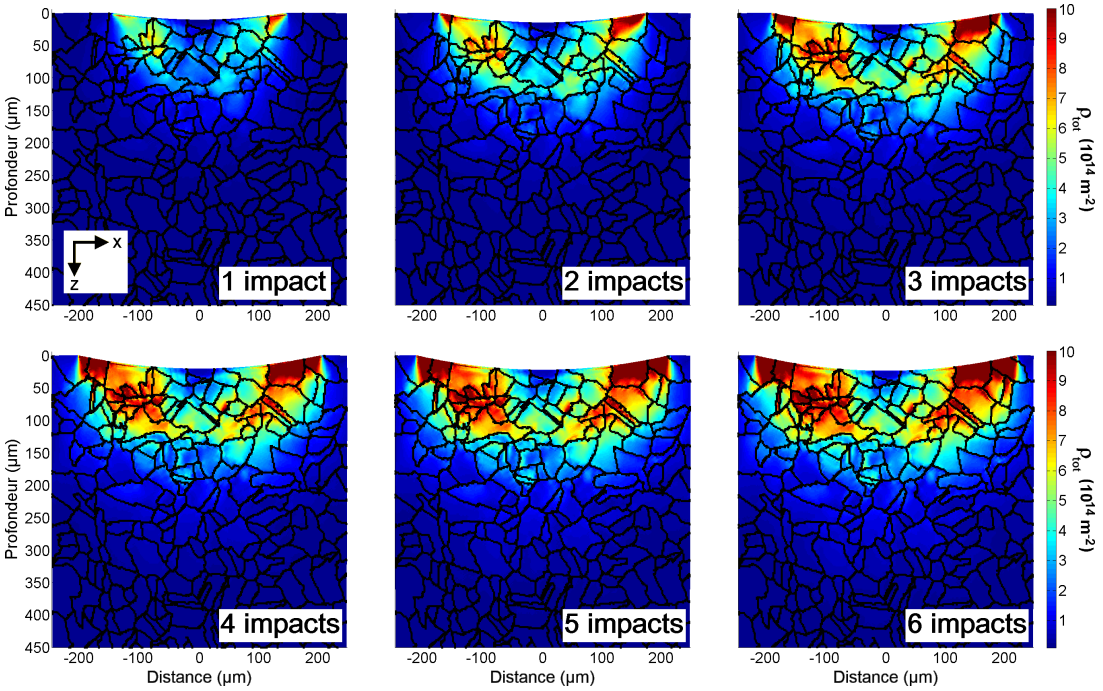


FIGURE 5.16 – Cartographies de la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après chacun des 6 impacts normaux successifs de $6\ m \cdot s^{-1}$ sur l'agrégat AP1.

Cette saturation est observée quelle que soit la vitesse d'impact sélectionné. ρ_{tot} a donc été tracé après les 6 impacts pour les 3 vitesses (figure 5.17) .

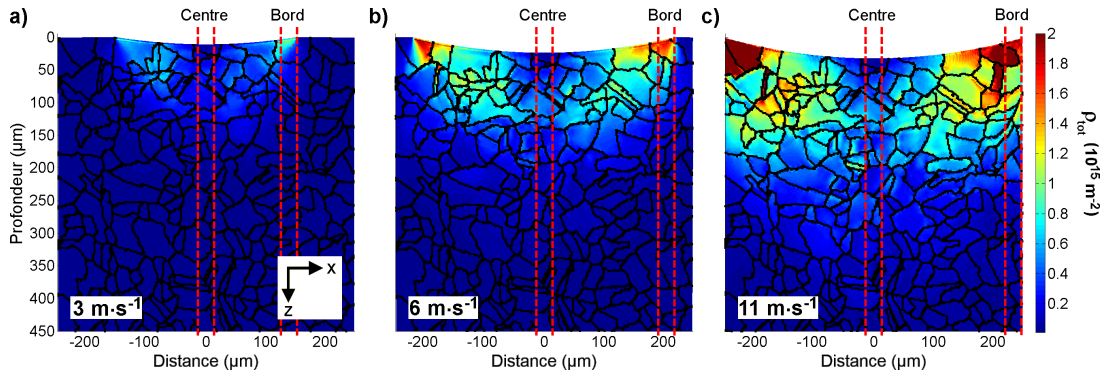


FIGURE 5.17 – Cartographies de ρ_{tot} après 6 impacts de a) $3\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, b) $6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et c) $11\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Attention l'échelle de couleur a été modifiée par rapport à la figure 5.16.

Quelle que soit la vitesse d'impact, les dislocations sont essentiellement stockées dans les grains situés en surface sur les deux bords de l'empreinte. Sur chacune des cartographies, deux bandes de 20 µm sont tracées au centre et au bord de l'empreinte. Le profil moyen de ρ_{tot} a ensuite été calculé sur chacune de ces bandes (figure 5.18).

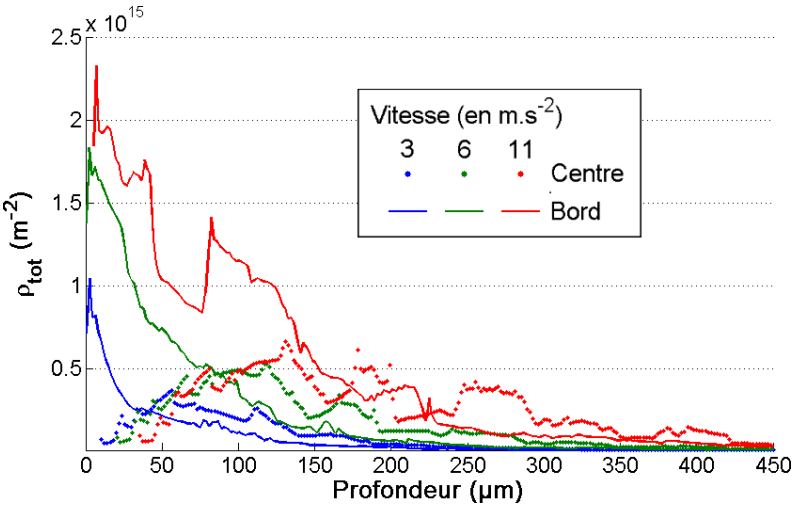


FIGURE 5.18 – Profils moyens de ρ_{tot} au centre et au bord de l'empreinte (bandes indiquées sur la figure 5.17) après 6 impacts sur l'agrégat AP1.

Ces profils présentent les mêmes tendances que celles observées après un impact. La densité de dislocations stockées la plus élevée est localisée dans les grains en surface au bord de l'empreinte. Cette densité augmente avec la vitesse d'impact pour atteindre $2.3\cdot10^{15}\ \mathrm{m}^{-2}$ après 6 impacts de $11\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Tout comme dans la section précédente, la valeur maximale atteinte par ρ_{tot} a été identifiée pour chacun des profils. Pour les profils tracés au bord (respectivement au centre) de l'empreinte, le maximum est noté ρ^b_{max} (respectivement ρ^c_{max}). L'évolution de ces maxima en fonction de la vitesse d'impact est présentée sur la figure 5.19. Les résultats obtenus après 6 impacts ont été superposés à ceux obtenus après un impact.

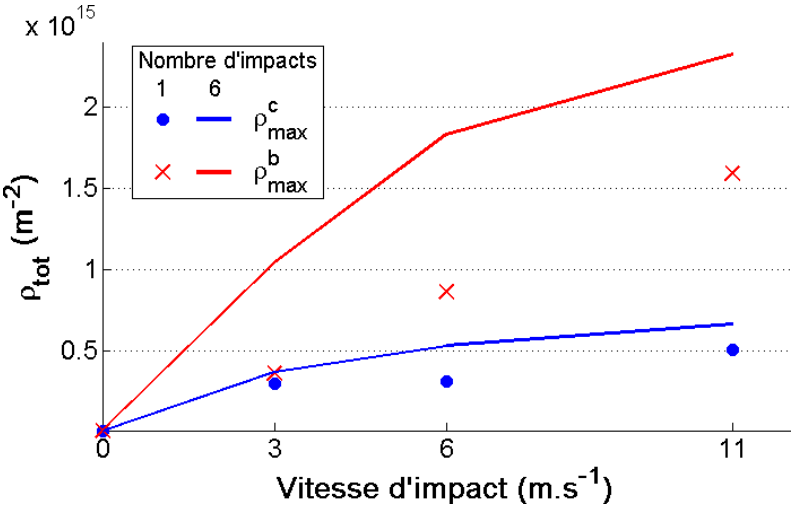


FIGURE 5.19 – Valeurs maximales atteintes au bord (ρ^b_{max}) et dans l'axe (ρ^a_{max}) de l'empreinte de ρ_{tot} en fonction de la vitesse d'impact après un et six impacts.

Après 6 impacts, ρ^b_{max} et ρ^c_{max} augmentent avec la vitesse. Néanmoins, l'augmentation de ces maxima est d'autant plus faible que la vitesse est importante. Enfin, le nombre d'impacts affecte beaucoup plus la valeur maximale atteinte par la densité totale de dislocations stockées au bord de l'empreinte que celle atteinte au centre de l'empreinte.

5.3.4 Impacts en biais

L'effet d'impacts successifs normaux a été testé pour différentes vitesses. Néanmoins, lors du grenaillage, les impacts normaux sont peu nombreux et il est rare que deux impacts se produisent exactement au même endroit. Afin de s'approcher d'un chargement représentatif du grenaillage ultrasonore, la simulation d'une séquence de six impacts successifs en biais a été réalisée.

Un impact de 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ faisant un angle de 45° avec la normale de la surface de l'agrégat a été sélectionné. Cet impact a été choisi pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il correspond à l'impact le plus fréquent lors du grenaillage effectué avec 156 billes (voir chapitre 3). Ensuite, l'effet de l'angle pourra être étudié en comparant les résultats avec la simulation de la séquence d'impacts normaux de 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Enfin, les dimensions de l'agrégat AP1 ont été définies pour capter l'essentiel de l'effet d'un seul impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et non de plusieurs impacts en biais. Ainsi, la vitesse de 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ apparaît suffisamment faible pour que les principaux effets d'une séquence de 6 impacts en biais soient contenus dans l'agrégat utilisé.

En deux dimensions, seul deux impacts à 45° sont possibles en fonction du signe de la composante V_X (selon l'axe X) de la vitesse initiale. Afin que chaque impact sollicite le matériau dans une direction différente du précédent, le signe de V_X est changé à chaque impact (voir figure 5.20).

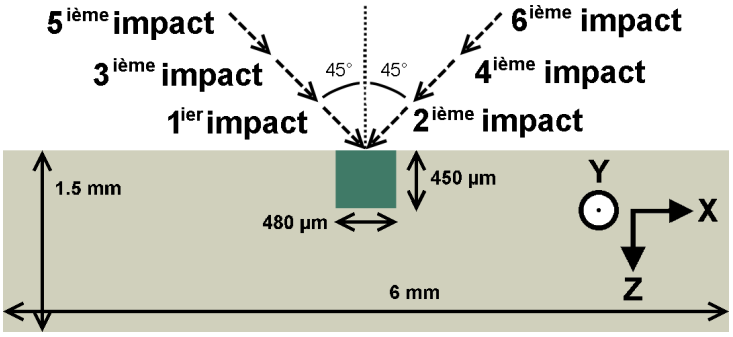


FIGURE 5.20 – Modèle de la séquence d'impact en biais avec la direction des 6 impacts de $3\ \mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Contraintes résiduelles de compression

L'effet de la succession des impacts en biais est présenté sur la figure 5.21 dans le cas de la loi de comportement homogène. Au premier impact, le maximum de contrainte de compression (de 430 MPa) est situé à environ 75 µm de profondeur et à 60 µm de l'axe de l'empreinte. Ensuite, à chaque impact, le maximum de contrainte de compression change de position et se retrouve de l'autre côté de l'axe vertical ($x = 0$). Simultanément, à la position du maximum induit par l'impact précédent, la contrainte de compression diminue. Ainsi, après 6 impacts, deux maxima de compression (de 450 MPa) sont visibles de part et d'autre de l'axe vertical.

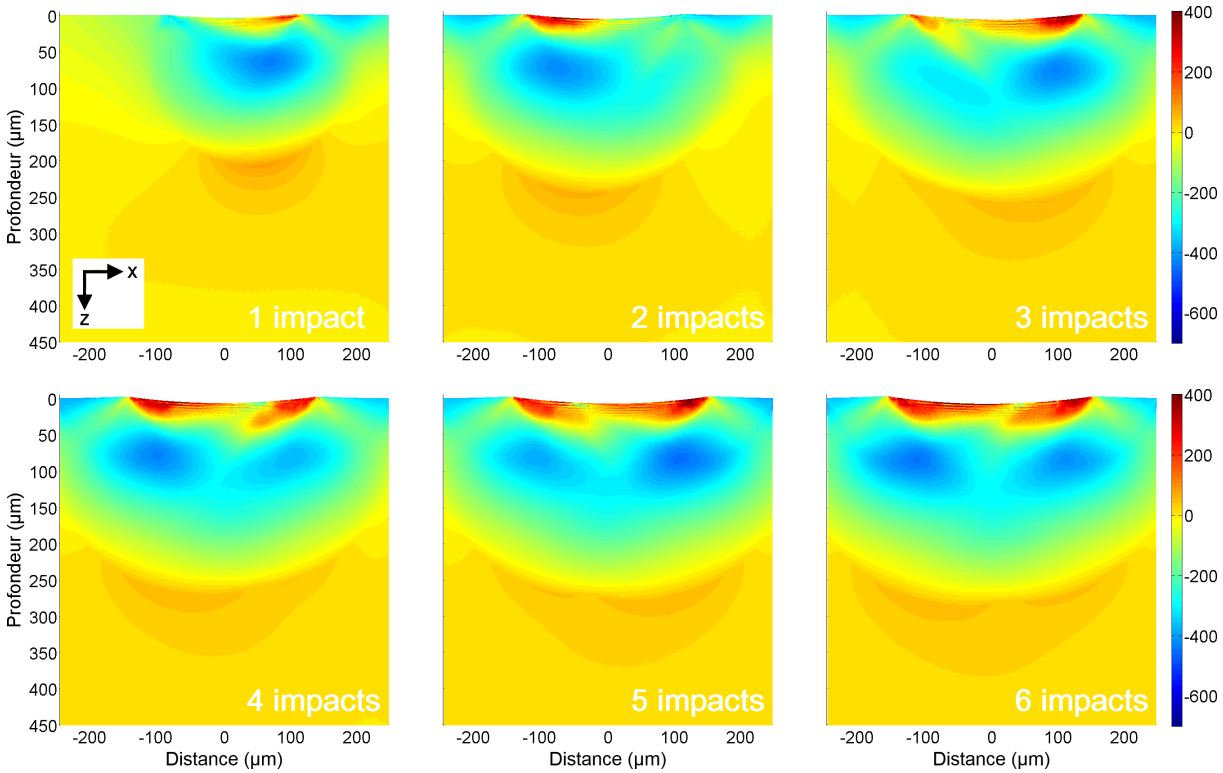


FIGURE 5.21 – Cartographies de σ_{XX} après chacun des 6 impacts en biais successifs de $3\ \mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ en utilisant la loi de comportement homogène.

Les cartographies de la composante σ_{XX} après 6 impacts (figures 5.22 et 5.23) montrent que la séquence d'impacts en biais induit un maximum de σ_{XX} moins élevé (autour de 450 MPa en homogène et 510 MPa en plasticité cristalline) que dans la situation d'impacts normaux (autour de 560 MPa en homogène et 600 MPa en plasticité cristalline). Par ailleurs, la contrainte résiduelle de compression chute d'autant plus rapidement avec la profondeur (autour de 250 µm pour les impacts en biais contre 350 µm pour les impacts normaux). Cette différence peut être attribuée à la diminution de la composante normale de la vitesse pour les impacts en biais.

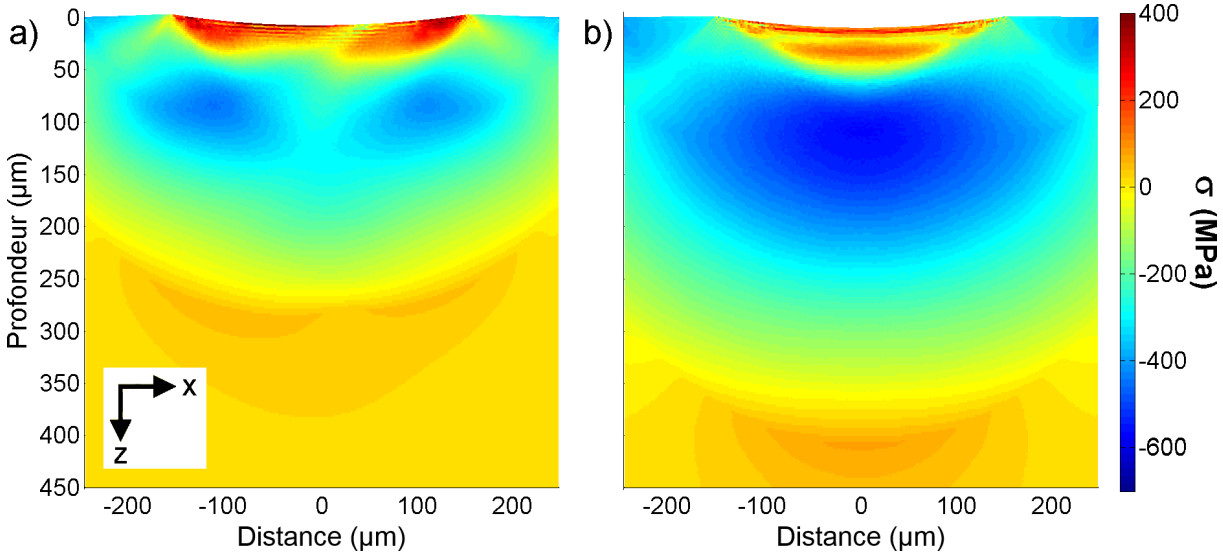


FIGURE 5.22 – Cartographies de σ_{XX} après 6 impacts successifs de 3 $m \cdot s^{-1}$ a) en biais à 45° de la normale à la surface et b) normaux en utilisant la loi homogène.

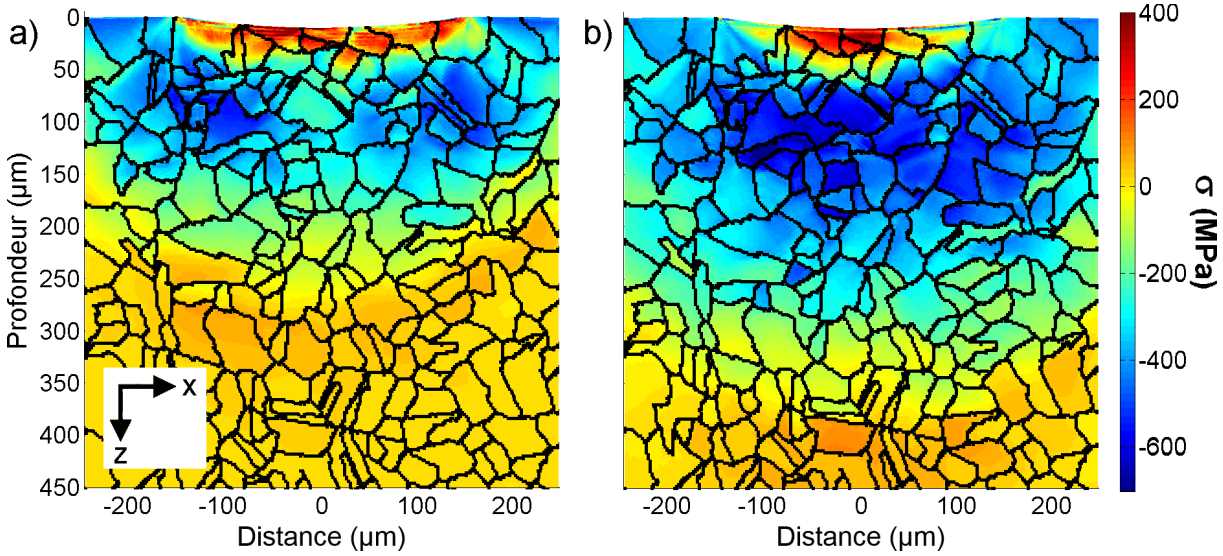


FIGURE 5.23 – Cartographies de σ_{XX} après 6 impacts successifs de 3 $m \cdot s^{-1}$ a) en biais à 45° de la normale à la surface et b) normaux en utilisant la loi de plasticité cristalline.

Pour confirmer cette hypothèse, une séquence de 6 impacts normaux avec une vitesse de $3\cos 45° = 3/\sqrt{2}\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ a été réalisée. Les trois séquences d'impacts ont été comparées en traçant le profil moyen de σ_{XX} en fonction de la profondeur obtenu avec la loi de plasticité cristalline (figure 5.24). La moyenne a été réalisée sur la largeur de l'agrégat (soit 500 µm) afin d'inclure les maxima de compression de σ_{XX} pour toutes les séquences.

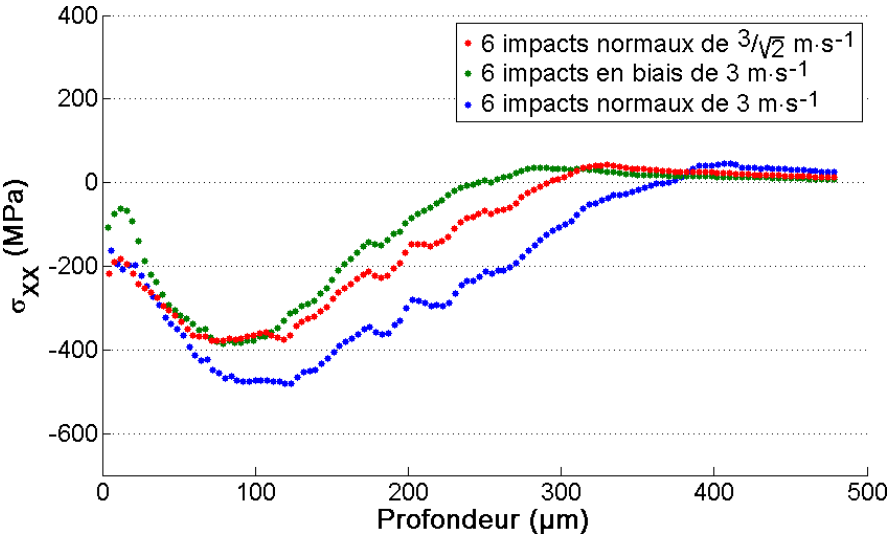


FIGURE 5.24 – Profils moyens de σ_{XX} calculés sur la largeur de l'agrégat après les différentes séquences d'impacts en utilisant la loi de plasticité cristalline.

La profondeur à laquelle σ_{XX} s'annule est plus importante suite aux séquences d'impacts normaux (y compris pour une vitesse de $3/\sqrt{2}\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$) que suite à la séquence d'impacts en biais. Cependant, à vitesse normale égale, la valeur et la position du maximum de contrainte de compression ne varient pas entre les impacts en biais et les impacts normaux.

Densité totale de dislocations stockées

La densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après les six impacts a été étudiée pour les trois séquences (figure 5.25).

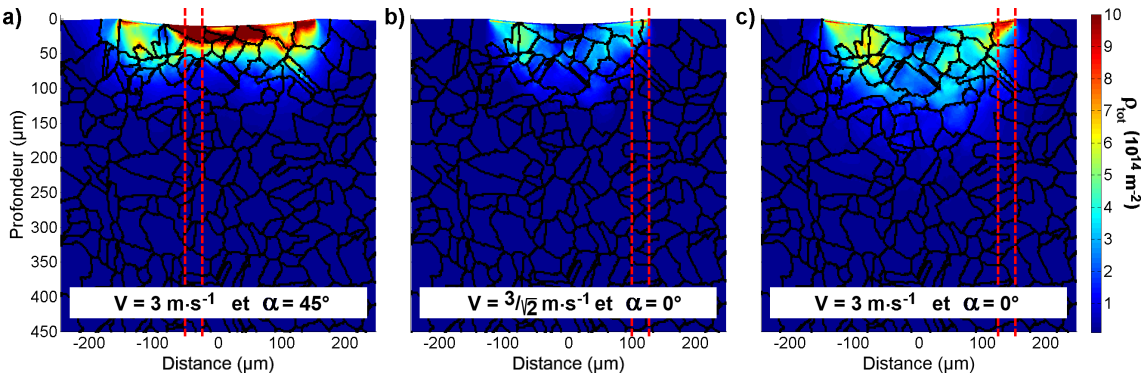


FIGURE 5.25 – Cartographies de ρ_{tot} après 6 impacts successifs a) en biais de $3\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$, b) normaux de $3/\sqrt{2}\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et c) normaux de $3\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

Les grains situés en extrême surface stockent plus de dislocations dans le cas des impacts en biais que dans ceux des impacts normaux. De plus, contrairement au cas des impacts normaux, ρ_{tot} augmente aussi fortement dans le centre de l'agrégat.

Afin de quantifier la différence entre les trois séquences d'impacts, une bande de 20 µm a été tracée sur chaque cartographie de la figure 5.25. La position des bandes a été choisie afin de contenir le maximum de ρ_{tot}. Les profils moyens de ρ_{tot} obtenus sur ces bandes sont tracés sur la figure 5.26.

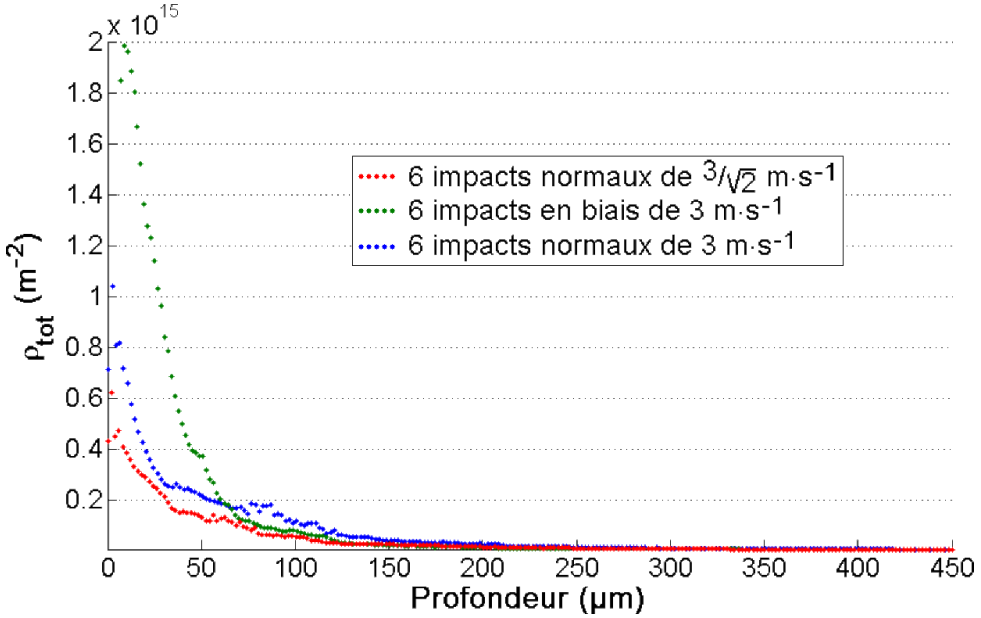


FIGURE 5.26 – Profils moyens de ρ_{tot} sur les bandes indiquées sur la figure 5.25) après 6 impacts sur l'agrégat AP1.

La courbe issue des impacts en biais atteint un maximum en surface de $2 \cdot 10^{15}$ m^{-2} soit le double de celui obtenu avec les impacts normaux de 3 m $\cdot$ s^{-1} et près du triple de celui obtenu avec les impacts normaux de $3/\sqrt{2}$ m $\cdot$ s^{-1}. Cela représente aussi plus de 85% du maximum atteint après six impacts normaux de 11 m $\cdot$ s^{-1}. Au-delà de 75 µm, les trois courbes se superposent. Ainsi, les impacts en biais permettent d'augmenter considérablement la densité totale de dislocations stockées dans les grains situés en surface.

5.4 Discussion

L'augmentation des performances du matériau induite par le grenaillage ultrasonore est principalement attribuée à deux mécanismes. D'une part, les impacts répétés permettent de générer des contraintes résiduelles de compression. D'autre part, ils modifient la microstructure en diminuant la taille des grains et en augmentant la dureté en surface. A l'aide d'une loi de plasticité cristalline, l'effet des impacts a ainsi pu être caractérisé au regard des contraintes résiduelles de compression, de la désorientation des grains et de la densité totale de dislocation stockées.

5.4.1 Estimation des contraintes résiduelles de compression

Comme il a été rappelé dans le chapitre 3, l'estimation des contraintes résiduelles est un objectif important pour déterminer la qualité du grenaillage. Des résultats expérimentaux [190, 33] et numériques [77, 110, 244, 241] montrent que le maximum de contrainte de compression augmente peu avec le nombre d'impacts. Les simulations présentées dans ce chapitre sont en accord avec ce résultat. Elles montrent que l'augmentation du nombre d'impacts normaux au même endroit n'affecte pas le maximum local de $|\sigma_{XX}|$ mais homogénéise la compression dans l'agrégat.

Par ailleurs, l'utilisation de la plasticité cristalline montre que la composante σ_{XX} de la contrainte dépend de la microstructure. Les valeurs de contraintes obtenues dans la zone centrale sont alors plus dispersées (voir le cas d'un impact à 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, section 5.1). Ce type de comportement est conforme à ce qui est obtenu dans différentes études numériques. Des fluctuations de contraintes dues à la prise en compte de la microstructure sont ainsi observées par Rollett et al. [181] dans le cas d'une feuille d'acier sous traction uni-axiale ou encore par Keller et al. [105] dans le cas d'une feuille de Nickel. Néanmoins, les profils moyens obtenus avec la loi de plasticité cristalline conservent les mêmes tendances que ceux obtenus avec la loi homogène.

Enfin, les profils moyens de contrainte de compression (figure 5.24) montrent que l'établissement des contraintes résiduelles est globalement piloté par la vitesse normale de l'impact et non par la vitesse totale. Ce phénomène est souvent admis dans les différentes études portant sur la simulation du grenaillage ultrasonore [33, 237, 72] mais à notre connaissance, il n'a jamais fait l'objet d'une étude spécifique. Dans ce chapitre, l'analyse a porté sur une séquence particulière d'impacts en biais. A chaque impact, la composante tangentielle de la vitesse change de signe (figure 5.20). Cette alternance conduit à diminuer le maximum de la contrainte de compression établie par l'impact précédent. Dans cette configuration et par comparaison avec la séquence d'impacts normaux, l'apport de la composante tangentielle de la vitesse d'impact apparaît comme négligeable au regard du profil moyen de la contrainte résiduelle de compression dans l'agrégat.

5.4.2 Désorientation et division des grains

Le grenaillage ultrasonore appliqué pendant une longue durée permet de réduire la taille des grains, ce qui mène à une nanostructuration de la surface [131, 179, 209, 235]. Pour étudier ce phénomène, les niveaux de désorientation au sein des grains ont été analysés numériquement après une succession d'impacts. Il en ressort qu'aucun grain ne présente de changement brutal d'orientation pouvant être interprété comme une division de celui-ci (figure 5.27).

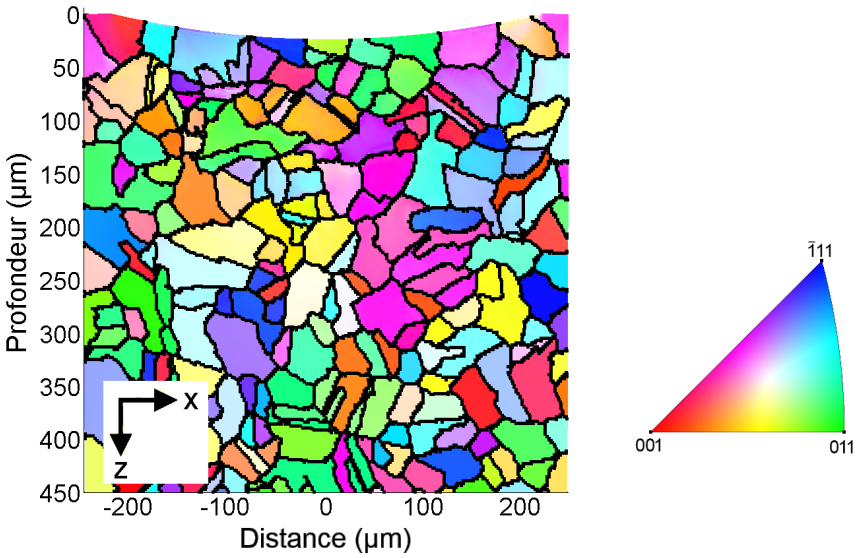


FIGURE 5.27 – Cartographie d'orientation (selon la direction Z) de l'agrégat AP1 après la séquence de 6 impacts normaux de $6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Néanmoins, à l'image des études de Kanjarla et al. [102], Toth et al. [221], Kim et al. [108] ou Quey et al. [172], la division d'un grain peut être considérée comme une trop forte dispersion d'orientation suite à sa déformation. En ce sens, les grains en surface et au bord de l'empreinte peuvent être considérés comme divisés.

De plus, la figure 5.28 montre que la séquence d'impacts en biais apparaît comme particulièrement efficace pour la division des grains en extrême surface. Dans cette séquence, si la composante tangentielle de la vitesse d'impact est négligeable dans l'établissement des contraintes résiduelles, elle a un effet déterminant sur la division des grains.

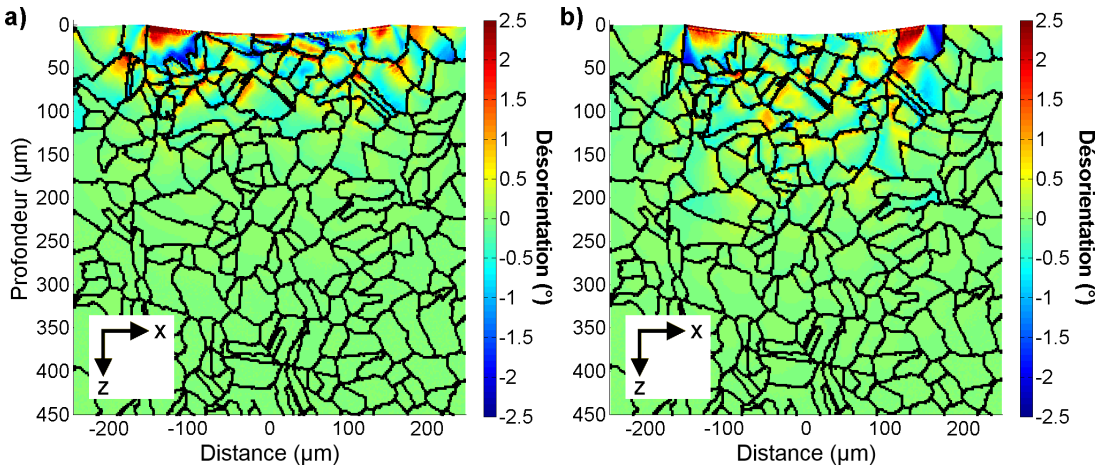


FIGURE 5.28 – Cartographies de désorientation relative après une séquence de 6 impacts de $3\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ a) en biais et b) normaux.

5.4.3 Écrouissage et densité totale de dislocations stockées

L'augmentation de la dureté induite par le grenaillage ultrasonore est régulièrement étudiée afin d'évaluer le niveau d'écrouissage obtenu. Diverses études expérimentales [180, 216, 163, 198] ont pu mesurer la dureté en fonction de la distance à la surface grenaillée. Ce profil permet d'identifier la profondeur à laquelle le matériau est écroui par le procédé. Suivant les différentes études, celle-ci est comprise entre 200 et 700 µm et dépend entre autres de la vitesse des impacts et du diamètre des billes.

Numériquement, la profondeur affectée par les impacts peut être identifiée à l'aide de la densité totale de dislocations stockées. Le tableau 5.2 récapitule, pour les différentes séquences d'impacts, les densités maximales obtenues dans les grains en surface ainsi que la profondeur à laquelle cette densité passe en dessous de 10^{14} m^{-2} pour tous les grains (soit un ordre de grandeur en dessous des maxima obtenus).

Séquence de 6 impacts	Densité maximale ($\times 10^{14}$ m^{-2})	Profondeur affectée (µm)
$3\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ en biais	20.0	110
$3/\sqrt{2}\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ normaux	6.2	130
$3\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ normaux	10.4	190
$6\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ normaux	18.3	300
$11\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ normaux	23.3	420

TABLE 5.2 – Tableau récapitulatif de la valeur maximale de ρ_{tot} atteinte dans les grains en surface et de la profondeur à laquelle ρ_{tot} est inférieure à 10^{14} m^{-2} pour les différentes séquences d'impacts.

Les profondeurs affectées par ces séquences d'impacts sont en accord avec la littérature [180, 216, 163, 198] ainsi qu'avec les profils de dureté obtenus dans le chapitre 2. De plus, les valeurs de densité obtenues numériquement dans les grains situés au bord de l'empreinte en extrême surface (autour de 10^{15} m^{-2}) sont très similaires à celles obtenues expérimentalement par Ortiz et al. [164]. Or l'étude numérique montre que la densité totale de dislocations stockées ne varie plus après le quatrième impact appliqué au même endroit. Cela suggère que les impacts aléatoires générés par le grenaillage ultrasonore permettent surtout d'homogénéiser le stockage des dislocations sur l'ensemble des grains en surface. Ce début d'homogénéisation est d'ailleurs visible sur la simulation de la séquence d'impacts alternés en biais où l'ensemble des grains situés sous l'empreinte présente une forte densité totale de dislocations stockées.

De plus, la densité obtenue pour les impacts en biais de $3\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ est du même ordre de grandeur que celle calculée dans les grains aux bords de l'empreinte induite par la séquence d'impacts normaux de $11\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$. Ce phénomène confirme l'intérêt du grenaillage ultrasonore par rapport au grenaillage conventionnel. Dans le grenaillage ultrasonore, la faible vitesse des impacts diminue la profondeur affectée ainsi que le risque d'endommagement de la surface traitée. Par ailleurs, la forte dispersion des angles d'impacts maintient un écrouissage important en extrême surface. Ainsi, comme le montre l'étude de Todaka et al. [219], les deux procédés induisent une couche nanostructurée même si celle due au grenaillage ultrasonore est moins épaisse.

Synthèse

L'effet du grenaillage ultrasonore sur le matériau a été étudié à l'aide d'une loi de plasticité cristalline adaptée à l'INCONEL690. Les effets de la vitesse et du nombre d'impacts ont été successivement étudiés.

Les simulations mono-impact ont montré que le maximum de contraintes de compression augmente puis sature avec la vitesse. Les fluctuations des profils moyens de contrainte dues à la microstructure sont amplifiées. De même, la désorientation des grains et la densité totale de dislocations stockées augmentent.

Les séquences d'impacts normaux conduisent à une saturation des différentes variables étudiées (contraintes, désorientations, densité de dislocations) et ce dès le quatrième impact. Les valeurs auxquelles les variables saturent augmentent globalement avec la vitesse des impacts.

L'agrégat soumis aux différentes séquences d'impacts présente des grains avec une forte dispersion de désorientation. Cela peut être interprété comme une signe précurseur de la division des grains observée expérimentalement durant le grenaillage ultrasonore. La texture de l'agrégat impacté n'est que modérément modifiée. La densité totale de dislocations stockées calculée après les différentes séquences d'impacts confirme le fort écrouissage induit par le procédé et sont en accord avec les résultats expérimentaux mesurés dans le chapitre 2 ainsi que ceux obtenus dans la littérature.

Enfin, la simulation d'une séquence d'impacts en biais montre que l'angle d'incidence influe fortement sur l'écrouissage en surface. Ainsi la densité totale de dislocations stockées obtenue dans les grains en surface suite à la séquence de 6 impacts en biais de $3\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ est du même ordre de grandeur que celle calculée dans le grains au bord de l'empreinte générée par 6 impacts normaux $11\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Conclusion générale

Le grenaillage ultrasonore est un traitement mécanique de surface de plus en plus utilisé dans l'industrie [215, 14]. Utilisé comme procédé de finition, des études ont démontré qu'il pouvait avoir des effets bénéfiques sur la tenue en fatigue [179, 217] ou face à la corrosion [81, 151]. Ces effets sont principalement attribués à l'établissement des contraintes résiduelles de compression et à la modification de la microstructure due aux fortes déformations plastiques en surface. Or, si différents modèles numériques [33, 157, 154] ont été développés pour prédire le champ de contrainte après grenaillage, peu d'entre elles [27] tiennent compte de la microstructure et de ses modifications induites par les impacts.

Ainsi, dans cette thèse, les modifications de la microstructure induites par le grenaillage ultrasonore ont été étudiées expérimentalement mais aussi numériquement via l'utilisation d'une loi de plasticité cristalline. Pour cela, l'effet de la quantité de billes utilisées dans le procédé a été analysé au regard du procédé lui-même (cinématique des billes dans l'enceinte) et des modifications induites sur le matériau traité (état de surface, contraintes résiduelles et microstructure).

Cinématique des billes et état de surface

Dans un premier temps, l'évolution des impacts, en fonction de la quantité de billes utilisée, a été étudiée en analysant le panel d'empreintes générées par le procédé sur une courte durée (section 2.2.3). En effet, dans la littérature, des études numériques [34, 148, 16] ont montré qu'augmenter la quantité de billes conduisait à un accroissement du nombre d'impacts et à une diminution de leur vitesse moyenne. Cependant à notre connaissance, seul le nombre d'impacts avait pu être validé expérimentalement [17]. Aucune étude n'avait permis de relier quantitativement les données expérimentales au panel de vitesses et d'angles d'impacts obtenu par la simulation.

Cette thèse a pour la première fois présenté une validation du panel d'impacts (calculé par simulation DEM). Pour cela, la distribution de vitesses et d'angles d'impacts a été reliée aux profondeurs d'empreintes. Ces profondeurs ont pu être calculées numériquement par des simulations mono-impact FEM (en modélisant le matériau par une loi de comportement homogène) et comparées à celles mesurées expérimentalement. Cette méthode combinée DEM-FEM prévoit, en accord avec l'expérience, que la profondeur moyenne d'empreintes diminue avec l'augmentation de la quantité de billes. Ce résultat est d'ailleurs en accord avec l'étude expérimentale de Marteau et al. [139]. Ces derniers ont observé une augmentation de la rugosité de la surface traitée avec la vitesse moyenne des impacts (en modifiant l'amplitude de la sonotrode). Le changement de panel d'impacts modifie donc significativement l'état de surface du matériau traité.

Contraintes résiduelles de compression

La méthode combinée DEM-FEM donnant de bons résultats quant aux modifications de surface, celle-ci a alors été utilisée pour évaluer l'effet de la quantité de billes sur les contraintes résiduelles de compression issues du grenaillage ultrasonore. En effet, l'établissement du champ de contrainte, prenant part à l'augmentation de la tenue en fatigue du matériau traité, est une donnée importante du procédé. Ainsi, de nombreuses analyses expérimentales sont disponibles à ce sujet [236, 164, 163, 179, 33]. Celles-ci ont montré que le maximum de contrainte vaut approximativement deux fois la limite d'élasticité du matériau traité. La méthode combinée DEM-FEM, développée dans cette thèse, donne des résultats conformes à la littérature et permet d'aller plus loin en prédisant une concentration des contraintes résiduelles de compression vers la surface du matériau lorsque le nombre de billes augmente.

Cependant, comme expliqué dans la section 3.5, cette analyse repose sur un modèle éléments finis mono-impact. Or, le grenaillage ultrasonore est souvent appliqué avec des taux de recouvrement supérieur à 100%, ce qui implique que plusieurs impacts ont eu lieu au même endroit. Des simulations d'une séquence d'impacts normaux appliqués au même endroit ont donc été réalisées (section 5.3) et ont permis de montrer que le maximum de contraintes de compression est peu affecté par le nombre d'impacts. Ces résultats sont en accord avec la littérature sur le plan numérique [244, 77, 95]. De plus, les études expérimentales menées par Chaise et al. [33] et Sanda et al [190] sur le grenaillage ultrasonore ont montré que le maximum de contraintes résiduelles de compression augmentait peu (entre 10 et 20%) une fois que le taux de recouvrement passe au-dessus de 100%.

Par ailleurs, la méthode combinée DEM-FEM considère un comportement homogène du matériau. Pour prendre en compte l'effet de la microstructure du matériau, des simulations multi-impacts ont donc été réalisées avec une loi de plasticité cristalline. L'apparition d'effets locaux a ainsi été observée dans l'établissement des contraintes résiduelles. Cependant, le comportement moyen du matériau n'est pas affecté par la microstructure et les tendances observées vis-à-vis du nombre d'impacts ou de leur vitesse sont conservées.

La méthode combinée DEM-FEM est donc pertinente pour prédire les contraintes résiduelles établies lors du grenaillage ultrasonore.

Modifications de la microstructure

Les modifications de la microstructure induites par le grenaillage ont été étudiées à la fois expérimentalement et numériquement. En effet, le grenaillage ultrasonore implique de fortes déformations plastiques conduisant à une modification de la microstructure pouvant aller jusqu'à la formation d'une couche nanostructurée. La connaissance de ces modifications est importante car elles affectent le comportement du matériau aussi bien sur la tenue en fatigue que sur la résistance à la corrosion.

L'étude expérimentale, présentée dans ce manuscrit, montre que l'épaisseur de la zone écrouie augmente en doublant le nombre de billes utilisées. De plus, avec une plus grande quantité de billes, le profil de dureté décroît plus rapidement. L'épaisseur de la zone affectée par le grenaillage ultrasonore augmente donc avec la vitesse des impacts. Ces

résultats sont en accord avec ceux trouvés dans la littérature. En effet, Roland et al. [180] et de Thiriet [215] ont observé que la profondeur affectée par le grenaillage augmente avec l'amplitude de vibration de la sonotrode. Par ailleurs, Tsai et al. [224] ont observé une augmentation de la profondeur affectée avec le diamètre des billes. L'énergie des impacts reçue par le matériau déterminerait la profondeur affectée par le grenaillage. Ce résultat a d'ailleurs été démontré par Child et al. [38] dans le cas du grenaillage conventionnel, et est conforme à diverses études expérimentales [197, 163, 73].

Cependant, malgré ces résultats, aucune étude numérique concernant le grenaillage ultrasonore ne prend en compte les modifications de la microstructure dues aux impacts telles que la désorientation des grains ou l'augmentation de la densité totale de dislocations stockées. Ainsi, l'originalité de l'étude, présentée dans le dernier chapitre, réside dans l'utilisation de simulations multi-impacts sur un agrégat polycristallin afin d'analyser l'effet du grenaillage ultrasonore sur les modifications de la microstructure. Les résultats de ces simulations sont en accord avec les données expérimentales décrites dans le paragraphe précédent. En particulier, la profondeur de la zone affectée augmente avec la vitesse d'impact aussi bien en ce qui concerne la désorientation que la densité totale de dislocations stockées. De plus, la séquence d'impacts en biais montre que l'angle d'impact (fixé à 45° au lieu de 0°) induit une plus forte densité de dislocations dans les grains situés en surface par rapport à une séquence d'impacts normaux de même vitesse. Ce comportement est confirmé par l'étude expérimentale. En effet, la dureté obtenue en extrême surface est identique pour les deux quantités de billes utilisées. Ainsi, au regard de la dureté, il semble que la diminution des vitesses d'impacts dans la configuration utilisant beaucoup de billes est compensée par l'augmentation du nombre d'impacts en biais.

Stabilisation de la microstructure sous multi-impacts

Néanmoins, les simulations multi-impacts présentées dans le dernier chapitre montrent qu'après le quatrième impact, le champ de contrainte résiduelle et la microstructure n'évoluent plus. Ainsi, ce modèle numérique ne permet pas d'observer une division successive des grains au cours des impacts répétés. Cela n'est pas en accord avec la nanostructuration de la surface grenaillée observée expérimentalement dans la littérature [215, 131, 179, 209, 235, 127, 182, 171].

Cependant des essais d'indentations ou d'impacts successifs appliqués au même endroit suggèrent bien une stabilisation de la microstructure. Kermouche et al. [106] ont montré que la forme de l'empreinte ne varie plus après une dizaine d'indentations. De même, Weir et al. [230] ont observé que le coefficient de restitution atteint une valeur supérieure à 0.95 après seulement 5 impacts. Le choc devient donc quasiment élastique, le matériau n'absorbe plus d'énergie pendant l'impact et ne se déforme plus plastiquement.

Ces différences de résultats entre les indentations successives et les essais de grenaillage montrent que le nombre et la diversité des séquences d'impacts (tant au regard de la position que de la vitesse et de l'angle) sont des paramètres clefs du procédé surtout au regard de la modification de la microstructure.

Perspectives

Du fait de leur nombre et de leur diversité, il semble difficile de simuler la totalité des impacts induits par le grenaillage ultrasonore de longue durée. Néanmoins, l'étude de différentes séquences d'impacts (où l'angle, la vitesse et la position de chacun sont modifiés par rapport au précédent) permettrait d'avancer sur l'optimisation du procédé, en particulier en ce qui concerne les modifications de la microstructure. Afin de s'approcher d'un chargement représentatif du grenaillage ultrasonore, des panels d'impacts pourraient être extraits de simulations DEM. Ce type de chargement, fortement asymétrique, imposera l'utilisation d'un agrégat en trois dimensions afin de reprendre correctement les déformations plastiques des grains dans les trois directions. Néanmoins, sous ce type de sollicitation, la seule prise en compte de l'écrouissage isotrope sera peut-être insuffisant pour modéliser le comportement plastique d'un matériau tel que l'INCONEL690. Inclure de l'écrouissage cinématique dans la loi de comportement homogène et de plasticité cristalline permettra alors d'avancer sur les modifications de surface induites par le grenaillage ultrasonore. En particulier, le rôle de l'écrouissage cinématique dans le mécanisme de division des grains pendant le procédé pourrait être étudié. Dans cette optique, il sera nécessaire de mettre en place des essais mécaniques cycliques de différents types de sollicitations (traction/compression, cisaillement, torsion) et de quantifier l'évolution des textures durant ces essais.

A plus long terme, Areva est aussi intéressé par le cas particulier des matériaux irradiés. Ces matériaux présentent des mécanismes spécifiques de déformation plastique liés notamment à la présence de nombreux défauts dans le réseau cristallin. A ce jour et à notre connaissance, l'effet du grenaillage sur ce type de matériau n'est pas encore étudié. Or diverses études [124, 52, 96, 40] ont récemment développé des lois de plasticité cristalline adaptées à ces situations, ce qui rendrait possible une étude numérique du grenaillage sur les matériaux irradiés.

Annexes

A La loi d'écoulement viscoplastique

Cette annexe fournit des éléments de démonstration de la loi d'écoulement viscoplastique mentionnée dans la section 1.3. La loi d'écoulement viscoplastique traduit la vitesse d'écoulement, $\dot{\gamma}$, induite par la contrainte de cisaillement. Kocks et al. [113] et Teodosiu [213] proposèrent une loi d'écoulement exprimée sous la forme d'une loi d'Arrhenius : découlant de la loi d'Orowan [162] :

$$\dot{\gamma^{\alpha}} = \dot{\gamma_0^{\alpha}} \exp\left(\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \tag{5.1}$$

où ΔG est l'enthalpie libre d'activation du système, $\dot{\gamma_0^{\alpha}}$, souvent considéré comme constant, est un scalaire lié à la densité de dislocations mobiles dans le matériau, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température du matériau.

Justification de la loi d'écoulement viscoplastique

Des nombreuses justifications de l'équation 5.1 sont disponibles dans la littérature [113, 213, 204, 59]. Ce qui est exposé par la suite relève du cas d'un cristal CFC pour qui l'influence de la température sur le mécanisme d'écoulement est assez faible. Le mouvement des dislocations est alors supposé être gouverné par les obstacles rencontrés (Voir figure A.1).

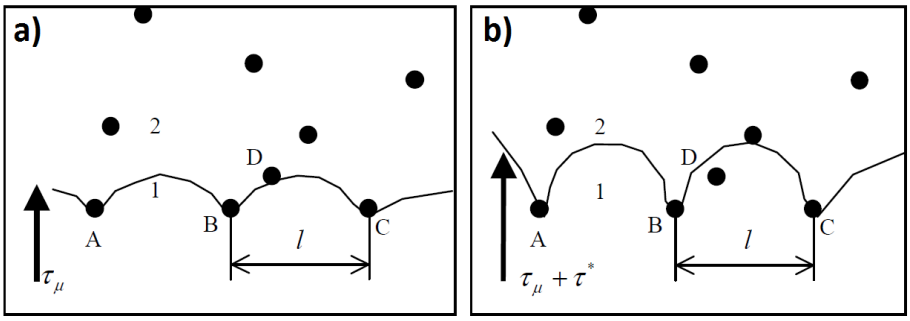


FIGURE A.1 – Représentation schématique d'une dislocation ancrée en A, B et C. a) sous l'action d'une contrainte τ_c et interagissant avec l'obstacle D. b) sous l'action d'une contrainte $\tau_c + \tau^*$ après franchissement de l'obstacle. Figure extraite des travaux de Tabourot [204].

La friction du réseau est négligée. Pour passer un obstacle, la dislocation doit surmonter un certain niveau de contrainte τ. Cette contrainte est décomposable (Voir figure A.2) en :

- une partie de contrainte à longue distance qui n'est rien d'autre que la cission critique τ_c vue précédemment. C'est donc la cission nécessaire pour générer les boucles de dislocation. Elle est considérée comme athermique.
- une partie de contrainte à courte distance τ^*. C'est donc la sur-contrainte nécessaire pour que la boucle de dislocation puisse passer un obstacle ponctuel comme des dislocations forêt ou des impuretés.

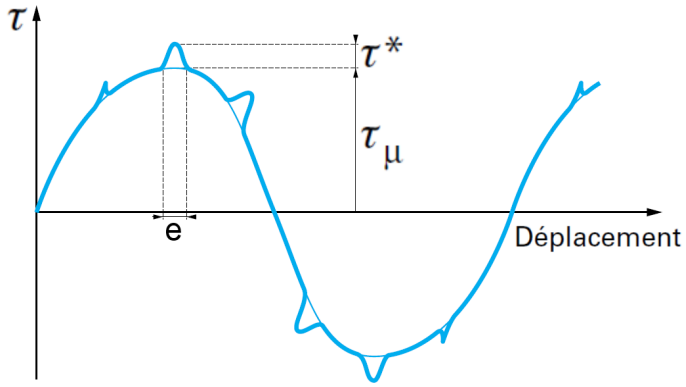


FIGURE A.2 – Fluctuation spatiale de la contrainte cisaillement nécessaire au déplacement d'une ligne de dislocation, d'après les travaux Fivel et Forest [59].

La dislocation est alors vue comme un ensemble d'oscillateurs (les atomes) de fréquence fondamentale :

$$v_0 = v_D \frac{b}{l} \tag{5.2}$$

où v_D est la fréquence de Debye, c'est-à-dire la fréquence théorique maximum de vibration d'un atome du réseau cristallin, b est la norme du vecteur de Burgers de la dislocation et l est la distance entre les points d'ancrage de la ligne dislocation.

La contrainte τ^* est considérée comme étant modérée, c'est-à-dire $0.1\tau^*_{0K} < \tau^* < 0.7\tau^*_{0K}$ où τ^*_{0K} est la valeur de la sur-contrainte qu'il faudrait appliquer à la dislocation pour passer l'obstacle à $0K$. Ainsi, la probabilité d'un saut arrière est très faible devant celle d'un saut avant. La probabilité de franchissement de l'obstacle de faible longueur d'onde est alors donnée par le facteur f_B exponentiel de Boltzmann de probabilité de saut avant de la dislocation.

$$f_B = exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \tag{5.3}$$

où ΔG est l'énergie apparente de l'obstacle à la température T et k_B est la constante de Boltzmann.

La fréquence de franchissement de l'obstacle δt^{-1} s'écrit alors comme le produit de la fréquence fondamentale par la probabilité de franchissement de l'obstacle.

$$\delta t^{-1} = v_0 f_B = v_D \, \frac{b}{l} \, exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \tag{5.4}$$

Le temps de déplacement de la dislocation entre deux obstacles est négligé devant le temps d'attente pour franchir un obstacle. La vitesse v s'écrit alors comme le produit de la fréquence de franchissement δt^{-1} de l'obstacle et la distance caractéristique d entre les obstacles :

$$v = v_D \, \frac{b\,d}{l} \, exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \tag{5.5}$$

L'équation d'Orowan 1.2 est alors utilisée pour obtenir la vitesse moyenne de cisaillement, ce qui permet d'écrire la loi d'écoulement 1.4 :

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma_0} \exp\left(-\frac{\Delta\, G}{k_B\, T}\right) \tag{5.6}$$

avec

$$\dot{\gamma_0} = \rho_m \, v_D \, b^2 \, \frac{d}{l}$$

$\dot{\gamma_0}$ est alors considéré comme une constante du matériau car l'effet de l'évolution de la structure est négligé. Néanmoins, c'est le plus souvent une forme approximée par une loi puissance qui est utilisée [201, 205, 82, 196, 75, 238, 8].

Approximation par une loi puissance

Pour obtenir la loi d'écoulement sous une forme de loi puissance, une contrainte résolue "effective" $\tau_{eff} = \tau_c + \tau^*$ est introduite. Par ailleurs, ΔG est décomposé de la manière suivante :

$$\Delta G = \Delta G_0 - \tau^* \, (b \, l \, e) = \Delta G_0 - \tau^* \Delta V^* \tag{5.7}$$

où ΔG_0 est l'énergie totale nécessaire pour le franchissement de l'obstacle, e caractérise l'étendue de l'obstacle (voir figure A.2) et ΔV^* est appelé volume d'activation. La loi d'écoulement 5.6 s'écrit alors :

$$\dot{\gamma} = \rho_m v_D b^2 \frac{d}{l} \, \exp\left(-\frac{\Delta G_0 - \tau^* \Delta V^*}{k_B\, T}\right) \tag{5.8}$$

puis

$$\dot{\gamma} = \rho_m v_D b^2 \frac{d}{l} \, \exp\left(-\frac{\Delta G_0 - \left(\frac{\tau_{eff}}{\tau_c} - 1\right) \tau_c \Delta V^*}{k_B\, T}\right) \tag{5.9}$$

En supposant que la sur-contrainte τ^* est petite devant τ_c, $\left(\frac{\tau_{eff}}{\tau_c} - 1\right)$ est alors proche de 0. Un développement au premier ordre de l'exponentielle permet d'obtenir :

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma_0} \left(\frac{\tau_{eff}}{\tau_c}\right)^m \tag{5.10}$$

avec

$$m = \frac{\tau_c \Delta V^*}{k_B T} \text{ avec } \dot{\gamma_0} = \rho_m v_D b^2 \frac{d}{l} \exp\left(-\frac{\Delta G_0}{k_B T}\right)$$

L'équation 5.10 obtenue de façon indifférenciée pour un système de glissement quelconque est supposée vraie quel que soit le système α du monocristal CFC. $\dot{\gamma_0^s}$ et m dépendent de la température et sont des paramètres spécifiques au matériau. Dans le cas du cuivre, m est de l'ordre de 200 [41, 45, 48, 58]. Il est sensiblement inférieur pour l'aluminium, de l'ordre de 20 à 50 [59, 205].

B Rappel sur les éléments discrets

La méthode des éléments discrets a été utilisée pour simuler le mouvement des billes durant le grenaillage ultrasonore. Cette méthode découle de la modélisation des matériaux granulaires. Le système étudié est représenté par un ensemble de grains, le plus souvent considérés comme indéformables, caractérisés par leur forme, leur agencement et leurs interactions de contact. Dans cette annexe, une explication succincte de la méthode DEM-NSCD (Discrete Element Method - Non Smooth Contact Dynamics) adaptée à nos simulations sera fournie. Celle-ci est principalement tirée des quatre références suivantes [94, 152, 174, 173].

Modélisation par éléments discrets

Représentation du système

Le système est représenté comme un ensemble de $\mathscr{N}$ sphères parfaitement rigides, appelées grains, qui correspondent dans notre étude aux $\mathscr{N}$ billes utilisées pour le grenaillage. En prenant une description lagrangienne, la position d'un grain est pleinement définie à l'aide de 6 paramètres : 3 pour la position et 3 pour l'orientation. Le vecteur $\underline{q}$ est alors construit en regroupant les $6\mathscr{N}$ paramètres de l'ensemble des grains du système.

Dynamique du système

Le mouvement de ces grains est alors régi par l'équation fondamentale de la dynamique :

$$\underline{\underline{M}}(\underline{q})\ddot{\underline{q}} = \underline{F}(\underline{q}, \dot{\underline{q}}) + \underline{E}(t) + \underline{r} \tag{5.11}$$

où $\underline{q}$ est la description lagrangienne du système contenant l'ensemble des coordonnées des centres de gravité et des angles d'Euler de chaque grain ; $\underline{\underline{M}}(\underline{q})$ est la matrice de masse du système ; $\underline{F}(\underline{q}, \dot{\underline{q}})$ représente les forces internes (matériau déformable) et les termes non-linéaire d'inertie. Dans notre étude, les grains sont des sphères parfaitement rigides. $\underline{F}(\underline{q}, \dot{\underline{q}})$ est donc nul. $\underline{E}(t)$ regroupe les forces extérieures au système explicitement connues

(comme le poids appliqué à chaque grain.) que l'on suppose dépendantes du temps. $\underline{r}(t)$ concerne les forces de friction au sein du système, soit dans notre cas, l'ensemble des réactions de contacts.

Discontinuité de la vitesse : représentation des chocs

L'équation 5.11 suppose que la fonction $t \rightarrow \underline{u}(t) = \dot{\underline{q}}(t)$ peut-être dérivée alors que les chocs entre grains induisent une discontinuité de la vitesse. Néanmoins, il existe une vitesse avant et après le choc. Ainsi, deux fonctions $t \rightarrow \underline{u}^+(t)$ et $t \rightarrow \underline{u}^-(t)$ sont introduites. Elles correspondent respectivement à la limite à droite et à la limite à gauche de la fonction $t \rightarrow \underline{u}$. En l'absence de choc, $\underline{u}^+ = \underline{u}^- = \underline{u}$. Lors d'un choc, $\underline{u}$ n'est pas défini et $\underline{u}^+$ représente la vitesse après le choc et $\underline{u}^-$ la vitesse avant le choc. En considérant la dérivée d'une variable dans le sens des distributions, l'équation 5.11 s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \underline{\underline{M}}(\underline{q})d\underline{u} & = & \underline{E}(t)dt + \underline{r}d\nu \\ \underline{q}(t) & = & \underline{q}(\tau) + \int_\tau^t \underline{u}dt \end{array} \right. \tag{5.12}$$

où dt est une mesure de Lebesgue représentant un incrément de temps ; $d\underline{u}$ la différentielle de $\underline{u}$ représentant l'accélération ; et $\underline{r}d\nu$ caractérise la somme des forces de contact.

Méthode non régulière de dynamique des contacts (NSCD)

Discrétisation de l'équation de la dynamique du système

Par simplicité, nous supposerons que seules les forces externes connues ($\underline{\mathrm{E}}(\mathrm{t})$) dépendent du temps. En considérant un intervalle de temps $]t_i, t_{i+1}]$, il est alors possible de discrétiser l'équation 5.12 :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \underline{\underline{M}}(\underline{u}^+(t_{i+1}) - \underline{u}^+(t_i)) & = & \int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{E}dt + \int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{r}d\nu \\ \underline{q}(t_{i+1}) & = & \underline{q}(t_i) + \int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{u}dt \end{array} \right. \tag{5.13}$$

$\int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{r}d\nu$ noté par la suite $\underline{p}(i+1)$ est l'impulsion qui prend en compte l'ensemble des réactions entre les grains en contact dans l'intervalle $]t_i, t_{i+1}]$. Avec un schéma d'intégration implicite, $\int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{u}dt = h\underline{u}(i+1)$, où $h = t_{i+1} - t_i$ est le pas de discrétisation. De plus en considérant, $\underline{E}(i, i+1)$ comme une approximation numérique de $\int_{]t_i,t_{i+1}]} \underline{E}dt$ et $\underline{u}(i)$, $\underline{u}(i+1)$, $\underline{q}(i)$ et $\underline{q}(i+1)$ respectivement celles de $\underline{u}^+(t_i)$, $\underline{u}^+(t_{i+1})$, $\underline{q}(t_i)$ et $\underline{q}(t_{i+1})$, l'équation 5.13 devient :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \underline{\underline{M}}(\underline{u}(i+1) - \underline{u}(i)) & = & \underline{E}(i, i+1) + \underline{p}(i+1) \\ \underline{q}(i+1) & = & \underline{q}(i) + h\underline{u}(i+1) \end{array} \right. \tag{5.14}$$

Ce système d'équation peut alors se résoudre numériquement pourvu que les valeurs de $\underline{p}(i+1)$ puissent être définies lors des impacts.

Calcul des forces de contact

Seule la situation simplifiée à une collision entre 2 disques parfaitement rigides et homogènes de même rayon R_g et de masse m_g est présentée. Cet exemple est la version 2D

du cas le plus courant dans notre étude (collision binaire entre deux sphères) et fournit une bonne illustration du calcul des forces de contact dans la méthode NSCD.

Un contact est établi lorsque la distance entre deux grains est négative ou nulle. Cette distance s'obtient directement à partir de leur position respective. L'équation de la dynamique du contact projetée sur les axes du repère local du contact s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} U_N^+ & = & U_N^- + \delta t W_N P_N \\ U_T^+ & = & U_T^- + \delta t W_T P_T \end{array} \right. \tag{5.15}$$

où P_N (respectivement P_T) est la composante normale (respectivement tangentielle) de la force de contact moyennée sur la durée du contact δt ; $W_N = 2/m_g$; $W_T = 2/m_g + 2r_g^2/I_g$ où $I_g = \frac{2}{5} m_g r_g^2$ est le moment d'inertie au centre du grain et U_N^- et U_N^+ (respectivement U_T^- et U_T^+) sont les composantes normales (respectivement tangentielles) de la vitesse relative avant et après contact.

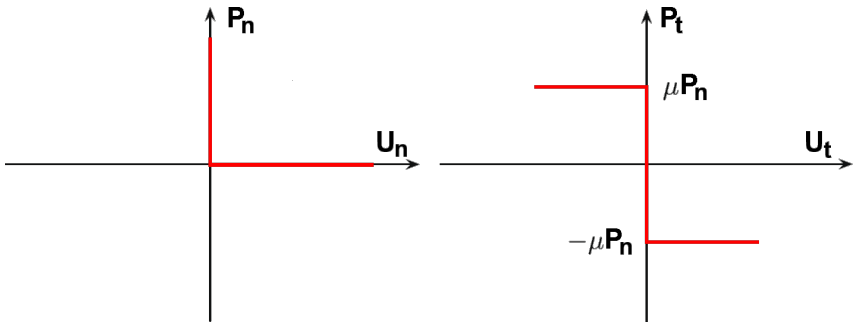


FIGURE B.1 – Problème de Signorini-Coulomb

Pour trouver P_T et P_N, les relations Signorini-Coulomb représentées par le graphique B.1 sont utilisées. Mais pour pouvoir le faire, il faut choisir une vitesse de contact, qui du fait de la discontinuité de la vitesse pendant l'impact, n'est pas définie. Une vitesse de contact est alors supposée comme solution au problème Signorini-Coulomb :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} U_N^c & = & \frac{U_N^+ + e_N U_N^-}{1+e_N} \\ U_T^c & = & \frac{U_T^+ + e_T U_T^-}{1+e_T} \end{array} \right. \tag{5.16}$$

e_N (respectivement e_T) est appelé coefficient de restitution normal (respectivement tangentiel). Cette vitesse de contact peut être vue comme un barycentre entre la vitesse avant et après le contact. En combinant les équations 5.16 et 5.15, il vient donc :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} P_N & = & \frac{1+e_N}{W_N \delta t}(U_N^c - U_N^-) \\ P_T & = & \frac{1+e_T}{W_T \delta t}(U_T^c - U_T^-) \end{array} \right. \tag{5.17}$$

P_N et P_T sont alors calculés en considérant que le couple (U_T^c, U_N^c) est la solution au problème de Signorini-Coulomb (figure B.2). Le retour à $\underline{p}(i+1)$ se fait alors par passage du repère de contact au repère global du système.

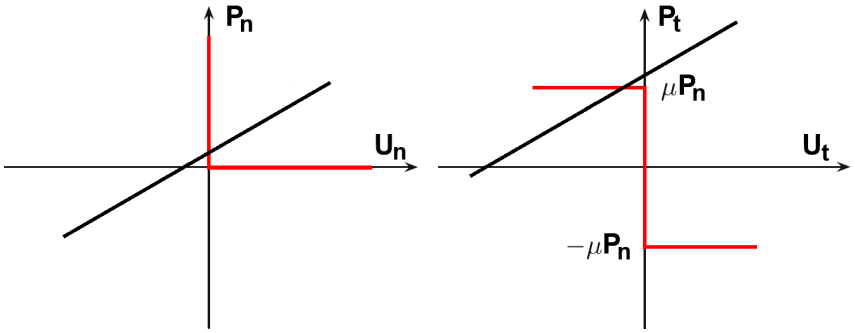


FIGURE B.2 – Problème de Signorini-Coulomb avec les droites de l'équation 5.17

C Étude de sensibilité de la méthode DEM-FEM

Plusieurs simulations ont été réalisées afin d'évaluer la sensibilité des résultats en fonction des valeurs choisies pour le coefficient de restitution et le diamètre des billes. Par souci de simplicité, l'étude a été menée en se basant uniquement sur la configuration de grenaillage utilisant 312 billes. Pour rappel, la simulation utilise un coefficient de restitution de 0.8 pour tous les contacts et un diamètre des billes de 2 mm (chapitre 3).

L'étude de sensibilité a porté sur le nombre d'impacts, la vitesse et l'angle moyen d'impacts issus des simulations DEM ainsi que sur la profondeur moyenne d'empreinte h_N, la moyenne du maximum de compression σ_M et la distance moyenne à la surface δ de ce maximum obtenues par la méthode combinée DEM-FEM.

Effet du diamètre des billes

Expérimentalement, le diamètre des billes varie entre 1.8 et 2 mm. Trois configurations ont donc été testées en ne modifiant que le diamètre des billes (fixé à 1.8, 1.9 et 2 mm). Les résultats sont présentés dans le tableau C.1.

Résultat	**Diamètre des billes**		
	2 mm	1.9 mm	1.8 mm
Nombre d'impacts par mm^2	12.4	12.6	12.8
Vitesse moyenne des impacts ($m.s^{-1}$)	4.5	4.8	5.0
Angle moyen des impacts (°)	40	39	39
Profondeur d'empreinte h_N moyenne (µm)	7.5	7.7	7.7
Contrainte maximale σ_M moyenne (MPa)	490	500	500
Distance à la surface δ moyenne (µm)	80	80	80

TABLE C.1 – Sensibilité des résultats en fonction du diamètre des billes.

Une diminution du diamètre des billes implique une légère augmentation du nombre d'impacts et de leur vitesse moyenne. Malgré une vitesse d'impact plus élevée, l'effet sur le matériau reste négligeable que ce soit au niveau des profondeurs d'empreintes ou du niveau de contraintes. Entre 1.8 et 2 mm, le diamètre des billes n'a donc pas d'effet significatif sur la simulation du procédé et de ses effets sur l'échantillon.

Effet du coefficient de restitution

La discussion du chapitre 3 rappelle que le coefficient de restitution entre la bille et la paroi dépend de nombreux paramètres tels que le type de matériau et la vitesse d'impact. Dans la littérature, ce coefficient est évalué à environ 0.6 [10] pour un premier impact et augmente rapidement lors d'impacts répétés [230]. Or par souci de simplicité, un coefficient de restitution constant a été choisi pour tous les contacts. Afin d'évaluer numériquement la sensibilité des résultats à ce coefficient, trois simulations ont été effectuées. La première utilise un coefficient de 0.8 pour tous les contacts. Dans la seconde simulation, le coefficient est fixé à 0.6 pour les contacts avec l'échantillon et à 0.8 pour le reste de la chambre. Enfin, un coefficient de 0.6 pour tous les contacts a été utilisé dans la troisième simulation. Dans tous les cas, le coefficient de restitution pour les contacts bille/bille est toujours fixé à 1. Le tableau C.2 récapitule les résultats obtenus.

Résultat	**Coefficient de restitution**		
	0.8 partout	**0.6 échantillon 0.8 sinon**	**0.6 partout**
Nombre d'impacts par mm^2	12.4	12.0	9,1
Vitesse moyenne des impacts ($m.s^{-1}$)	4.5	4,0	3,2
Angle moyen des impacts (°)	40	42	40
Profondeur d'empreinte h_N moyenne (µm)	7.5	6,7	5.4
Contrainte maximale σ_M moyenne (MPa)	490	480	460
Distance à la surface δ moyenne (µm)	80	75	65

TABLE C.2 – Sensibilité des résultats en fonction du coefficient de restitution.

La diminution du coefficient de restitution induit une baisse du nombre d'impacts ainsi que de leur vitesse moyenne. La diminution de cette vitesse provoque une baisse globale des effets du grenaillage sur le matériau. La profondeur des empreintes et le niveau de contraintes résiduelles de compression diminuent. Néanmoins l'effet du coefficient est négligeable lorsque seul celui du contact bille/échantillon est modifié.

Expérimentalement, le nombre d'empreintes relevé sur l'échantillon grenaillé avec 312 billes est de 12.2 par mm^2(chapitre 2) et leur profondeur est de 7.8 µm en moyenne. Ainsi, la simulation utilisant un coefficient de 0.8 pour tous les contacts est la plus proche de l'étude expérimentale. Ce coefficient a donc été conservé pour les études du chapitre 3.

D Validation du modèle d'impact FEM

Effets des choix de modélisation sur la simulation mono-impact

Pour évaluer la fiabilité du modèle mono-impact de référence (décrit dans la section 3.2), l'effet des conditions aux limites aux bords de l'échantillon, du raffinement du maillage et de l'épaisseur de l'échantillon a été étudié. Ces analyses ont été effectuées pour un impact normal ($\alpha = 0°$) de $4\ m \cdot s^{-1}$.

Choix des conditions aux limites aux parois

L'effet de conditions aux limites utilisées au bord de l'échantillon a été testé afin de s'assurer que l'échantillon était suffisamment large. Trois configurations ont été choisies : les conditions de bords libres, correspondant au modèle de référence, notée *Ref* par la suite ; les conditions de symétrie, notée *Sym* et l'ajout d'éléments infinis CIN3D8 entourant l'échantillon (cf. figure D.1), notée *Infini*. Les éléments CIN3D8 permettent dans une situation linéaire et parfaitement élastique de simuler une distance infinie, les ondes de déformation ne se réfléchissant plus sur les bords de l'échantillon.

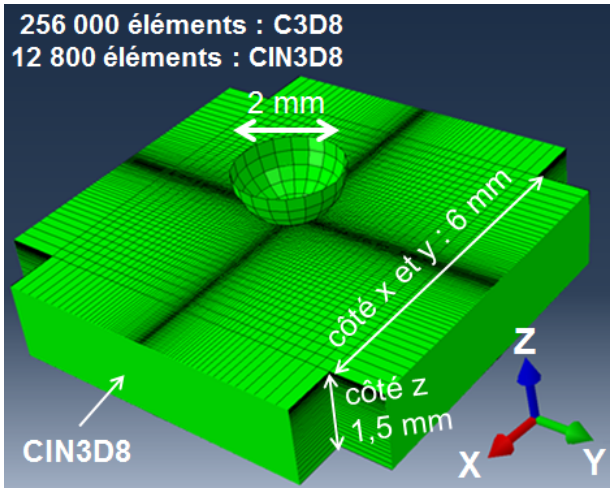


FIGURE D.1 – Géométrie du modèle avec éléments infinis CIN3D8 - Vue de dessus.

Aucune différence significative n'est observée entre les trois simulations (voir le tableau D.1). Les dimensions de l'échantillon sont suffisamment grandes pour que le choix des conditions aux limites aux bords de celui-ci n'ait pas d'effet significatif sur les résultats. *Les conditions de bords libres choisies pour le modèle de référence sont donc validées.*

Grandeur étudiée		**Ref**	**Sym**	**Infini**
Profondeur finale h_F de l'empreinte	(µm)	7.45	7.45	7.45
Valeur maximale σ_M de σ_{YY}	(MPa)	528	529	530
Profondeur δ de σ_M	(µm)	110	110	110

TABLE D.1 – Effet des conditions aux limites sur les valeurs observées.

Raffinement du maillage

Une étude de convergence a été menée en comparant trois maillages ; le maillage de référence de 486 000 éléments noté *Ref*, un maillage plus grossier de 256 000 éléments noté *Grossier* et un maillage plus raffiné de 1 183 000 éléments noté *Fin*. Une présentation des trois maillages au niveau de la zone d'impact est donnée sur la figure D.2.

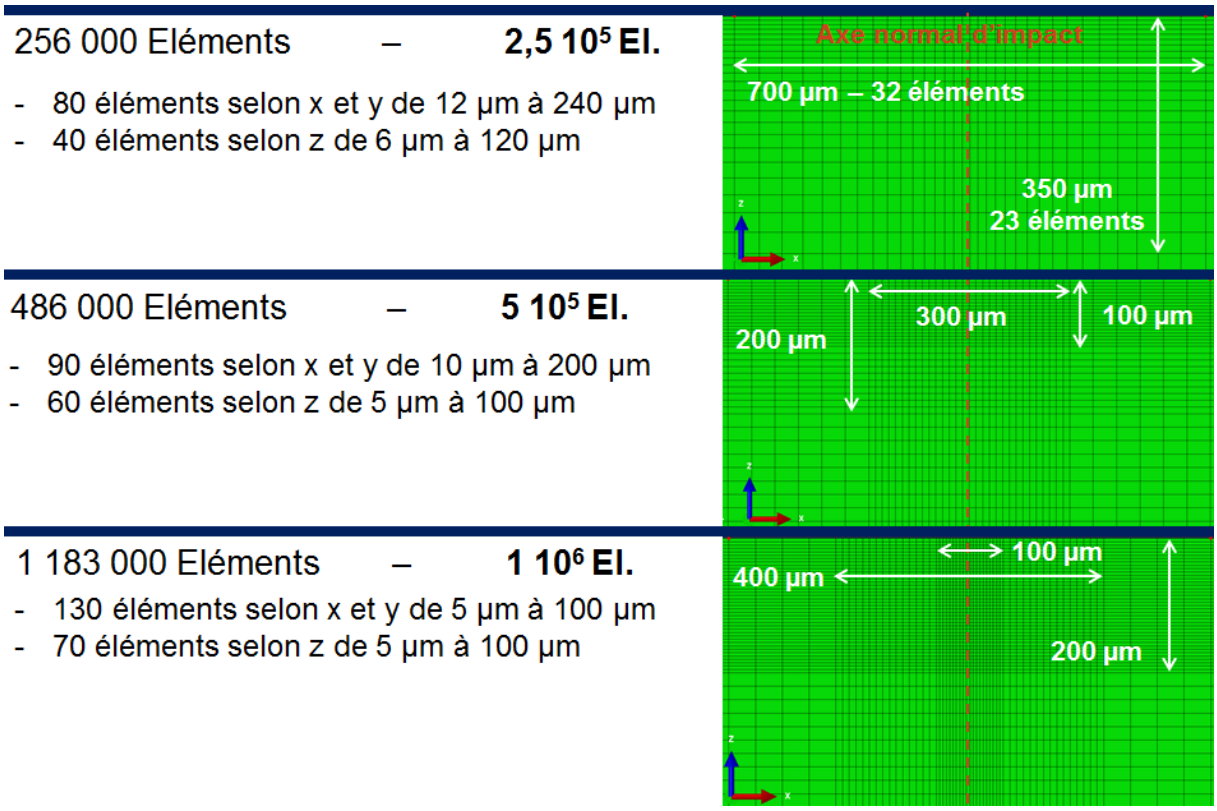


FIGURE D.2 – Coupe y=0 au niveau de la zone d'impact des trois maillages étudiés.

Comme présenté sur le tableau D.2, la simulation avec le maillage grossier donne des résultats différents de ceux obtenus avec un maillage plus raffiné : 5% de différence est observé pour σ_M entre le maillage grossier et celui de référence. Par ailleurs, aucune différence significative n'est observée entre le maillage de référence et celui plus fin. *Le maillage de référence est donc bien adapté pour nos simulations mono-impact.*

Grandeur étudiée		**Ref**	**Grossier**	**Dense**
Profondeur finale h_F de l'empreinte	(µm)	7.36	7.45	7.38
Valeur maximale σ_M de σ_{YY}	(MPa)	549	528	551
Profondeur δ de σ_M	(µm)	110	110	110

TABLE D.2 – Effet du maillage sur les valeurs observées.

Effet de l'épaisseur de l'échantillon

Afin de s'assurer que l'épaisseur choisie pour l'échantillon était suffisante, trois simulations mono-impact ont été réalisées avec respectivement l'épaisseur de référence 1500 µm notée *Ref*, une épaisseur plus fine de 200 µm notée *Fine* et une plus grande de 4000 µm notée *Epaisse*. Les trois modèles ont été obtenus en retirant ou en ajoutant des éléments à la base de l'échantillon de 1500 µm contenant les 486 000 éléments. Le maillage de l'échantillon au niveau de l'impact est donc identique pour les trois simulations.

Grandeur étudiée		Ref	Fine	Epaisse
Profondeur finale h_F de l'empreinte	(µm)	7.36	7.54	7.32
Valeur maximale σ_M de σ_{YY}	(MPa)	549	501	550
Profondeur δ de σ_M	(µm)	110	95	110

TABLE D.3 – Effet de la profondeur sur les valeurs observées.

Entre l'échantillon épais de 200 µm et celui de 1500 µm, une différence de plus de 50 MPa sur σ_M soit une baisse de 10% est observée (cf. tableau D.3). Aucune différence significative n'est constatée entre l'échantillon de 1500 µm et celui de 4000 µm. *L'épaisseur de* 1500 µm *choisie pour la simulation de référence est donc suffisante pour la simulation de l'impact étudié.*

Confrontation du modèle avec ceux de la littérature

Le modèle de référence a été testé sur deux études extraites de la littérature. Pour effectuer la comparaison, les paramètres physiques de notre modèle ont été changés pour être conforme à ceux utilisés par les auteurs. La loi de comportement de l'échantillon, le diamètre, la masse et la vitesse de la bille ainsi que le coefficient de frottement bille/pièce ont donc été modifiés.

Étude d'un impact de forte énergie

Hong et al. [90, 91] ont réalisé une simulation d'un impact normal de 75 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ d'une bille de 1 mm de diamètre sur un échantillon déformable. La bille est supposée parfaitement rigide et pèse 4.085 mg. La densité de l'échantillon est de 7800 $\mathrm{kg/m^3}$. Le comportement de l'échantillon est modélisé par une loi élasto-plastique isotrope et sans écrouissage avec un module d'Young de 200 GPa, un coefficient de Poisson de 0.3 et une limite d'élasticité de 760 MPa. Le contact est supposé sans frottement, ($\mu = 0$).

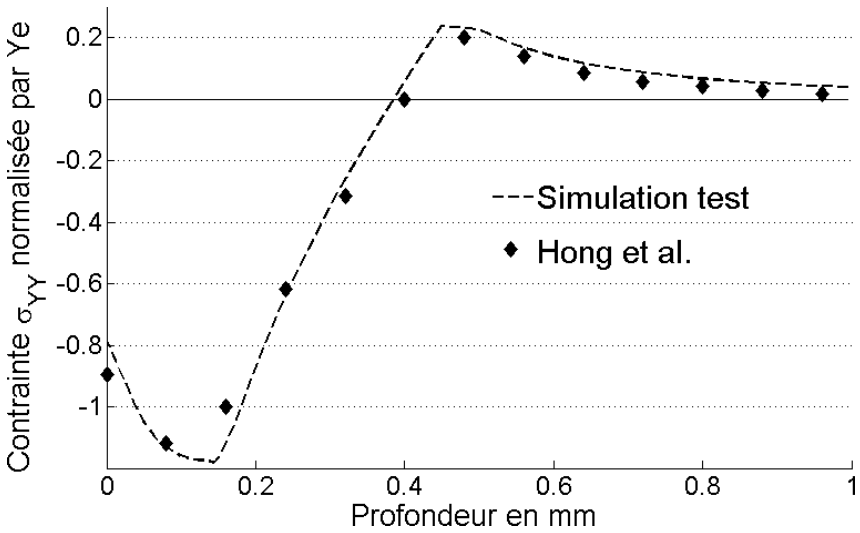


FIGURE D.3 – σ_{YY} normalisée par la limite élastique Y_e en fonction de la profondeur suivant l'axe d'impact.

Seul le profil de σ_{XX} en fonction de la profondeur et le long de l'axe d'impact est fourni dans la publication de Hong et al. [90, 91]. La figure D.3 superpose le profil de contraintes résiduelles σ_{YY} obtenu par Hong et al. [90] avec celui calculé par notre modèle nommé *simulation test*. Une très bonne correspondance est observée entre les deux simulations avec un maximum de compression σ_M de 875 MPa atteint à une profondeur δ de 150 µm. σ_{YY} change ensuite de signe à environ 400 µm de profondeur.

Étude d'un impact à faible énergie

Zhang et al. [245] ont réalisé des simulations d'un impact normal de 3, 6 et 9 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ d'une bille de 3 mm de diamètre sur un échantillon déformable. La bille de 11.31 mg est considérée comme parfaitement rigide. L'échantillon d'une densité de 8000 $\mathrm{kg/m^3}$ est modélisé par une loi de comportement élasto-viscoplastique isotrope dite de Johnson-Cook (voir équation 5.18).

$$\sigma_P = [A + B\varepsilon_P^n]\left[1 + C\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right] \tag{5.18}$$

Les différents coefficients de la loi de comportement sont fournis dans le tableau D.4. Le coefficient de frottement n'est pas mentionné par Zhang et al. [245]. La valeur $\mu = 0.01$ a alors été choisie.

Elasticité isotrope		**Plasticité : formule de Johnson - Cook**				
E	ν	A	B	n	C	$\dot{\varepsilon}_0$
193 GPa	0.3	305 MPa	1161 MPa	0.061	0.01	$1\ \mathrm{s^{-1}}$

TABLE D.4 – Paramètres de Johnson -Cook utilisés par Zhang et al. [245].

La figure D.4 montre une bonne adéquation entre le profil de contraintes résiduelles obtenu par Zhang et al. [245] et celui calculé par notre modèle (nommé *Test*) pour les 3 vitesses considérées. Les maxima de compression σ_M varient de 480 MPa pour la vitesse d'impact de 3 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ à 540 MPa pour 9 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Si une différence apparaît sur les valeurs de σ_{YY} en extrême surface, celle-ci est liée au choix arbitraire du coefficient de frottement μ.

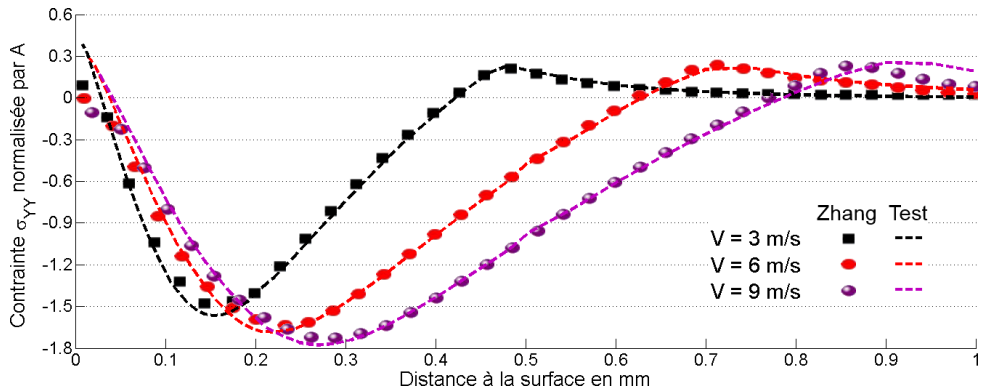


FIGURE D.4 – σ_{XX} normalisée par A (paramètre de la loi de Johnson-Cook) en fonction de la profondeur.

Le modèle de référence proposé reproduit donc de manière satisfaisante deux simulations très différentes que cela soit par leur condition de chargement que par leur loi de comportement. *Celui-ci est donc considéré comme adapté à notre étude tant au niveau des dimensions et du maillage que pour les conditions aux limites.*

E Simulation de traction sur un agrégat 3D Convergence du maillage

Cette annexe a pour objectif de décrire l'effet du maillage sur les essais de traction et de compression réalisés dans la section 4.2 sur un agrégat polycristallin 3D.

Le modèle éléments finis a été décrit en détail dans la section 4.2. Pour rappel, la simulation a été réalisée sous Abaqus/Implicite avec la subroutine ANAIS (module *Nlgeom* activé). La géométrie de l'éprouvette est un cube de 320 µm de côté composé de 4096 grains cubiques. La traction a été simulée avec une vitesse de déplacement constante induisant une vitesse de déformation initiale de 10^{-4} s^{-1}. L'agrégat 3D, identique à celui de la section 4.2, possède une texture identique à celle de référence définie dans le chapitre expérimental (voir figure 4.2). Les essais ont tous été effectués selon la direction ND.

La convergence du maillage porte sur la courbe de contrainte/déformation. Quatre maillages ont été testés en augmentant le nombre d'éléments par grain (voir tableau E.1).

Nombre d'éléments par grain	Taille des éléments	Nombre total d'éléments
1	20 µm	4096
8	10 µm	32768
27	6.6 µm	110592
64	5 µm	262144

TABLE E.1 – Nombre et dimension des éléments utilisés pour l'étude de convergence

La figure E.1 présente les courbes de traction associées à chacun des maillages ainsi que la courbe expérimentale. Augmenter le nombre d'éléments par grain diminue la pente d'écrouissage. En effet, un grain représenté avec peu d'éléments ne peut reprendre correctement les effets géométriques induits par la déformation des grains adjacents. Néanmoins, au-delà de 27 éléments par grain, la courbe de traction est très peu affectée par le nombre d'éléments. L'écart entre les deux courbes, calculé entre 3 et 30% de déformation, n'est que d'environ 10 MPa.

Par ailleurs, ces deux courbes sont très proches de la courbe expérimentale avec un écart inférieur à 10 MPa (toujours calculé entre 3 et 30% de déformation). Ainsi, le modèle d'essai de traction sur le polycristal 3D du chapitre 4 n'utilise que 27 éléments par grain.

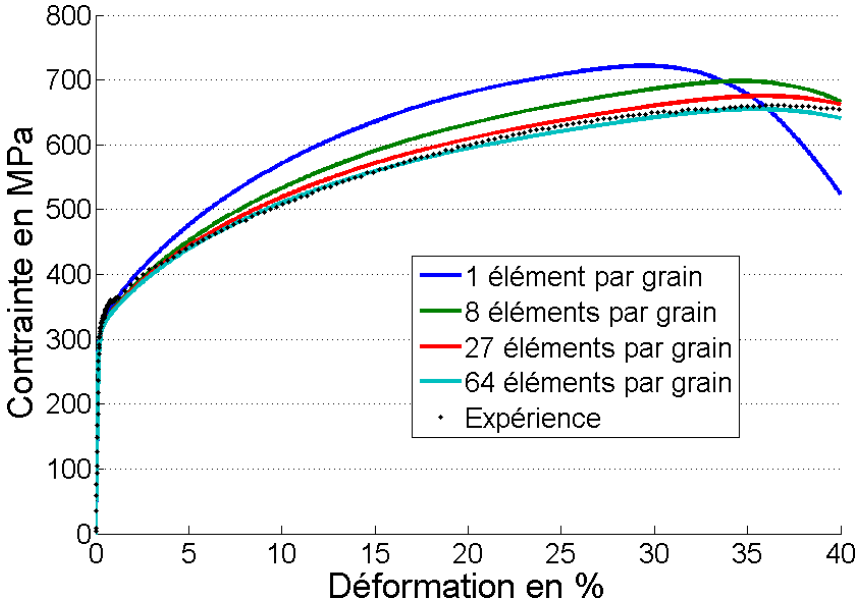


FIGURE E.1 – Courbes de traction pour différentes tailles d'éléments.

F Simulation d'impact sur l'agrégat polycristallin Effet des conditions aux limites

Cette annexe a pour objectif de vérifier que les conditions aux limites appliquées à l'agrégat pour simuler l'impact (voir le modèle implicite de la section 4.4) correspond bien à la sollicitation d'impact obtenue à l'aide du modèle explicite (voir section 3.2).

Pour rappel, le modèle explicite d'impact a été utilisé pour établir les conditions aux limites de déplacement à appliquer à l'agrégat. Pour cela, le maillage du modèle explicite d'impact a dû être été adapté afin que, dans la zone concernée, il puisse correspondre à celui de l'agrégat.

Deux points doivent donc être étudiés :
- Quel est l'effet du changement de maillage dans la simulation explicite d'impact ?
- Les conditions aux limites appliquées à l'agrégat correspondent-elles à la sollicitation d'impact souhaitée (passage de l'explicite à l'implicite) ?

Afin de pouvoir comparer les effets du changement de maillage et du passage de l'explicite à l'implicite, l'ensemble des simulations a été réalisé en utilisant la même loi de comportement, à savoir la loi élasto-plastique homogène utilisé dans la section 3.2, y compris pour le comportement de l'agrégat polycristallin.

La comparaison a été effectuée dans le cas d'un impact normal de $11\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Les cartographies de l'ensemble des composantes de la contrainte (figure F.1, F.2, F.3) ont été tracées pour chacune des 3 simulations d'impact dans le plan XZ contenant l'axe d'impact. Il apparaît que l'effet du changement de maillage est négligeable et ne permet que d'augmenter la résolution des résultats. Le passage de l'explicite à l'implicite se fait quant à lui sans aucune modification.

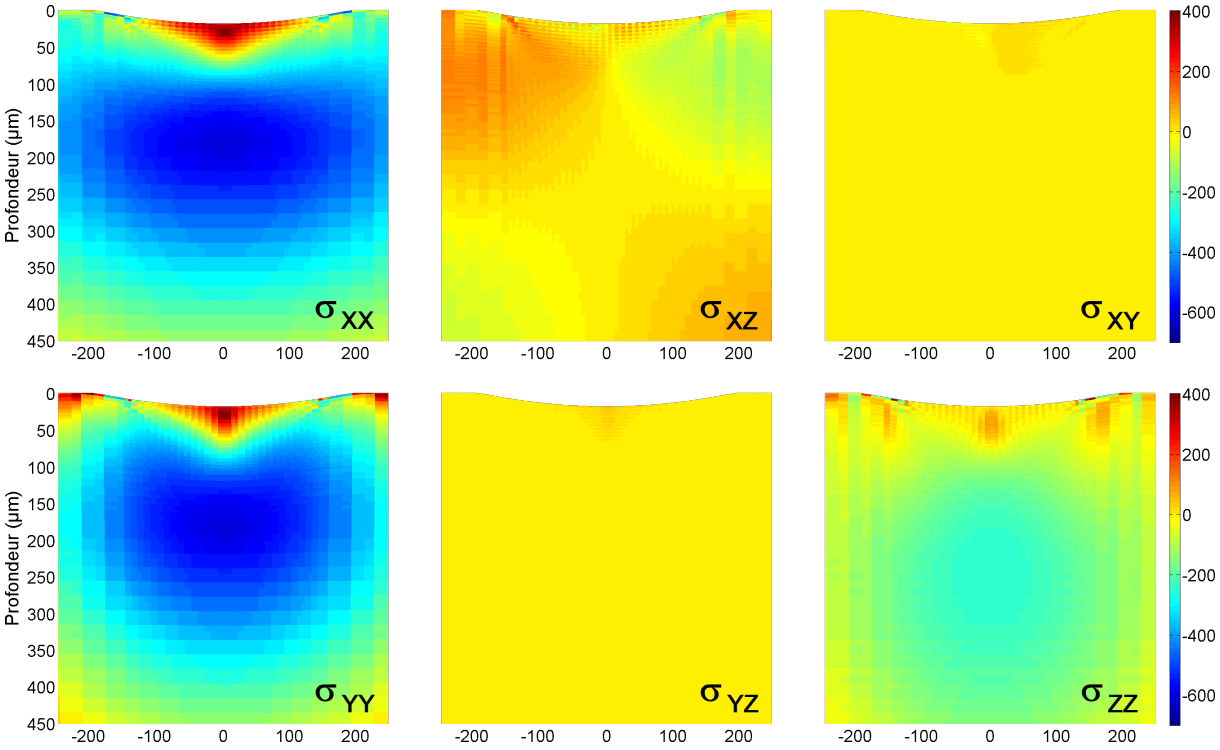


FIGURE F.1 – Cartographies des composantes de la contrainte résiduelle après un impact normal de 11 $m \cdot s^{-1}$. Modèle explicite d'impact avec le maillage d'origine utilisé dans la section 3.2.

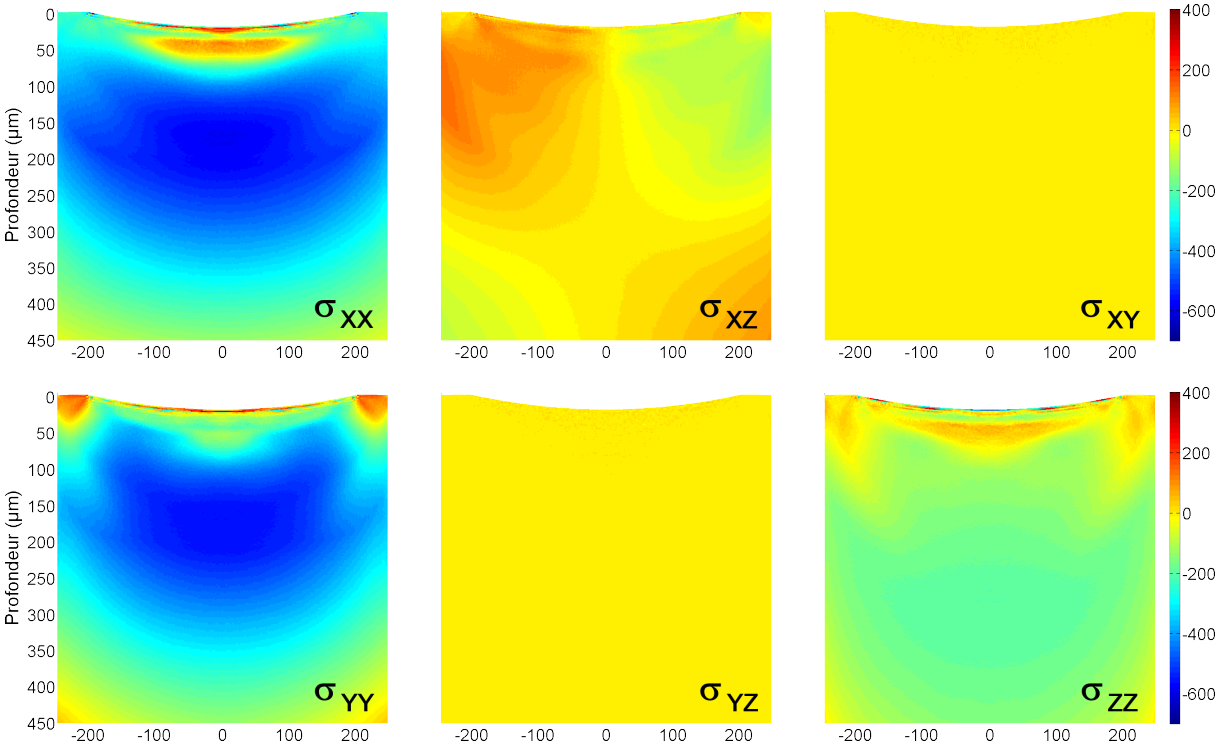


FIGURE F.2 – Cartographies des composantes de la contrainte résiduelle après un impact normal de 11 $m \cdot s^{-1}$. Modèle explicite d'impact avec le maillage adapté à l'agrégat polycristallin.

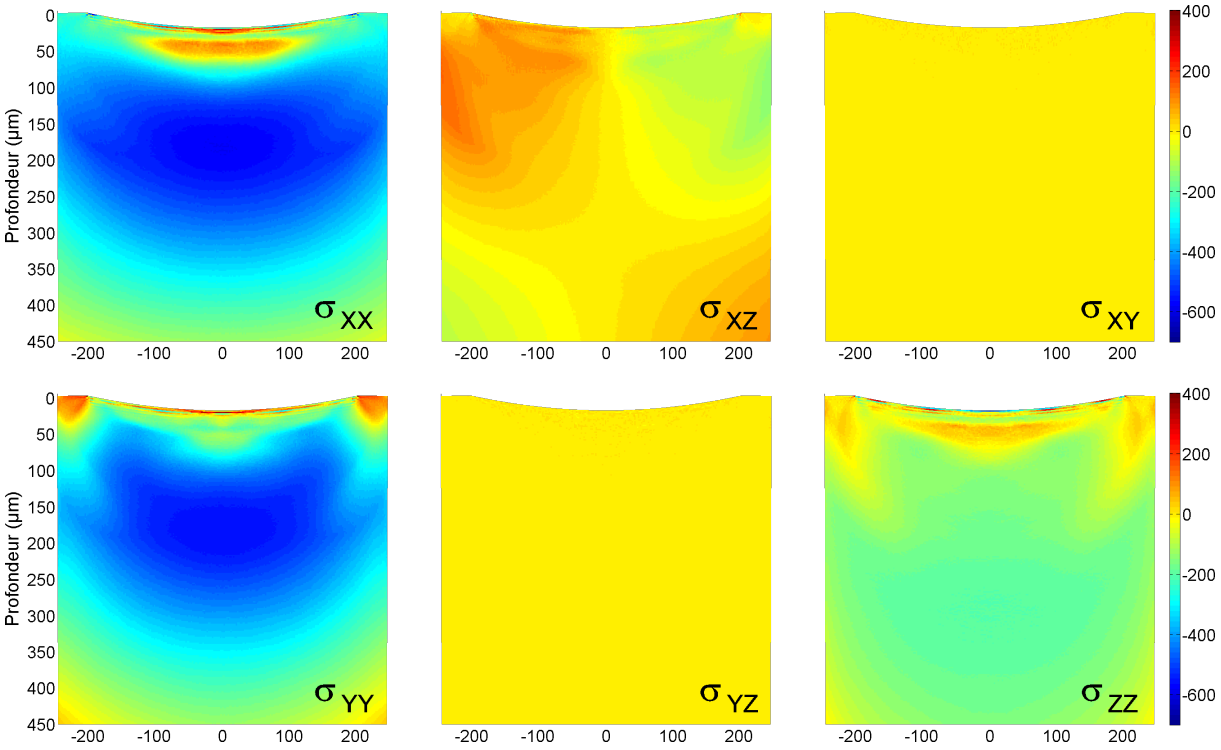


FIGURE F.3 – Cartographies des composantes de la contrainte résiduelle après un impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Modèle implicite effectué sur l'agrégat avec la loi de comportement uniforme.

G Effet de la microstructure dans l'étude d'un impact normal

La section 5.1 a présenté en détail l'étude numérique d'un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ en utilisant la loi de plasticité cristalline adaptée à l'INCONEL690. Seuls les résultats concernant l'agrégat AP1 y ont été présentés. Dans cette section, l'effet de la microstructure sera étudié en comparant les résultats obtenus avec les agrégats AP2 et AP3 tels que définis dans la section 4.4.6. Pour rappel, ces agrégats ont été choisis afin de tester l'effet de la texture (agrégat AP2) et de la microstructure (agrégat AP3) tout en restant dans des microstructures représentatives pour l'INCONEL690. L'objectif de cette section consiste donc surtout à vérifier la sensibilité des résultats en fonction de la variabilité des microstructures observées pour l'INCONEL690.

Tout comme dans la section 5.1, l'analyse portera sur les contraintes résiduelles, la désorientation (temporelle) et la densité totale de dislocations stockées après un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

Contraintes résiduelles de compression

La figure G.1 présente la composante σ_{XX} de la contrainte résiduelle établie après un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ pour les trois agrégats.

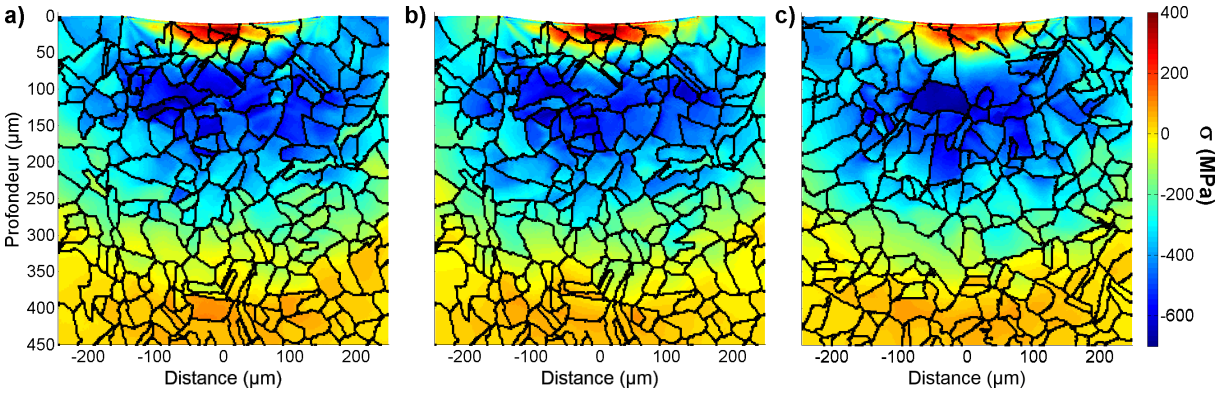


FIGURE G.1 – Cartographies de σ_{XX} suite à un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat a) AP1, b) AP2 et c) AP3.

Les trois cartographies sont similaires malgré des fluctuations spécifiques à chaque microstructure. Pour quantifier ces fluctuations, un profil moyen calculé sur une bande de 100 µm centrée dans l'axe de l'impact a été tracé pour chaque agrégat (figure G.2). Les résultats ont été superposés à celui obtenu avec la loi de comportement homogène (voir section 3.2). Les fluctuations sont de faibles ampleurs avec un écart d'environ 50 MPa entre les courbes obtenues en plasticité cristalline et celle obtenue en homogène.

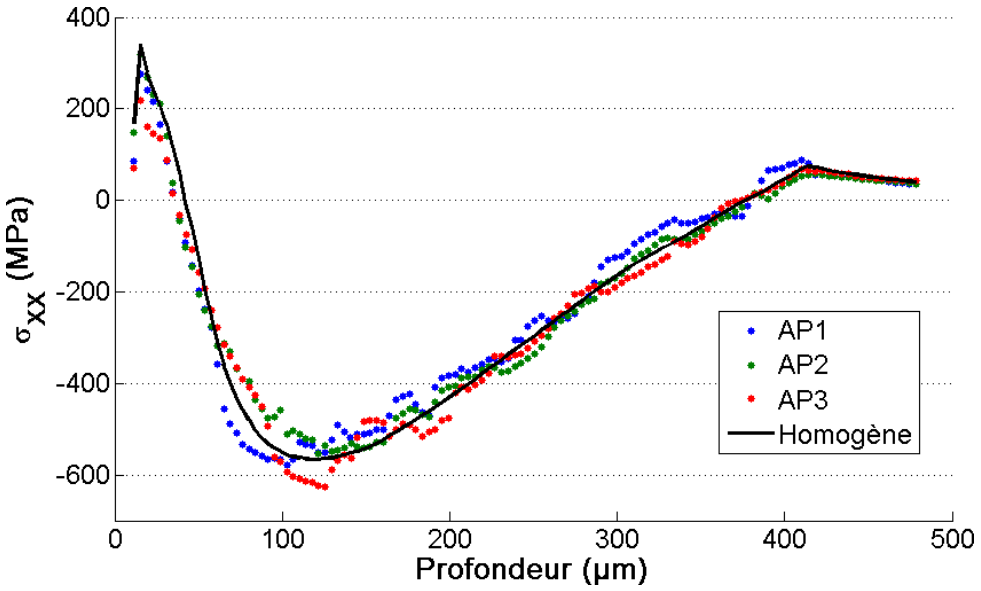


FIGURE G.2 – Profils moyens de σ_{XX} sur une bande de 100 µm dans l'axe de l'impact obtenu avec la loi de comportement homogène et celle de plasticité cristalline sur les agrégats AP1, AP2 et AP3.

Désorientation sous impact

Les figures G.3 donnent les mêmes tendances de désorientation que celles observées dans le cas d'un impact normal de 11 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ (section 4.4.6). Quel que soit l'agrégat, la désorientation atteint un maximum de 6° en surface au bord de l'empreinte. Les changements de texture (agrégat AP2) et de la microstructure (agrégat AP3) ne modifient que localement la désorientation des grains.

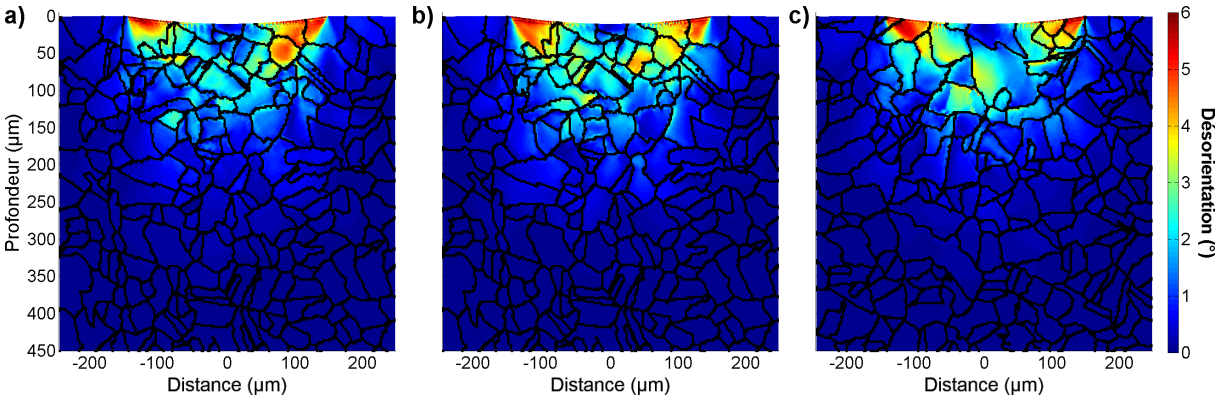


FIGURE G.3 – Cartographies de désorientation après un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat a) AP1 b) AP2 et c) AP3.

Densité totale de dislocations

La figure G.4 présente la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} générée par un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ pour les trois agrégats étudiées. Pour les trois agrégats, les tendances obtenues sont identiques avec une concentration de ρ_{tot} dans les grains situés en surface au bord de l'empreinte.

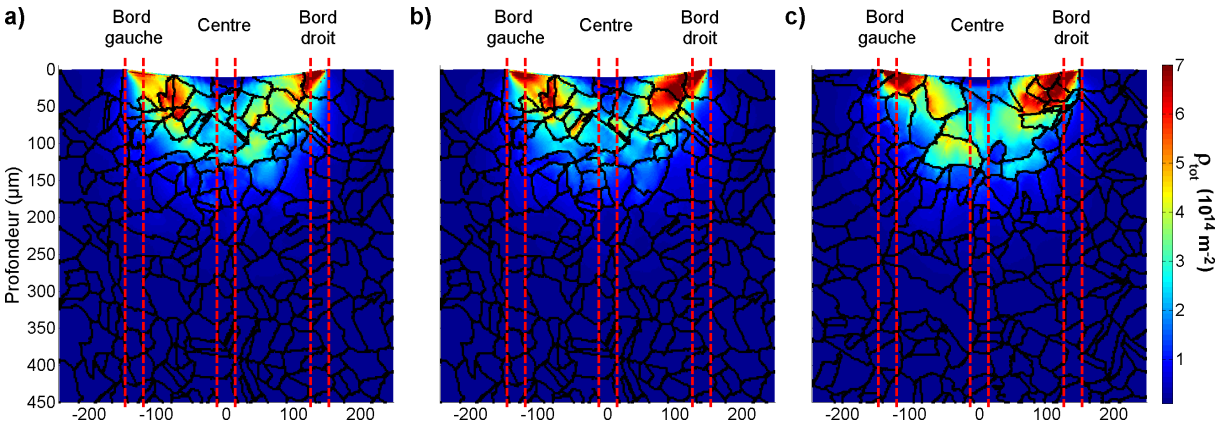


FIGURE G.4 – Cartographies de la densité totale de dislocations stockées ρ_{tot} après un impact normal de 6 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ sur l'agrégat a) AP1, b) AP2 et c) AP3.

L'hétérogénéité du stockage des dislocations a été quantifiée en traçant un profil moyen de ρ_{tot} au bord (droit) et au centre de l'empreinte pour les trois agrégats étudiés (voir les bandes rouges sur la figure G.5).

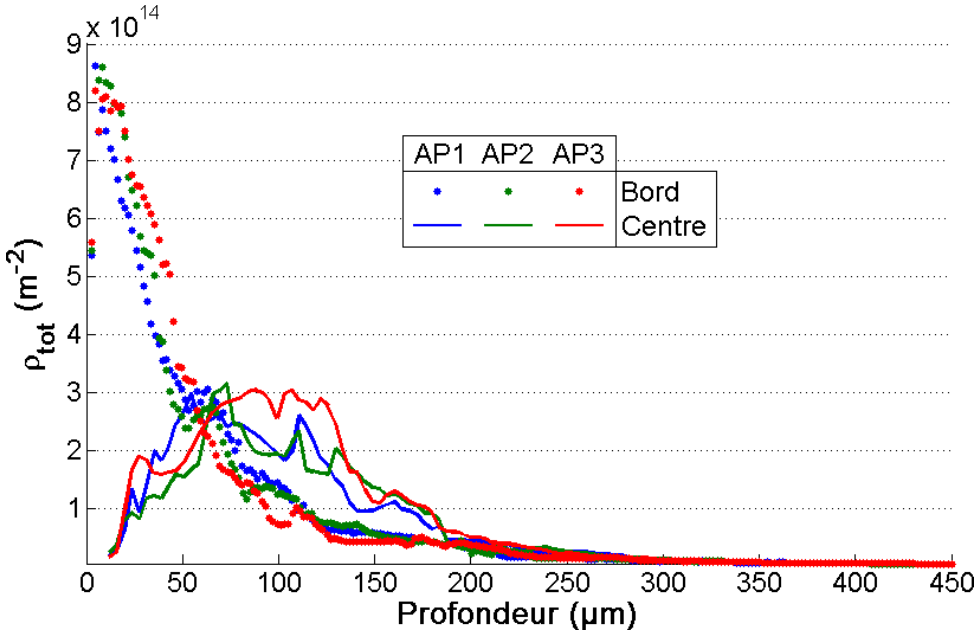


FIGURE G.5 – Profils moyens de ρ_{tot} au centre et au bord droit de l'empreinte pour les trois agrégats polycristallins.

Les profils sont globalement similaires pour les trois agrégats avec un même maximum autour de $8.5 \cdot 10^{14}$ m^{-2} obtenu pour les profils au bord de l'empreinte et de $3 \cdot 10^{14}$ m^{-2} pour les profils au centre de l'empreinte.

En conclusion, les changements de texture et de microstructure modifient localement les différentes variables analysées mais l'ensemble des tendances sont conservées. Ainsi, les résultats extraits sur un seul agrégat apparaissent comme représentatifs du comportement de l'INCONEL690 sous un impact.

Bibliographie

[1] Abaqus. Abaqus v6.12 Documentation, Dassault Systèmes, Providence, RI, USA., 2013.

[2] S. Adjabi and M. Cherfaoui. Bootstrap dans l'estimation de la densité par la méthode du noyau. In *42èmes Journées de Statistique à Marseille, France*, 2010.

[3] Y. Al-Obaid. Three-dimensional dynamic finite element analysis for shot-peening mechanics. *Computers & Structures*, 36(4) :681 – 689, 1990.

[4] Y. Al-Obaid. The automated simulation of dynamic nonlinearity to shot-peening mechanics. *Computers & Structures*, 40(6) :1451–1460, 1991.

[5] Y. Al-Obaid. Dynamic impact simulation for shot/target interaction : Plasticity residual stresses and responses. *Computers & Structures*, 52(4) :693 – 703, 1994.

[6] A. Alankar, I. Mastorakos, D. Field, and H. Zbib. Determination of dislocation interaction strengths using discrete dislocation dynamics of curved dislocations. *Journal of engineering materials and technology-transactions of the ASME*, 134(2) :021018, 2012.

[7] J. Alcalà and D. Esqué-de los Ojos. Toward the development of continuum single-crystal contact mechanics analyses to microindentation experiments. *Computational Materials Science*, 52(1) :14 – 19, 2012.

[8] J. Alcalà, D. Esqué-de los Ojos, and J. Ocenásek. Extracting uniaxial responses of single crystals from sharp and spherical hardness measurements. *Mechanics of Materials*, 84 :100 – 113, 2015.

[9] Y. An, H. Du, Y. Wei, N. Wang, L. Hou, and W. Lin. Interfacial structure and mechanical properties of surface iron-nickel alloying layer in pure iron fabricated by surface mechanical attrition alloy treatment. *Materials & Design*, 46(0) :627–633, 2013.

[10] A. Aryaei, K. Hashemnia, and K. Jafarpur. Experimental and numerical study of ball size effect on restitution coefficient in low velocity impacts. *International Journal of Impact Engineering*, 37(10) :1037–1044, Oct. 2010.

[11] R. Asaro. Geometrical effects in the inhomogeneous deformation of ductile single crystals. *Acta Metallurgica*, 27(3) :445–453, 1979.

[12] R. Asaro and A. Needleman. Overview no. 42 texture development and strain hardening in rate dependent polycrystals. *Acta Metallurgica*, 33(6) :923 – 953, 1985.

[13] R. Asaro and J. Rice. Strain localization in ductile single crystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 25(5) :309 – 338, 1977.

[14] J. Badreddine. *Modelisation du grenaillage ultrason pour des pièces à géométrie complexe*. PhD thesis, Université de technologie de Troyes, 2014.

[15] J. Badreddine, M. Micoulaut, E. Rouhaud, S. Remy, D. Retraint, and M. Francois. Effect of the confinement on the properties of ultrasonic vibrated granular gases. *Granular Matter*, 15(3) :367–376, 2013.

[16] J. Badreddine, S. Remy, M. Micoulaut, E. Rouhaud, V. Desfontaine, and P. Renaud. CAD based model of ultrasonic shot peening for complex industrial parts. *Advances In Engineering Software*, 76 :31–42, Oct. 2014.

[17] J. Badreddine, E. Rouhaud, M. Micoulaut, and S. Remy. Simulation of shot dynamics for ultrasonic shot peening : Effects of process parameters. *International Journal of Mechanical Sciences*, 82 :179 – 190, 2014.

[18] J. Badreddine, E. Rouhaud, M. Micoulaut, D. Retraint, S. Remy, M. Francois, P. Viot, G. Doubre-Baboeuf, D. Le Saunier, and V. Desfontaine. Simulation and experimental approach for shot velocity evaluation in ultrasonic shot peening. *Mecanique & Industries*, 12(3) :223–229, 2011.

[19] S. Bagherifard, R. Ghelichi, and M. Guagliano. Numerical and experimental analysis of surface roughness generated by shot peening. *Applied Surface Science*, 258(18) :6831–6840, July 2012.

[20] S. Bagherifard, R. Ghelichi, and M. Guagliano. Mesh sensitivity assessment of shot peening finite element simulation aimed at surface grain refinement. *Surface and Coatings Technology*, 243 :58 – 64, 2014.

[21] R. Barabash, G. Ice, and J. Pang. Gradients of geometrically necessary dislocations from white beam microdiffraction. *Materials Science and Engineering : A*, 400 - 401 :125 – 131, 2005.

[22] S. Basinski and Z. Basinski. Plastic deformation and work hardening. *Dislocations in Solids*, 4 :261–362, 1979.

[23] J. Bassani and T. Wu. Latent hardening in single crystals II. analytical characterization and predictions. *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, 435(1893) :21–41, 1991.

[24] A. Beaudoin, P. Dawson, K. Mathur, and U. Kocks. A hybrid finite element formulation for polycrystal plasticity with consideration of macrostructural and microstructural linking. *International Journal of Plasticity*, 11(5) :501–521, 1995.

[25] R. Becker. Analysis of texture evolution in channel die compression I. effects of grain interaction. *Acta Metallurgica et Materialia*, 39(6) :1211 – 1230, 1991.

[26] R. Becker and S. Panchanadeeswaran. Effects of grain interactions on deformation and local texture in polycrystals. *Acta Metallurgica et Materialia*, 43(7) :2701 – 2719, 1995.

[27] S. Benafia, D. Retraint, B. Panicaud, L. Le Joncour, E. Rouhaud, and M. Micoulaut. Modelling of grain refinement induced by smat process, using a complete numerical chaining methodology. In *Physical and numerical simulation of materials processing VII*, volume 762 of *Materials Science Forum*, pages 295–300, 2013.

[28] B. Bhuvaraghan, S. Srinivasan, and B. Maffeo. Numerical simulation of almen strip response due to random impacts with strain-rate effects. *International Journal of Mechanical Sciences*, 53(6) :417–424, June 2011.

[29] B. Bhuvaraghan, S. Srinivasan, B. Maffeo, R. McCLain, Y. Potdar, and O. Prakash. Shot peening simulation using discrete and finite element methods. *Advances in Engineering Software*, 41(12) :1266 – 1276, 2010.

[30] J. Blaizot, T. Chaise, D. Nélias, M. Perez, S. Cazottes, and P. Chaudet. Constitutive model for nickel alloy 690 (Inconel 690) at various strain rates and temperatures. *International Journal of Plasticity*, 2015.

[31] C. Bronkhorst, S. Kalidindi, and L. Anand. Polycrystalline plasticity and the evolution of crystallographic texture in FCC metals. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 341(1662) :443–477, 1992.

[32] G. Bush, J. Almen, L. Danse, and J. Heise. How when and by whom was mechanical prestressing discovered. In *Society of Automotive Engineers ISTC, Div. 20 Meeting, Springs,*, 1962.

[33] T. Chaise, J. Li, D. Nélias, R. Kubler, S. Taheri, G. Douchet, V. Robin, and P. Gilles. Modelling of multiple impacts for the prediction of distortions and residual stresses induced by ultrasonic shot peening USP. *Journal of Materials Processing Technology*, 212(10) :2080 – 2090, 2012.

[34] H. Chardin. *Etude de la densification par grenaillage ultrasons d'un matériau métallique poreux élaboré par métallurgie des poudres.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.

[35] H. Chardin, F. Nguyen, F. Grillon, and M. Jeandin. Random approach to peening coverage in ultrasonic shot-peening. *Materials and manufacturing processes*, 10(5) :1101–1106, 1995.

[36] B. Chen, B. Huang, H. Liu, X. Li, M. Ni, and C. Lu. Surface nanocrystallization induced by shot peening and its effect on corrosion resistance of 6061 aluminum alloy. *Journal of Materials Research*, 29(24) :3002–3010, Dec 2014.

[37] Z. Chen, F. Yang, and S. A. Meguid. Realistic finite element simulations of arc-height development in shot-peened almen strips. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 136(4) :41002–41002, July 2014.

[38] D. Child, G. West, and R. Thomson. Assessment of surface hardening effects from shot peening on a ni-based alloy using electron backscatter diffraction techniques. *Acta Materialia*, 59(12) :4825 – 4834, 2011.

[39] G. Chin, W. Hosford, and D. Mendorf. Accommodation of constrained deformation in FCC metals by slip and twinning. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 309(1499) :433–456, 1969.

[40] J. Christopher, B. Choudhary, R. Kumar, and V. Karthik. Constitutive description of flow behaviour of post-irradiated type 316 austenitic stainless steel at low dpa. *Nuclear Engineering and Design*, 291 :163 – 167, 2015.

[41] M. Cuitiño, A. and M. Ortiz. Computational modelling of single crystals. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 1(3) :225–263, Apr. 1993.

[42] K. Dai and L. Shaw. Comparison between shot peening and surface nanocrystallization and hardening processes. *Materials Science and Engineering A-structural Materials Properties Microstructure and Processing*, 463(1-2), Aug. 2007.

[43] K. Dai, J. Villegas, Z. Stone, and L. Shaw. Finite element modeling of the surface roughness of 5052 al alloy subjected to a surface severe plastic deformation process. *Acta Materialia*, 52(20) :5771–5782, Dec. 2004.

[44] G. Daveau. *Interaction dislocations - joints de grains en déformation plastique monotone : étude expérimentale et modélisations numériques.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2012.

[45] F. Delaire. *Simulation numérique du comportement élastoviscoplastique d'un multicristal. Validation expérimentale.* PhD thesis, Université Paris-Nord, 1997.

[46] J. Dequiedt, C. Denoual, and R. Madec. Heterogeneous deformation in ductile FCC single crystals in biaxial stretching : the influence of slip system interactions. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 83 :301 – 318, 2015.

[47] B. Devincre, T. Hoc, and L. Kubin. Dislocation mean free paths and strain hardening of crystals. *Science*, 320(5884) :1745–1748, Jun 2008.

[48] B. Devincre, T. Hoc, and L. Kubin. Dislocation mean free paths and strain hardening of crystals, supplementary online material. *Science*, 320(5884) :1745–1748, Jun 2008.

[49] B. Devincre, T. Hoc, and L. P. Kubin. Collinear interactions of dislocations and slip systems. *Materials Science and Engineering : A*, 400-401(0) :182–185, 2005.

[50] B. Devincre, L. Kubin, and T. Hoc. Physical analyses of crystal plasticity by DD simulations. *Scripta Materialia*, 54(5) :741–746, 2006.

[51] Document interne Areva. Fournitures et préparations de surfaces d'échantillons en alliage 690 pour smattage, 2010.

[52] T. Erinosho and F. Dunne. Strain localization and failure in irradiated zircaloy with crystal plasticity. *International Journal of Plasticity*, 71 :170 – 194, 2015.

[53] U. Essmann and H. Mughrabi. Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities. *Philosophical Magazine A*, 40(6) :731–756, 1979.

[54] Y. Estrin and H. Kim. Modelling microstructure evolution toward ultrafine crystallinity produced by severe plastic deformation. *Journal of Materials Science*, 42(5) :1512–1516, 2007.

[55] L. Evers, W. Brekelmans, and M. Geers. Non-local crystal plasticity model with intrinsic SSD and GND effects. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52(10) :2379 – 2401, 2004.

[56] L. Evers, D. Parks, W. Brekelmans, and M. Geers. Crystal plasticity model with enhanced hardening by geometrically necessary dislocation accumulation. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 50(11) :2403 – 2424, 2002.

[57] S. Ferrasse, V. Segal, S. Kalidindi, and F. Alford. Texture evolution during equal channel angular extrusion : Part I. effect of route, number of passes and initial texture. *Materials Science and Engineering : A*, 368(1 - 2) :28 – 40, 2004.

[58] M. Fivel. *Études numériques à différentes échelles de la déformation plastique des monocristaux de structure CFC.* PhD thesis, INP Grenoble, 1997.

[59] M. Fivel and S. Forest. Plasticité cristalline et transition d'échelle : cas du monocristal. *Techniques de l'ingénieur Étude des métaux et des alliages : état métallique*, - :4016, 2004.

[60] N. Fleck, G. Muller, M. Ashby, and J. Hutchinson. Strain gradient plasticity : Theory and experiment. *Acta Metallurgica et Materialia*, 42(2) :475 – 487, 1994.

[61] O. Foppl. Compression of the surface of steel machine parts. *Stahl und Eisen*, 49 :576, 1929.

[62] S. Forest. Modeling slip, kink and shear banding in classical and generalized single crystal plasticity. *Acta Materialia*, 46(9) :3265 – 3281, 1998.

[63] S. Forest, G. Cailletaud, and R. Sievert. A cosserat theory for elastoviscoplastic single crystals at finite deformation. *Arch. Mech*, 49 :705–736, 1997.

[64] P. Franciosi. *Plasticité à froid des monocristaux CFC : Étude du durcissement latent*. PhD thesis, Université Paris VII, 1978.

[65] P. Franciosi. The concepts of latent hardening and strain hardening in metallic single crystals. *Acta Metallurgica*, 33(9) :1601–1612, 1985.

[66] P. Franciosi, M. Berveiller, and A. Zaoui. Latent hardening in copper and aluminium single crystals. *Acta Metallurgica*, 28(3) :273–283, 1980.

[67] F. Frank and W. Read. Multiplication processes for slow moving dislocations. *Phys. Rev.*, 79 :722–723, Aug 1950.

[68] E. Frely. *Etude des interactions entre effets d'irradiation et effets d'ordre chimique dans les alliages ternaires Ni-Cr-Fe*. PhD thesis, Université Paris XI - Orsay, 1997.

[69] M. Frija, T. Hassine, R. Fathallah, C. Bouraoui, and A. Dogui. Finite element modelling of shot peening process : Prediction of the compressive residual stresses, the plastic deformations and the surface integrity. *Materials Science and Engineering A-structural Materials Properties Microstructure and Processing*, 426(1-2) :173–180, June 2006.

[70] T. Fu, Z. Zhan, L. Zhang, Y. Yang, Z. Liu, J. Liu, L. Li, and X. Yu. Effect of surface mechanical attrition treatment on corrosion resistance of commercial pure titanium. *Surface and Coatings Technology*, 280 :129 – 135, 2015.

[71] G. Fuchs and S. Hayden. The microstructure and tensile properties of nitrogen containing vacuum atomized alloy-690. *Scripta Metallurgica et Materialia*, 25(6) :1483 – 1488, Jun 1991.

[72] D. Gallitelli, V. Boyer, M. Gelineau, Y. Colaitis, E. Rouhaud, D. Retraint, R. Kubler, M. Desvignes, and L. Barrallier. Simulation of shot peening : From process parameters to residual stress fields in a structure. *Comptes Rendus Mécanique*, 344(4-5) :355 – 374, 2016. Computational simulation of manufacturing processes.

[73] D. Gallitelli, D. Retraint, and E. Rouhaud. Comparison between conventional shot peening (sp) and surface mechanical attrition treatment (smat) on a titanium alloy. In *Residual stresses IX*, volume 996 of *Advanced Materials Research*, pages 964–968, 2014.

[74] H. Gao and Y. Huang. Geometrically necessary dislocation and size-dependent plasticity. *Scripta Materialia*, 48(2) :113 – 118, 2003.

[75] C. Gérard, G. Cailletaud, and B. Bacroix. Modeling of latent hardening produced by complex loading paths in FCC alloys. *International Journal of Plasticity*, 42(0) :194–212, 2013.

[76] J. Gibbons and S. Chakraborti. *Non parametric statistical Inference*. Boca Raton : CRC Press Taylor & Francis Group, 2011.

[77] M. Guagliano. Relating almen intensity to residual stresses induced by shot peening : a numerical approach. *Journal of Materials Processing Technology*, 110(3) :277–286, Apr. 2001.

[78] M. Guagliano and L. Vergani. An approach for prediction of fatigue strength of shot peened components. *Engineering Fracture Mechanics*, 71(4-6) :501–512, Mar. 2004.

[79] K. Han, D. Owen, and D. Peric. Combined finite/discrete element and explicit/implicit simulations of peen forming process. *Engineering Computations*, 19(1-2) :92–118, 2002.

[80] K. Han, D. Peric, A. Crook, and D. Owen. A combined finite/discrete element simulation of shot peening processes - part I : studies on 2D interaction laws. *Engineering Computations*, 17(5) :593–619, 2000.

[81] Y. Hao, B. Deng, C. Zhong, Y. Jiang, and J. Li. Effect of surface mechanical attrition treatment on corrosion behavior of 316 stainless steel. *Journal of Iron and Steel Research, International*, 16(2) :68 – 72, 2009.

[82] C. Hartig and H. Mecking. Finite element modelling of two phase Fe-Cu polycrystals. *Computational Materials Science*, 32(3-4) :370–377, 2005.

[83] S. Hassani-Gangaraj, M. Guagliano, and G. Farrahi. Finite element simulation of shot peening coverage with the special attention on surface nanocrystallization. *Procedia Engineering*, 10(0) :2464 – 2471, 2011.

[84] E. Hawkinson. Shot peening - history. In *In Society of Automotive Engineers ISTC, Div. 20 Mechanical Prestressing of Metals*, 1962.

[85] E. Herbert. The work hardening of steel by abrasion. *Iron and Steel Institute Journal*, 116 - 2 :265 291, 1927.

[86] R. Hill and J. Rice. Constitutive analysis of elastic-plastic crystals at arbitrary strain. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 20(6) :401 – 413, 1972.

[87] J. Hirth. On dislocation interactions in the FCC lattice. *Journal of Applied Physics*, 32(4) :700–706, 1961.

[88] J. Hirth and J. Lothe. *Theory of dislocations.* John Wiley & Sons, 1982.

[89] T. Hoc, C. Rey, and J. Raphanel. Experimental and numerical analysis of localization during sequential test for an IF-Ti steel. *Acta Materialia*, 49(10) :1835–1846, 2001.

[90] T. Hong, J. Ooi, and B. Shaw. A numerical simulation to relate the shot peening parameters to the induced residual stresses. *Engineering Failure Analysis*, 15(8) :1097–1110, Dec. 2008.

[91] T. Hong, J. Ooi, and B. Shaw. A numerical study of the residual stress pattern from single shot impacting on a metallic component. *Advances In Engineering Software*, 39(9) :743–756, Sept. 2008.

[92] G.-R. Huang, W. Y. Tsai, J. C. Huang, and C.-K. Hu. Analytical modelling for ultrasonic surface mechanical attrition treatment. *AIP Advances*, 5(7), 2015.

[93] G. Ice and R. Barabash. White beam microdiffraction and dislocations gradients (introuvable). In F. Nabarro and J. Hirth, editors, *Chapter 79*, volume 13 of *Dislocations in Solids*, pages 499 – 601. Elsevier, 2007.

[94] M. Jean. The non-smooth contact dynamics method. *Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering*, 177(3-4) :235–257, July 1999.

[95] W. Jianming and L. Feihong. Numerical simulation for shot-peening based on sph-coupled fem. *International Journal of Computational Methods*, 8(4) :731–745, Dec. 2011.

[96] H.-H. Jin, E. Ko, J. Kwon, S. S. Hwang, and C. Shin. Evaluation of critical resolved shear strength and deformation mode in proton-irradiated austenitic stainless steel using micro-compression tests. *Journal of Nuclear Materials*, 470 :155 – 163, 2016.

[97] K. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, 1985.

[98] J. Kai, G. Yu, C. Tsai, M. Liu, and S. Yao. The effects of heat-treatment on the chromium depletion, precipitate evolution, and corrosion resistance of inconel alloy-690. *Metallurgical Transactions A-Physical Metallurgy and Materials Science*, 20(10) :2057–2067, Oct 1989.

[99] S. Kalidindi, C. Bronkhorst, and L. Anand. Crystallographic texture evolution in bulk deformation processing of FCC metals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 40(3) :537 – 569, 1992.

[100] S. R. Kalidindi. Incorporation of deformation twinning in crystal plasticity models. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 46(2) :267 – 290, 1998.

[101] M. Kamaya, A. J. Wilkinson, and J. M. Titchmarsh. Measurement of plastic strain of polycrystalline material by electron backscatter diffraction. *Nuclear Engineering and Design*, 235(6) :713 – 725, 2005.

[102] A. Kanjarla, P. Van Houtte, and L. Delannay. Assessment of plastic heterogeneity in grain interaction models using crystal plasticity finite element method. *International Journal of Plasticity*, 26(8) :1220 – 1233, 2010.

[103] S. Kanou, M. Nishikawa, and H. Soyama. Analysis of the formation of plastic deformation layer on the surface of polycrystalline metals subjected to a micro-size high-rate shot impact. *International Journal of Mechanical Sciences*, 75 :316 – 323, 2013.

[104] S. Kanou, O. Takakuwa, S. Mannava, D. Qian, V. Vasudevan, and H. Soyama. Effect of the impact energy of various peening techniques on the induced plastic deformation region. *Journal of Materials Processing Technology*, 212(10) :1998–2006, Oct. 2012.

[105] C. Keller, A. Habraken, and L. Duchene. Finite element investigation of size effects on the mechanical behavior of nickel single crystals. *Materials Science and Engineering : A*, 550 :342 – 349, 2012.

[106] G. Kermouche, F. Grange, and C. Langlade. Local identification of the stress-strain curves of metals at a high strain rate using repeated micro-impact testing. *Materials Science and Engineering : A*, 569(0) :71 – 77, 2013.

[107] M. Khadyko, S. Dumoulin, G. Cailletaud, and O. Hopperstad. Latent hardening and plastic anisotropy evolution in AA6060 aluminium alloy. *International Journal of Plasticity*, 76 :51 – 74, 2016.

[108] H. Kim and S. Oh. An interfacial energy incorporated couple stress crystal plasticity and the finite element simulation of grain subdivision. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 60(11) :1815 – 1841, 2012.

[109] T. Kim, H. Lee, H. C. Hyun, and S. Jung. Effects of rayleigh damping, friction and rate-dependency on 3d residual stress simulation of angled shot peening. *Materials & Design*, 46 :26–37, Apr. 2013.

[110] T. Kim, J. Lee, H. Lee, and S. Cheong. An area-average approach to peening residual stress under multi-impacts using a three-dimensional symmetry-cell finite element model with plastic shots. *Materials & Design*, 31(1) :50–59, Jan. 2010.

[111] M. Klemenz, V. Schulze, I. Rohr, and D. Loehe. Application of the fem for the prediction of the surface layer characteristics after shot peening. *Journal of Materials Processing Technology*, 209(8) :4093–4102, Apr. 2009.

[112] K. Kloos, B. Fuchsbauer, and J. Adelmann. Fatigue properties of specimens similar to components deep rolled under optimized conditions. *International Journal of Fatigue*, 9(1) :35 – 42, 1987.

[113] U. Kocks, A. Argon, and Ashby. Thermodynamics and kinetics of slip. *Progress in Materials Science*, 19 :1, 1975.

[114] U. Kocks and H. Mecking. Physics and phenomenology of strain hardening : the FCC case. *Progress in Materials Science*, 48(3) :171–273, 2003.

[115] T. Koiter. *Progress in solid mechanics - Chapitre 4 - General Theorems for Elastic-Plastic Solids*. North-Holland, Amsterdam, 1960.

[116] Koulemine. Brevet russe n° 7780451980, 1980.

[117] L. Kubin, B. Devincre, and T. Hoc. Modeling dislocation storage rates and mean free paths in face-centered cubic crystals. *Acta Materialia*, 56(20) :6040–6049, 2008.

[118] L. Kubin, B. Devincre, and T. Hoc. Toward a physical model for strain hardening in FCC crystals. *Materials Science and Engineering : A*, 483-484(0) :19–24, 2008.

[119] L. Kubin, T. Hoc, and B. Devincre. Dynamic recovery and its orientation dependence in face-centered cubic crystals. *Acta Materialia*, 57(8) :2567–2575, 2009.

[120] H. Ledbetter and R. Reed. Elastic properties of metals and alloys, i. iron, nickel, and iron-nickel alloys. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2(3) :531–618, 1973.

[121] W. Lee, C. Liu, and T. Sun. Deformation behavior of inconel 690 super alloy evaluated by impact test. *Journal of Materials Processing Technology*, 153 - 154(0) :219 – 225, 2004.

[122] W. Lee, C. Liu, and T. Sun. Dynamic impact response and microstructural evolution of inconel 690 superalloy at elevated temperatures. *International Journal of Impact Engineering*, 32 :210 – 223, 2005.

[123] T. Leffers and R. Ray. The brass-type texture and its deviation from the copper-type texture. *Progress in Materials Science*, 54(3) :351 – 396, 2009.

[124] D. Li, H. Zbib, X. Sun, and M. Khaleel. Predicting plastic flow and irradiation hardening of iron single crystal with mechanism-based continuum dislocation dynamics. *International Journal of Plasticity*, 52 :3 – 17, 2014. In Honor of Hussein Zbib.

[125] W. Li, P. Liu, F. Ma, X. Liu, and Y. Rong. High-temperature surface alloying of nanocrystalline nickel produced by surface mechanical attrition treatment. *Journal of Alloys and Compounds*, 509(2) :518 – 522, 2011.

[126] J. Lifshitz and H. Kolsky. Some experiments on anelastic rebound. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 12(1) :35–43, 1964.

[127] G. Liu, J. Lu, and K. Lu. Surface nanocrystallization of 316L stainless steel induced by ultrasonic shot peening. *Materials Science and Engineering : A*, 286(1) :91 – 95, 2000.

[128] LMGC90. www.lmgc.univ-montp2.fr/lmgc90.

[129] J. Lu, W. Sun, and A. Becker. Material characterisation and finite element modelling of cyclic plasticity behaviour for 304 stainless steel using a crystal plasticity model. *International Journal of Mechanical Sciences*, 105 :315 – 329, 2016.

[130] K. Lu and J. Lu. Surface nanocrystallization (SNC) of metallic materials-presentation of the concept behind a new approach. *Journal of materials science & technology*, 15(3) :193–197, May 1999.

[131] K. Lu and J. Lu. Nanostructured surface layer on metallic materials induced by surface mechanical attrition treatment. *Materials Science and Engineering : A*, 375-377(0) :38 – 45, 2004.

[132] A. Ma and F. Roters. A constitutive model for FCC single crystals based on dislocation densities and its application to uniaxial compression of aluminium single crystals. *Acta Materialia*, 52(12) :3603 – 3612, 2004.

[133] A. Ma, F. Roters, and D. Raabe. A dislocation density based constitutive model for crystal plasticity FEM including geometrically necessary dislocations. *Acta Materialia*, 54(8) :2169 – 2179, 2006.

[134] R. Madec. *Des intersections entre dislocations à la plasticité du monocristal CFC : étude par Dynamique des Dislocations*. PhD thesis, Université Paris XI, 2001.

[135] R. Madec, B. Devincre, and L. Kubin. Simulation of dislocation patterns in multislip. *Scripta Materialia*, 47(10) :689–695, 2002.

[136] R. Madec, B. Devincre, L. Kubin, T. Hoc, and D. Rodney. The role of collinear interaction in dislocation-induced hardening. *Science*, 301 :1879–1882, Sept. 2003.

[137] G. Majzoobi, R. Azizi, and A. Nia. A three-dimensional simulation of shot peening process using multiple shot impacts. *Journal of Materials Processing Technology*, 164 :1226–1234, May 2005.

[138] J. Mandel. Généralisation de la théorie de plasticité de koiter. *International Journal of Solids and Structures*, 1(3) :273–295, 1965.

[139] J. Marteau, M. Bigerelle, P. Mazeran, and S. Bouvier. Relation between roughness and processing conditions of AISI 316L stainless steel treated by ultrasonic shot peening. *Tribology International*, 82, Part B(0) :319 – 329, 2015.

[140] H. Mecking and U. Kocks. Kinetics of flow and strain-hardening. *Acta Metallurgica*, 29(11) :1865 – 1875, 1981.

[141] H. Mecking and K. Lücke. Quantitative analyse der bereich iii-verfestigung von silber-einkristallen. *Acta Metallurgica*, 17(3) :279 – 289, 1969.

[142] S. Meguid, G. Shagal, and J. Stranart. Finite element modelling of shot-peening residual stresses. *Journal of Materials Processing Technology*, 93 :401–404, Aug. 1999.

[143] S. Meguid, G. Shagal, J. Stranart, and J. Daly. Three-dimensional dynamic finite element analysis of shot-peening induced residual stresses. *Finite Elements In Analysis and Design*, 31(3) :179–191, Jan. 1999.

[144] S. A. Meguid, G. Shagal, and J. C. Stranart. 3D FE analysis of peening of strain-rate sensitive materials using multiple impingement model. *International Journal of Impact Engineering*, 27(2) :119 – 134, Feb. 2002.

[145] R. Meilland. Spectrométrie d'émission optique à source étincelle (partie 1). *Techniques de l'ingénieur Spectrométries*, 2755 :1 – 15, 2015.

[146] R. Meilland. Spectrométrie d'émission optique à source étincelle (partie 2). *Techniques de l'ingénieur Spectrométries*, 2756 :1 – 12, 2015.

[147] H. Miao, S. Larose, C. Perron, and M. Levesque. An analytical approach to relate shot peening parameters to almen intensity. *Surface & Coatings Technology*, 205(7) :2055–2066, Dec. 2010.

[148] M. Micoulaut, S. Mechkov, D. Retraint, P. Viot, and M. Francois. Granular gases in mechanical engineering : on the origin of heterogeneous ultrasonic shot peening. *Granular Matter*, 9(1-2) :25–33, Jan. 2007.

[149] J. Moering, X. Ma, G. Chen, P. Miao, G. Li, G. Qian, S. Mathaudhu, and Y. Zhu. The role of shear strain on texture and microstructural gradients in low carbon steel processed by surface mechanical attrition treatment. *Scripta Materialia*, 108 :100 – 103, 2015.

[150] B. Mordyuk and G. Prokopenko. Ultrasonic impact peening for the surface properties management. *Journal of Sound and Vibration*, 308(3 - 5) :855 – 866, 2007.

[151] B. Mordyuk, G. Prokopenko, M. Vasylyev, and M. Iefimov. Effect of structure evolution induced by ultrasonic peening on the corrosion behavior of AISI-321 stainless steel. *Materials Science and Engineering : A*, 458(1-2) :253 – 261, 2007.

[152] J. Moreau. Some numerical-methods in multibody dynamics - application to granular-materials. *European Journal of Mechanics A-solids*, 13 :93–114, 1994.

[153] H. Mughrabi. Deformation-induced long-range internal stresses and lattice plane misorientations and the role of geometrically necessary dislocations. *Philosophical Magazine*, 86(25-26) :4037–4054, 2006.

[154] K. Murugaratnam, S. Utili, and N. Petrinic. A combined DEM-FEM numerical method for shot peening parameter optimisation. *Advances In Engineering Software*, 79 :13–26, Jan 2015.

[155] W. Musinski and D. McDowell. On the eigenstrain application of shot-peened residual stresses within a crystal plasticity framework : Application to Ni-base superalloy specimens. *International Journal of Mechanical Sciences*, 100 :195 – 208, 2015.

[156] G. Mylonas and G. Labeas. Numerical modelling of shot peening process and corresponding products : Residual stress, surface roughness and cold work prediction. *Surface & Coatings Technology*, 205(19) :4480–4494, June 2011.

[157] V. Nguyen, H. Poh, and Y. Zhang. Predicting shot peening coverage using multiphase computational fluid dynamics simulations. *Powder Technology*, 256(0) :100 – 112, 2014.

[158] Norme. NF EN 10302, Mai 2008.

[159] C. Nouguier-Lehon, M. Zarwel, C. Diviani, D. Hertz, H. Zahouani, and T. Hoc. Surface impact analysis in shot peening process. *Wear*, 302(1-2) :1058–1063, Apr. 2013.

[160] J. Oddershede, S. Schmidt, H. Poulsen, L. Margulies, J. Wright, M. Moscicki, W. Reimers, and G. Winther. Grain-resolved elastic strains in deformed copper measured by three-dimensional X-ray diffraction. *Materials Characterization*, 62(7) :651 – 660, 2011.

[161] W. Oliver and G. Pharr. Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation : Advances in understanding and refinements to methodology. *Journal of Materials Research*, 19(1) :3–20, Jan 2004.

[162] E. Orowan. Problems of plastic yielding. *Proceedings of the Royal Society of London*, 8 :52, Sept. 1940.

[163] A. Ortiz, J. Tian, L. Shaw, and P. Liaw. Experimental study of the microstructure and stress state of shot peened and surface mechanical attrition treated nickel alloys. *Scripta Materialia*, 62(3) :129–132, 2010.

[164] A. Ortiz, J. Tian, J. Villegas, L. Shaw, and P. Liaw. Interrogation of the microstructure and residual stress of a nickel-base alloy subjected to surface severe plastic deformation. *Acta Materialia*, 56(3) :413 – 426, 2008.

[165] H. Park, Y. Kim, B. Lee, and K. Rheem. Effect of heat treatment on fatigue crack growth rate of Inconel 690 and Inconel 600. *Journal of Nuclear Materials*, 231(3) :204–212, Aug 1996.

[166] E. Parzen. On estimation of a probability density function and mode. *The annals of mathematical statistics*, pages 1065–1076, 1962.

[167] D. Peirce, R. Asaro, and A. Needleman. An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals. *Acta Metallurgica*, 30(6) :1087 – 1119, 1982.

[168] D. Peirce, R. Asaro, and A. Needleman. Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids. *Acta Metallurgica*, 31(12) :1951 – 1976, 1983.

[169] C. Pilé, M. François, D. Retraint, E. Rouhaud, and J. Lu. Modelling of the ultrasonic shot peening process. In *Materials Science Forum*, volume 490-491, pages 67–72, July 2005.

[170] R. Pokharel, J. Lind, S. Li, P. Kenesei, R. Lebensohn, R. Suter, and A. Rollett. In-situ observation of bulk 3d grain evolution during plastic deformation in polycrystalline cu. *International Journal of Plasticity*, 67 :217 – 234, 2015.

[171] G. Proust, D. Retraint, M. Chemkhi, A. Roos, and C. Demangel. Electron backscatter diffraction and transmission kikuchi diffraction analysis of an austenitic stainless steel subjected to surface mechanical attrition treatment and plasma nitriding. *Microscopy and Microanalysis*, 21 :919–926, 8 2015.

[172] R. Quey, P. Dawson, and J. Driver. Grain orientation fragmentation in hot-deformed aluminium : Experiment and simulation. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 60(3) :509 – 524, 2012.

[173] F. Radjai. *Modélisation numérique discrète des matériaux granulaires*. MIM. : Série Géomatériaux. Hermes Science Publications, 2010.

[174] F. Radjai and V. Richefeu. Contact dynamics as a nonsmooth discrete element method. *Mechanics of Materials*, 41(6) :715–728, June 2009.

[175] S. Raveendra, A. K. Kanjarla, H. Paranjape, S. K. Mishra, S. Mishra, L. Delannay, I. Samajdar, and P. Houtte. Strain mode dependence of deformation texture developments : Microstructural origin. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 42(7) :2113–2124, 2011.

[176] C. Reuber, P. Eisenlohr, F. Roters, and D. Raabe. Dislocation density distribution around an indent in single-crystalline nickel : Comparing nonlocal crystal plasticity finite-element predictions with experiments. *Acta Materialia*, 71 :333 – 348, 2014.

[177] M. Rhee, J. Hirth, and H. Zbib. A superdislocation model for the strengthening of metal matrix composites and the initiation and propagation of shear bands. *Acta Metallurgica et Materialia*, 42(8) :2645 – 2655, 1994.

[178] P. Rivera-Diaz-del-Castillo and M. Huang. Dislocation annihilation in plastic deformation : I. multiscale irreversible thermodynamics. *Acta Materialia*, 60(6 - 7) :2606 – 2614, 2012.

[179] T. Roland, D. Retraint, K. Lu, and J. Lu. Fatigue life improvement through surface nanostructuring of stainless steel by means of surface mechanical attrition treatment. *Scripta Materialia*, 54(11) :1949 – 1954, 2006.

[180] T. Roland, D. Retraint, K. Lu, and J. Lu. Enhanced mechanical behavior of a nanocrystallised stainless steel and its thermal stability. *Materials Science and Engineering : A*, 445-446(0) :281–288, 2007.

[181] A. Rollett, F. Wagner, N. Allain-Bonasso, D. Field, and R. Lebensohn. Comparison of gradients in orientation and stress between experiment and simulation. *Materials Science Forum*, 702-703 :463–468, 2012.

[182] S. Romankov, Y. Hayasaka, H. Kang, I. Shchetinin, and J. Yoon. Microstructural evolution of ni sheets under single ball collisions. *Journal of Alloys and Compounds*, 536, Supplement 1 :S21 – S25, 2012.

[183] F. Roters, P. Eisenlohr, L. Hantcherli, D. Tjahjanto, T. Bieler, and D. Raabe. Overview of constitutive laws, kinematics, homogenization and multiscale methods in crystal plasticity finite-element modeling : Theory, experiments, applications. *Acta Materialia*, 58(4) :1152 – 1211, 2010.

[184] E. Rouhaud, A. Ouakka, C. Ould, and M. François. Finite elements model of shot peening, effects of constitutive laws of the material. In *9th International conference of shot peening*, pages 107–112, 2005.

[185] S. Rouquette, E. Rouhaud, M. Francois, A. Roos, and J. Chaboche. Coupled thermomechanical simulations of shot impacts : Effects of the temperature on the residual stress field due to shot-peening. *Journal of Materials Processing Technology*, 209(8) :3879–3886, Apr. 2009.

[186] T. Rousseau, T. Hoc, P. Gilles, and C. Nouguier-Lehon. Effect of bead quantity in ultrasonic shot peening : Surface analysis and numerical simulations. *Journal of Materials Processing Technology*, 225 :413 – 420, 2015.

[187] G. Saada. Sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocations. *Acta Metallurgica*, 8(12) :841 – 847, 1960.

[188] P. Sabnis, S. Forest, N. Arakere, and V. Yastrebov. Crystal plasticity analysis of cylindrical indentation on a ni-base single crystal superalloy. *International Journal of Plasticity*, 51(0) :200 – 217, 2013.

[189] Y. Saito, M. Oztop, and J. Kysar. Wedge indentation into elastic-plastic single crystals. 2 : Simulations for face-centered cubic crystals. *International Journal of Plasticity*, 28(1) :70 – 87, 2012.

[190] A. Sanda, V. Navas, and O. Gonzalo. Surface state of inconel 718 ultrasonic shot peened : Effect of processing time, material and quantity of shot balls and distance from radiating surface to sample. *Materials & Design*, 32(4) :2213 – 2220, 2011.

[191] R. Scattergood and C. Koch. A modified model for hall-petch behavior in nanocrystalline materials. *Scripta Metallurgica et Materialia*, 27(9) :1195 – 1200, 1992.

[192] K. Schiffner and C. Helling. Simulation of residual stresses by shot peening. *Computers & Structures*, 72(1-3) :329–340, July 1999.

[193] E. Schmid and W. Boas. *Plasticity of Crystals*. Chapman and Hall, London, 1935.

[194] A. Schwartz, M. Kumar, and B. Adams. *Electron Backscatter Diffraction in Materials Science*. Routledge research global environmental change series. Springer US, 2009.

[195] Schwarzer, Schulze, and Vohringer. Finite element simulation of shot peening - a method to evaluate the influence of peening parameters on surface characteristics. In *8th International conference of shot peening*, Sept 2002.

[196] P. Shanthraj and M. Zikry. Dislocation-density mechanisms for void interactions in crystalline materials. *International Journal of Plasticity*, 34(0) :154–163, 2012.

[197] L. L. Shaw, J.-W. Tian, A. L. Ortiz, K. Dai, J. C. Villegas, P. K. Liaw, R. Ren, and D. L. Klarstrom. A direct comparison in the fatigue resistance enhanced by surface severe plastic deformation and shot peening in a C-2000 superalloy. *Materials Science and Engineering : A*, 527(4-5) :986 – 994, 2010.

[198] V. Singh, V. Pandey, S. Kumar, N. C. S. Srinivas, and K. Chattopadhyay. Effect of ultrasonic shot peening on surface microstructure and fatigue behavior of structural alloys. *Transactions of the Indian Institute of Metals*, 69(2) :295–301, 2015.

[199] SONATS. Stressonic, 2013.

[200] P. Song and C. Wen. Crack closure and crack growth behaviour in shot peened fatigued specimen. *Engineering Fracture Mechanics*, 63(3) :295 – 304, 1999.

[201] P. Steinmann and E. Stein. On the numerical treatment and analysis of finite deformation ductile single crystal plasticity. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 129(3) :235 – 254, 1996.

[202] J. Stinville, J. Cormier, C. Templier, and P. Villechaise. Modeling of the lattice rotations induced by plasma nitriding of 316L polycrystalline stainless steel. *Acta Materialia*, 83 :10 – 16, 2015.

[203] C. Sun, N. Guo, M. Fu, and S. Wang. Modeling of slip, twinning and transformation induced plastic deformation for TWIP steel based on crystal plasticity. *International Journal of Plasticity*, 76 :186 – 212, 2016.

[204] L. Tabourot. Vers une vision unifiée de la plasticité cristalline, Oct. 2001. Dossier de candidature pour l'Habilitation à diriger des Recherches.

[205] L. Tabourot, M. Fivel, and E. Rauch. Generalised constitutive laws for FCC single crystals. *Materials Science and Engineering : A*, 234-236(0) :639 – 642, 1997.

[206] T. Takeuchi. Work-hardening of copper single-crystals with multiple glide orientations. *The Japan Institute of Metals*, 16 :629–640, Feb. 1975.

[207] N. Tao, J. Lu, and K. Lu. Surface nanocrystallization by surface mechanical attrition treatment. *Materials Science Forum*, 579 :91–108, April 2008.

[208] N. Tao, M. Sui, J. Lu, and K. Lua. Surface nanocrystallization of iron induced by ultrasonic shot peening. *Nanostructured Materials*, 11(4) :433 – 440, 1999.

[209] N. Tao, Z. Wang, W. Tong, M. Sui, J. Lu, and K. Lu. An investigation of surface nanocrystallization mechanism in Fe induced by surface mechanical attrition treatment. *Acta Materialia*, 50(18) :4603 – 4616, 2002.

[210] N. Tao, H. Zhang, J. Lu, and K. Lu. Development of nanostructures in metallic materials with low stacking fault energies during surface mechanical attrition treatment (SMAT). *Materials Transactions*, 44(10) :1919–1925, 2003.

[211] M. Taro, T. Chaise, and D. Nélias. A methodology to predict the roughness of shot peened surfaces. *Journal of Materials Processing Technology*, 217(0) :65 – 76, 2015.

[212] Y. Tatara and N. Moriwaki. Study on impact of equivalent 2 bodies (coefficients of restitution of spheres of brass, lead, glass, porcelain and agate, and the material properties). *Bulletin of the JSME*, 25(202) :631–637, 1982.

[213] C. Teodosiu. A physical theory of the finite elastic-viscoplastic behavior of single crystals. *Engineering Transaction*, 23 :151 – 184, 1975.

[214] C. Teodosiu and F. Sidoroff. A theory of finite elastoviscoplasticity of single crystals. *International Journal of Engineering Science*, 14(2) :165 – 176, 1976.

[215] T. Thiriet. *Traitement mécaniques et thermochimiques couplés sur acier inoxydable et alliage base nickel austénitiques.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine : INPL, 2010.

[216] J. Tian, K. Dai, J. Villegas, L. Shaw, P. Liaw, D. Klarstrom, and A. Ortiz. Tensile properties of a nickel-base alloy subjected to surface severe plastic deformation. *Materials Science and Engineering : A*, 493(1-2) :176 – 183, 2008.

[217] J. Tian, J. Villegas, W. Yuan, D. Fielden, L. Shaw, P. Liaw, and D. Klarstrom. A study of the effect of nanostructured surface layers on the fatigue behaviors of a C-2000 superalloy. *Materials Science and Engineering : A*, 468-470(0) :164 – 170, 2007.

[218] B. Tippelt, J. Breitschneider, and P. Hähner. The dislocation microstructure of cyclically deformed nickel single crystals at different temperatures. *Physica Status Solidi (a)*, 163(1) :11–26, 1997.

[219] Y. Todaka, M. Umemoto, and K. Tsuchiya. Comparison of nanocrystalline surface layer in steels formed by air blast and ultrasonic shot peening. *Materials transactions*, 45(2) :376–379, Feb 2004.

[220] C. Tomé, R. Lebensohn, and U. Kocks. A model for texture development dominated by deformation twinning : Application to zirconium alloys. *Acta Metallurgica et Materialia*, 39(11) :2667 – 2680, 1991.

[221] L. Tóth, Y. Estrin, R. Lapovok, and C. Gu. A model of grain fragmentation based on lattice curvature. *Acta Materialia*, 58(5) :1782 – 1794, 2010.

[222] L. Tóth, A. Molinari, and Y. Estrin. Strain hardening at large strains as predicted by dislocation based polycrystal plasticity model. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 124(1) :71–77, June 2001.

[223] L. S. Tóth, R. Massion, L. Germain, S. Baik, and S. Suwas. Analysis of texture evolution in equal channel angular extrusion of copper using a new flow field. *Acta Materialia*, 52(7) :1885 – 1898, 2004.

[224] W. Tsai, J. Huang, Y. Gao, Y. Chung, and G. Huang. Relationship between microstructure and properties for ultrasonic surface mechanical attrition treatment. *Scripta Materialia*, 103 :45 – 48, 2015.

[225] S. Vachhani and S. Kalidindi. Grain-scale measurement of slip resistances in aluminum polycrystals using spherical nanoindentation. *Acta Materialia*, 90 :27 – 36, 2015.

[226] P. Van Houtte. Simulation of the rolling and shear texture of brass by the taylor theory adapted for mechanical twinning. *Acta Metallurgica*, 26(4) :591 – 604, 1978.

[227] V. Venkatesh and H. Rack. Elevated temperature hardening of Inconel 690. *Mechanic of Materials*, 30(1) :69–81, Sep 1998.

[228] J. Villegas and L. Shaw. Nanocrystallization process and mechanism in a nickel alloy subjected to surface severe plastic deformation. *Acta Materialia*, 57(19) :5782 – 5795, 2009.

[229] J. Villegas, L. Shaw, K. Dai, W. Yuan, J. Tian, P. Liaw, and D. Klarstrom. Enhanced fatigue resistance of a nickel-based hastelloy induced by a surface nanocrystallization and hardening process. *Philosophical Magazine Letters*, 85(8) :427–437, Aug 2005.

[230] G. Weir and S. Tallon. The coefficient of restitution for normal incident, low velocity particle impacts. *Chemical Engineering Science*, 60(13) :3637 – 3647, 2005.

[231] L. Wen, Y. Wang, Y. Zhou, L. Guo, and J.-H. Ouyang. Microstructure and corrosion resistance of modified 2024 al alloy using surface mechanical attrition treatment combined with microarc oxidation process. *Corrosion Science*, 53(1) :473 – 480, 2011.

[232] G. Winther, L. Margulies, S. Schmidt, and H. Poulsen. Lattice rotations of individual bulk grains part II : correlation with initial orientation and model comparison. *Acta Materialia*, 52(10) :2863 – 2872, 2004.

[233] C. Wong, M. Daniel, and J. Rongong. Energy dissipation prediction of particle dampers. *Journal of Sound and Vibration*, 319 :91 – 118, 2009.

[234] H. Wu, P. Sun, F. Zhu, S. Wang, W. Wang, C. Wang, and C. Chiu. Tensile flow behavior in Inconel 600 alloy sheet at elevated temperatures. *Procedia Engineering*, 36(0) :114 – 120, 2012.

[235] X. Wu, N. Tao, Y. Hong, B. Xu, J. Lu, and K. Lu. Microstructure and evolution of mechanically-induced ultrafine grain in surface layer of al-alloy subjected to USSP. *Acta Materialia*, 50(8) :2075 – 2084, 2002.

[236] Y. Xing and J. Lu. An experimental study of residual stress induced by ultrasonic shot peening. *Journal of Materials Processing Technology*, 152(1) :56 – 61, 2004.

[237] F. Yin, L. Hua, X. Wang, M. Rakita, and Q. Han. Numerical modelling and experimental approach for surface morphology evaluation during ultrasonic shot peening. *Computational Materials Science*, 92(0) :28 – 35, 2014.

[238] K. Yoshida, A. Ishii, and Y. Tadano. Work-hardening behavior of polycrystalline aluminum alloy under multiaxial stress paths. *International Journal of Plasticity*, 53 :17 – 39, 2014.

[239] N. Zaafarani, D. Raabe, R. Singh, F. Roters, and S. Zaefferer. Three-dimensional investigation of the texture and microstructure below a nanoindent in a cu single crystal using 3D EBSD and crystal plasticity finite element simulations. *Acta Materialia*, 54(7) :1863 – 1876, 2006.

[240] H. Zbib, M. Rhee, and J. Hirth. On plastic deformation and the dynamics of 3D dislocations. *International Journal of Mechanical Sciences*, 40(2-3) :113–127, 1998.

[241] K. Zhan, C. Jiang, and V. Ji. Uniformity of residual stress distribution on the surface of s30432 austenitic stainless steel by different shot peening processes. *Materials Letters*, 99 :61–64, May 2013.

[242] H. Zhang, Z. Hei, G. Liu, J. Lu, and K. Lu. Formation of nanostructured surface layer on AISI 304 stainless steel by means of surface mechanical attrition treatment. *Acta Materialia*, 51(7) :1871 – 1881, 2003.

[243] K. Zhang, B. Holmedal, O. Hopperstad, S. Dumoulin, J. Gawad, A. Van Bael, and P. Van Houtte. Multi-level modelling of mechanical anisotropy of commercial pure aluminium plate : Crystal plasticity models, advanced yield functions and parameter identification. *International Journal of Plasticity*, 66 :3 – 30, 2015.

[244] X. Zhang, J. Lu, and S. Shi. A Computational Study of Plastic Deformation in AISI 304 Induced by Surface Mechanical Attrition Treatment. *Mechanics of advanced materials and structures*, 18(8, SI) :572–577, 2011.

[245] X. Zhang, S. Shi, and J. Lu. Numerical study of plastic deformation in AISI 316l stainless steel induced by surface mechanical attrition treatment. Progress Report, Jan. 2010.

[246] F. Zimmerli. Shot blasting and its effect on fatigue life. *Surface Treatment of Metals - American Sociefy for Metals*, pages 261 – 278, 1941.