



Effet du grenaillage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine

Amélie Morançais

► To cite this version:

Amélie Morançais. Effet du grenaillage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine. Matériaux. Université de Technologie de Troyes, 2016. Français. NNT : 2016TROY0004 . tel-01464517v2

HAL Id: tel-01464517

<https://hal.science/tel-01464517v2>

Submitted on 1 Oct 2021

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

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

Thèse
de doctorat
de l'UTT

Amélie MORANÇAIS

Effet du grenaillage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine

Spécialité :

Matériaux, Mécanique, Optique et Nanotechnologie

2016TROY0004

Année 2016

THESE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE TROYES

Spécialité : MATERIAUX, MECANIQUE, OPTIQUE ET NANOTECHNOLOGIE

présentée et soutenue par

Amélie MORANÇAIS

le 30 mars 2016

Effet du grenailage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine

JURY

M. H. MAITOURNAM	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Président
M. O. CASTELNAU	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS	Rapporteur
M. M. FÈVRE	MAITRE DE RECHERCHE ONERA	Examineur
M. M. FRANÇOIS	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Directeur de thèse
Mme P. KANOUTÉ	INGENIEUR DE RECHERCHE ONERA	Directeur de thèse
M. R. KUBLER	MAITRE DE CONFERENCES	Examineur
M. A. LONGUET	INGENIEUR, DOCTEUR SNECMA	Examineur
M. F. MOREL	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Rapporteur

A mes grands-mères.

Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent, naturellement, à mes deux directeurs de thèse, Pascale KANOUTÉ et Manuel FRANÇOIS qui ont pris leur rôle très à cœur. Je les remercie pour leur disponibilité, leur aide, leur conseil et leur sympathie. Je tiens également à remercier chaleureusement mes encadrants qui ont été Mathieu FÈVRE et Serge KRUCH, côté ONERA et Arnaud LONGUET et Anaïs GAUBERT, côté SNECMA. Un grand merci à eux pour leur soutien et leur aide. Ce fut un immense plaisir et une réelle fierté de travailler avec vous tant d'un point de vue scientifique que humain.

J'en profite également pour remercier SNECMA d'avoir financé cette thèse ainsi que l'ONERA et l'UTT pour avoir été partenaire, et non des moindres, de ce travail.

Ensuite, Messieurs Olivier CASTELNAU et Franck MOREL, je tiens tout particulièrement à vous remercier pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse. J'associe également à ces remerciements Messieurs Régis KUBLER et Habibou MAITOURNAM, membres de mon jury de thèse. Merci à vous pour avoir consacré du temps au jugement de ce travail.

Remercier, à présent, l'ensemble des personnes du département Matériaux et Structure Métallique de l'ONERA me paraît essentiel. Merci à vous pour votre accueil si chaleureux, merci pour l'aide que vous m'avez apporté à chaque fois que j'en ai eu besoin et merci d'avoir fait que ces trois ans (+ quelques mois :) se déroulent pour moi dans les meilleures conditions possibles. Un merci particulier à Catherine R. et Fabienne P. pour m'avoir aidé dans mes préparations d'éprouvettes, à Pierre C. pour les discussions très enrichissantes sur l'AM1, à Johann R., Jean-Didier G. et Vincent C. pour les aspects plus numériques, à Denis B., Nicolas H. et Yves R. pour les analyses au microscope, à Camille L., Alain R. et David L. pour les discussions autour des essais mécaniques ainsi que leurs réalisations et enfin à Jean-Louis C. pour les discussions au sujet des modèles. Merci également à Monsieur VALLE (du département DMSC de l'ONERA) pour son aide au sujet des analyses microstructurales. J'aimerais également remercier chaleureusement Nicolas G., le stagiaire que j'ai eu le plaisir d'encadrer au cours de ma deuxième année de thèse. Merci à toi pour ton travail, ta sympathie et d'avoir fait que cet encadrement de stage soit une expérience enrichissante et plaisante pour moi.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes du Laboratoire d'Etudes des Microstructures de l'ONERA pour leur accueil pendant les quelques repas et café ainsi que leur disponibilité.

Je souhaite ensuite adresser mes remerciements à l'ensemble des personnes du LASMIS à l'UTT qui m'ont suivi de près (ou de loin) que ce soit lors de mon cursus à l'UTT ou pendant ma thèse. Je pense en particulier à Emmanuelle R., Delphine R., Benoît P., Carl L., Pascal L., Léa L.J., Sébastien R., Arjen R., Khemais S. Un merci à eux pour leur accueil, leur sympathie, leur pédagogie et les discussions scientifiques très intéressantes que nous avons pu partager. Un merci particulier à Claude G. et Bruno L. pour avoir réalisé le grenailage sur mes éprouvettes et à Jawad B. pour les simulations du grenailage US.

Mes remerciements vont également au service Mécanique des Matériaux Métallique de Snecma Villaroche. Merci pour votre accueil très sympathique lors de mes passages à Villaroche, merci pour vos conseils, merci pour votre confiance.

C'est ensuite avec une grande joie que j'aimerais remercier l'ensemble des stagiaires, doctorants, post-doctorants, que j'ai pu croiser au cours de ma thèse : Jean-Patrick, Francesco, Ali, Anis, Emmanuel, Xavier, ... Et à tout ceux qui sont devenus grand maintenant :) : Noémie, Teddy, Jean-Roch, Robin, Alexandre, Georges, Dominique, Olivier... Merci pour les fous rires, les jeux, les sorties et d'avoir fait que ces trois ans aient été remplis de joie.

Un merci particulier à deux collègues qui sont devenues, au fil des mois, des amies. Je parle bien sûr de Louise et Sylvia. Merci les filles pour les « sorties girly », pour les nombreuses discussions plus ou moins sérieuses ;), pour les moments de détente, et les rires que nous avons partagés.

Ici, mes pensées vont à ma famille : Papa, Maman, Benoît mais aussi grands-parents, cousins, cousines, oncles et tantes, ... Merci de m'avoir soutenu tout au long de ces trois ans (et pas que, d'ailleurs) et d'avoir toujours cru en moi. Merci également à mes amis (d'ici et d'ailleurs) pour m'avoir encouragé et permis de « m'évader » (spéciale dédicace à ceux qui se reconnaîtront ;). Merci à vous d'être là ! Enfin, un immense merci à Hadrien : mon amour, mon ami, mon confident, mon partenaire de vie. Merci d'être à mes côtés depuis toutes ces années (et surtout ces derniers mois), de me soutenir, de m'encourager, de m'avoir obligé à prendre l'air les week-ends quand je passais des heures sur mon ordinateur ;), de faire de ma vie un immense bonheur. Un grand merci à toi !

Merci, enfin, à tous ceux que j'ai pu oublier...

La liste est longue, c'est l'inconvénient d'avoir eu le plaisir et la chance de travailler et d'avoir été entourée par des personnes d'univers et de connaissances différentes...
Merci à tous !

Sommaire

REMERCIEMENTS.....	5
---------------------------	----------

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	13
-----------------------------------	-----------

CHAPITRE I : Etat de l’art et démarche suivie.....	15
---	-----------

I. Le grenaillage de précontrainte.....	17
I.1. Le principe du grenaillage de précontrainte	17
I.2. Les effets du grenaillage de précontrainte	20
I.3. Moyens de caractérisation des effets du grenaillage	22
I.4. Evolution de l’état mécanique sous sollicitations	32
I.5. Effet sur la durée de vie en fatigue	38
I.6. Bilan sur les études sur les effets du grenaillage	40
II. Calcul de durée de vie d'une pièce en AM1.....	41
II.1. Le principe de calcul de durée de vie en fatigue	41
II.2. Le superalliage monocristallin à base de nickel AM1.....	42
II.3. Modèles de comportement	45
II.4. Modèles d’endommagement	48
II.5. Bilan sur le principe de calcul de la durée de vie	52
III. Démarche suivie.....	53

CHAPITRE II : Influence du grenaillage sur la durée de vie – étude expérimentale.....	55
--	-----------

I. Dimensionnements des éprouvettes.....	57
I.1. Géométries des éprouvettes.....	57
I.2. Procédé d’usinage des éprouvettes.....	60
II. Présentation de la matrice d’essais.....	64
II.1 Matrice d’essais sur éprouvettes lisses.....	64
II.2. Matrice d’essais sur éprouvettes à concentration de contraintes.....	65
III. Analyse de durée de vie expérimentale.....	67
IV. Conclusion partielle.....	78

Chapitre III : Caractérisations expérimentales de l'état mécanique induit par grenailage sur monocristal.....79

I. Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X sur monocristal.....	82
I.1. Orientation de l'échantillon et conditions de diffraction.....	84
I.2. Détermination des paramètres de maille à partir des angles de diffraction et des indices de Miller d'un ensemble de plan.....	90
I.3. Détermination du tenseur des déformation et des contraintes.....	92
I.4. Conditions de mesure.....	96
I.5. Détermination des contraintes sur des pions.....	110
I.6. Détermination des contraintes sur des éprouvettes cylindriques lisses.....	125
I.7. Détermination des contraintes sur des éprouvettes à concentration de contraintes.....	130
I.8. Conclusion partielle.....	132
II. Quantification du taux d'écrouissage sur monocristal.....	133
II.1. Caractérisation par essais de dureté.....	133
II.2. Caractérisation par EBSD (<i>Electron Backscatter Diffraction</i>)	134
II.3. Caractérisation via les largeurs des pics de diffraction.....	143
III. Bilan sur l'effet du grenailage sur le monocristal AM1.....	148

CHAPITRE IV : Introduction d'un état mécanique dans un calcul par éléments finis.....149

I. Introduction des contraintes résiduelles.....	151
I.1. Etat de l'art des méthodes d'introduction des contraintes résiduelles dans un calcul par éléments finis.....	151
I.2. Détermination du profil d'eigenstrains sur le pion [001] grenailé.....	161
I.3. Introduction du champ d'eigenstrains dans une éprouvette cylindrique.....	163
II. Introduction des écrouissages.....	174
II.1. Présentation de la démarche.....	174
II.2. Résultats obtenus.....	179
III. Prise en compte de l'anisotropie du matériau.....	182
III.1. Présentation de la méthodologie dans le cas de l'éprouvette lisse.....	182
III.2. Cas de l'éprouvette à concentration de contraintes.....	194
IV. Conclusion partielle.....	195

CHAPITRE V : Suivi de l'évolution de l'état mécanique sous sollicitations thermiques et mécaniques.....197

I. Suivi de la relaxation thermique.....	199
I.1. Essais de relaxation thermique.....	199
I.2. Résultats et comparaison essais/calculs.....	200
I.3. Discussion.....	207
II. Suivi de la relaxation mécanique.....	209
II.1. Suivi expérimental de la relaxation mécanique.....	209
II.2. Modélisation de la relaxation mécanique.....	214
III. Conclusion partielle.....	231

CHAPITRE VI : Prise en compte de l'effet du grenailage dans l'analyse de durée de vie.....233

I. Application de la chaîne de durée de vie.....	235
II. Analyse de durée de vie.....	239
II.1. Cas des éprouvettes lisses.....	239
II.2. Cas des éprouvettes à concentration de contraintes.....	245
III. Conclusion partielle.....	249

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES.....251

ANNEXES.....257

RÉFÉRENCES.....271

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le grenaillage de précontrainte est utilisé pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans les couches superficielles des pièces afin de retarder l'apparition des fissures. Ce type de procédé est largement utilisé dans l'industrie afin d'améliorer la durée de vie des pièces sollicitées, notamment en fatigue. Les études sur le grenaillage sont très courantes pour le cas des matériaux polycristallins. Les contraintes résiduelles introduites par ce procédé sont souvent mesurées par diffraction des rayons X [Noyan1987]. Cette technique, largement utilisée sur les polycristaux (via la méthode des $\sin^2\psi$), n'a été exploitée que dans le cas de monocristaux « parfaits » de type silicium [Ortner1983, François1987] et sur des macrograins [Barral1987, Crostack1988, Dupke1995, Seiler2005, Huang2006]. L'évolution de ces contraintes résiduelles au cours des sollicitations subies par la pièce et leur influence sur la durée de vie est également largement étudiée, toujours dans le cas de matériaux polycristallins. Par ailleurs, des études ont également montré que le grenaillage induit également un changement de propriétés physiques et microstructurales en proche surface de la face traitée. Cela se traduit par un durcissement par écrouissage et des désorientations cristallographiques [Child2011, Soady2013]. L'étude de ces quantités, qui traduit, entre autres, l'effet d'histoire du chargement subi par la pièce, est donc également essentielle à la caractérisation complète de l'effet du procédé de précontrainte afin de pouvoir le prendre en compte dans l'analyse de durée de vie.

Ce type de procédé, et en particulier le grenaillage par ultrasons, est notamment appliqué sur les pieds d'aubes de turbine haute pression des moteurs SNECMA élaborées en superalliage monocristallin à base de nickel appelé AM1. En effet, le système d'attache de ces aubes au disque de turbine en forme de pied de sapin (Figure 1), présente des zones de concentration de contraintes potentiellement propices à l'apparition de fissure.

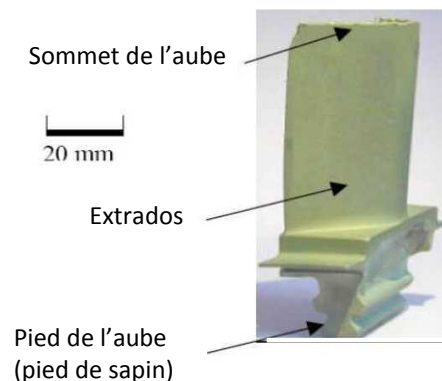


Figure 1 : Aube monocristalline de turbine.

La turbine haute pression, située en sortie de la chambre de combustion du turboréacteur, conditionne le rendement du moteur à travers l'augmentation de la température de sortie des gaz brûlés. La maîtrise du dimensionnement et de l'estimation de la durée de vie de la turbine, et entre autres de ces aubes, est essentielle pour des raisons évidentes de fiabilité et de sécurité. C'est pourquoi, ces aubes font l'objet de nombreuses études de recherche. À l'heure actuelle, la chaîne de calcul de durée de vie du monocristal AM1, incluant la modélisation du comportement [Caillaud1987, Méric1991, Fournier2011, Chaboche2012] et de l'endommagement [Gallerneau1995, Kaminski2007, Fournier2014], prend en compte le caractère anisotrope du

matériau, l'effet de gradient présent dans les zones de concentration de contrainte, et les interactions entre la fatigue et le fluage concernant l'endommagement. Cependant ces modèles n'ont jamais été utilisés dans le cas de structures grenillées qui se caractérisent par un état mécanique initial (contraintes résiduelles, écrouissages) hétérogène.

C'est dans ce cadre qu'intervient cette thèse dont le but est de mettre en évidence les effets du grenillage par ultrasons sur le superalliage monocristallin AM1 et de mettre en place une méthodologie permettant de les prendre en compte dans l'analyse de durée de vie des pieds d'aubes monocristallines de turbine.

Cette thèse se décompose en six chapitres :

Le premier chapitre présente un état de l'art sur les notions essentielles à la compréhension de ce mémoire. On y détaille une étude bibliographique sur le procédé de mise en compression, les caractéristiques du matériau d'étude ainsi que la chaîne de calcul de durée de vie utilisée à ce jour.

Le second chapitre est consacré à la mise en évidence expérimentale de l'influence du grenillage sur la durée de vie du monocristal à base de nickel AM1. Le choix de la géométrie des éprouvettes représentatives des pieds d'aubes de turbine est justifié ainsi que le domaine d'étude. Ensuite, les résultats expérimentaux en termes de durée de vie en fatigue et vis-à-vis des mécanismes de rupture sont présentés.

Le Chapitre III présente les caractérisations expérimentales de l'état mécanique induit par grenillage sur des éprouvettes de géométries simples. La mise en place d'une méthode de détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X s'appuyant sur la méthode d'Ortner est détaillée. Les profils de contraintes résiduelles obtenus sont alors présentés et discutés. Dans une seconde partie, la quantification de l'écrouissage est décrite en s'appuyant sur trois méthodes : la dureté Vickers, l'EBSD (*Electron Backscatter Diffraction*) et la méthode des largeurs des pics de diffraction.

Le quatrième chapitre est dédié à l'introduction de l'état mécanique, précédemment obtenu, dans des calculs par éléments finis. Nous verrons que plusieurs méthodes existent pour introduire les contraintes résiduelles mais que l'écrouissage n'est pas pris en compte dans ces dernières. Une méthode est alors proposée pour prendre en compte cette quantité ainsi que l'anisotropie du matériau.

Le Chapitre V a deux objectifs : le premier est de suivre expérimentalement l'évolution de l'état mécanique sous sollicitation thermique et mécanique et le second est de reproduire cette évolution par simulation numérique.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la présentation de l'analyse de durée de vie avec prise en compte des effets du grenillage. Les résultats de calculs sont comparés aux résultats expérimentaux sur éprouvettes grenillées représentatives des pieds d'aube de turbine et seront discutés.

CHAPITRE I

Etat de l'art et démarche suivie

Ce chapitre a pour objectif de faire l'état de l'art sur les deux notions importantes de cette thèse à savoir le grenaillage et le calcul de durée de vie d'une structure. La première partie est consacrée à la synthèse des études effectuées sur le grenaillage. Ensuite la procédure de calcul de durée de vie utilisée pour le cas du monocristal à base de nickel AM1 est détaillée. Enfin, la démarche proposée dans le cadre de cette thèse est présentée.

Sommaire

I. Le grenaillage de précontrainte.....	17
I.1. Le principe du grenaillage de précontrainte	17
I.1.a. Grenaillage conventionnel	17
I.1.b. Grenaillage par ultrasons	18
I.1.c. Contrôle du procédé	18
I.2. Les effets du grenaillage de précontrainte	20
I.2.a. Les contraintes résiduelles.....	20
I.2.b. Les modifications microstructurales	21
I.2.c. Les modifications de l'état de surface	21
I.3. Moyens de caractérisation des effets du grenaillage	22
I.3.a. La diffraction des rayons X.....	22
I.3.b. La mesure de dureté	27
I.3.c. L'EBS (Electron Backscatter Diffraction)	28
I.3.d. La mesure de la rugosité	30
I.3.e. Bilan sur les techniques de caractérisation des effets du grenaillage	30
I.4. Evolution de l'état mécanique sous sollicitations	32
I.4.a. Relaxation thermique	32
I.4.b. Relaxation mécanique.....	35
I.5. Effet sur la durée de vie en fatigue	38
I.5.a. Observations expérimentales	38
I.5.b. Prise en compte de l'effet du grenaillage dans les critères de fatigue.....	39
I.6. Bilan sur les études sur les effets du grenaillage	40
II. Calcul de durée de vie d'une pièce en AM1.....	41
II.1. Le principe de calcul de durée de vie en fatigue	41
II.2. Le superalliage monocristallin à base de nickel AM1.....	42
II.2.a. La microstructure du superalliage	42
II.2.b. L'anisotropie cristalline du superalliage	44
II.3. Modèles de comportement	45
II.3.a. Le modèle isotrope à 2 potentiels de Norton	45
II.3.b. Le modèle anisotrope cristallographique à un seul potentiel de Norton	46
II.3.c. Le modèle anisotrope cristallographique en « sinh+restauration »	46
II.3.d. Résumé des paramètres matériaux utiles dans le cadre de la thèse	47
II.4. Modèles d'endommagement	48
II.4.a. Le modèle d'interaction fatigue-fluage FatFlu.....	48
II.5. Bilan sur le principe de calcul de la durée de vie	52
III. Démarche suivie.....	54

I. Le grenaillage de précontrainte

I.1. Le principe du grenaillage de précontrainte

Le grenaillage de précontrainte (ou *shot-peening* en anglais) est un procédé mécanique dont l'objectif est la mise en compression des couches superficielles d'une pièce. Cette technique est beaucoup utilisée en dernier traitement sur des pièces industrielles de divers secteurs d'activité pour en améliorer la durée de vie et la résistance à la fatigue. Il existe deux types de grenaillage : le grenaillage conventionnel et le grenaillage par ultrasons. Ces deux procédés sont décrits ci-dessous. Notons que dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons au grenaillage par ultrasons car c'est avec ce procédé que sont traitées les surfaces des pieds d'aubes de turbine haute pression qui font l'objet de cette thèse.

I.1.a. Grenaillage conventionnel

Le grenaillage conventionnel est le plus répandu dans l'industrie mécanique. Il consiste à projeter des petites billes en verre ou en céramique, d'une taille allant de 0,18 mm à 2 mm, à une vitesse élevée (entre 10 et 100 m.s⁻¹) sur la surface d'une pièce. Le débit des billes se compte généralement en kilogramme par minute. Deux techniques sont utilisées pour projeter les billes pour ce type de grenaillage : la grenailleuse à air comprimé (Figure I-2) ou la grenailleuse à turbine. La première technique utilise l'air comprimé à travers une buse permettant de contrôler et d'orienter le flux de grenailles en direction de la pièce. Cette technologie est la plus communément utilisée. La seconde famille de machine utilise une turbine en rotation qui, grâce à l'effort centrifuge généré, permet de propulser les grenailles à grande vitesse.

Pour ce type de procédé, les paramètres qui entrent en jeu pour l'intensité du grenaillage sont l'angle d'ouverture du cône de projection, l'angle entre la buse et la surface à traiter, la nature et la forme des billes ainsi que le temps d'exposition [Guagliano2001].



Figure I-2 : Exemple d'une buse de grenailleuse à air comprimé [Renaud2011].

I.1.b. Grenaillage par ultrasons

Le grenaillage par ultrasons consiste à projeter des billes en verre ou en céramique sur la surface d'une pièce, comme le grenaillage conventionnel, mais, cette fois, les billes sont d'un diamètre un peu plus grand (compris entre 0,6 mm et 3 mm). Ces dernières sont placées dans une enceinte de traitement étanche constituée des parois, de la sonotrode et de la pièce à traiter. Un générateur produit un signal électrique sinusoïdal à fréquence ultrasonore. L'émetteur piézoélectrique convertit ce signal en un déplacement mécanique qui est ensuite amplifié par l'association en série d'un booster et de la sonotrode. Les billes acquièrent leur énergie cinétique grâce aux vibrations de la sonotrode et sont projetées vers la pièce à traiter dans une enceinte hermétique. Le mouvement aléatoire des billes dans le volume de la chambre de traitement assure un grenaillage uniforme de la zone traitée. Un exemple de montage de la société SONATS est présenté Figure I-3.

Les intérêts majeurs de ce procédé par rapport au grenaillage conventionnel sont, d'une part, la réduction des coûts de traitement notamment par la réduction du nombre de billes utilisées et d'autre part la diminution de la rugosité en surface [SONATS].

Les principaux paramètres de ce procédé qui agissent sur l'intensité du traitement sont l'amplitude et la fréquence de la sonotrode, le diamètre, le matériau et la densité des billes, la distance pièce-sonotrode, le volume de l'enceinte ainsi que le temps de traitement [Sanda2011].

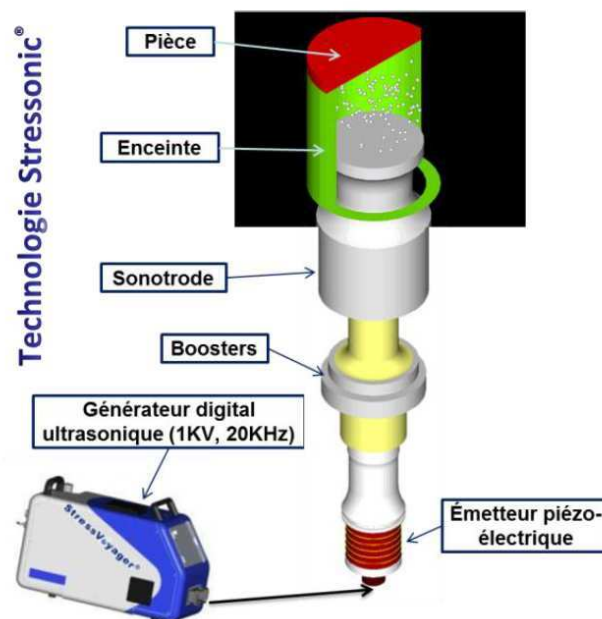


Figure I-3 : Illustration d'un traitement de grenaillage ultrason sur site [Badreddine2014].

I.1.c. Contrôle du procédé

Afin d'assurer la fiabilité et la reproductibilité du procédé, deux paramètres de contrôle sont utilisés dans l'industrie : l'intensité Almen et le taux de recouvrement. Notons, néanmoins, que certains industriels, comme SNECMA, utilisent également la mesure de contraintes résiduelles en surface de quelques pièces pour contrôler le procédé. Cette partie sera détaillée dans la partie I.3.a p.22.

L'intensité Almen

Cette intensité est déterminée à partir de plaquettes en acier à ressorts SAE 1070 de dimensions normalisées [AFNOR-06-832]. Ces plaquettes sont appelées des éprouvettes Almen. Il en existe trois types :

- Le type A d'épaisseur 1,29 mm utilisé pour les intensités Almen allant de F10A à F60A,
- Le type C d'épaisseur 2,38 mm utilisé pour les intensités plus élevées (au dessus de F5C),
- Le type N d'épaisseur 0,78 mm utilisé pour les intensités plus faibles (jusqu'à F45N).

Ces plaquettes sont fixées par quatre vis sur un bloc dédié pendant le traitement de grenaillage. Lorsque l'éprouvette est retirée du support, elle fléchit sous l'effet des contraintes résiduelles générées par le traitement (cf. détails §1.2.a p.20). La flèche Almen correspond alors à la déformée de l'éprouvette (Figure I-4).

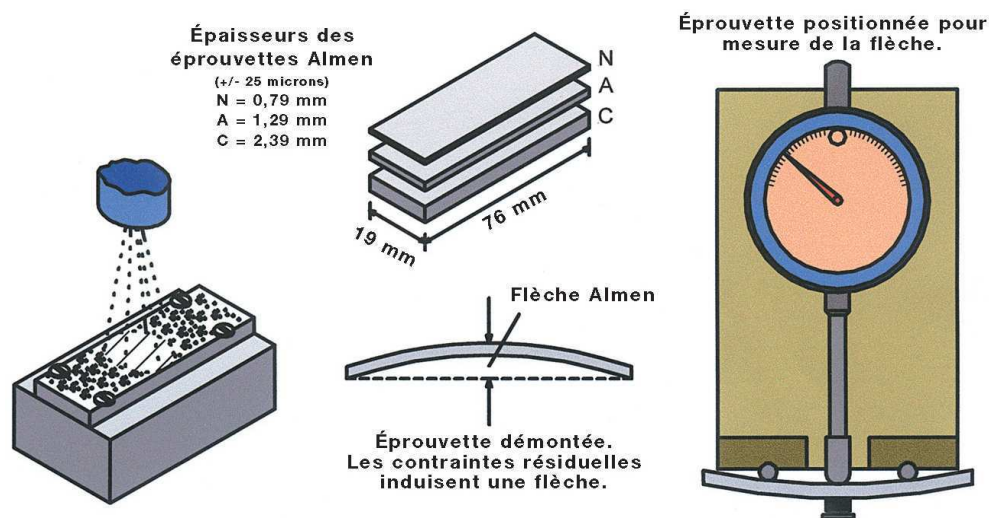


Figure I-4 : Principe du contrôle Almen [MIC2001].

L'intensité Almen correspond à la valeur de la flèche suivie du type de plaquette utilisée. Par exemple, une intensité Almen notée F10A (notation française) signifie que le procédé induit une flèche de 0,1 mm sur une éprouvette de type A. En pratique, les plaquettes Almen sont souvent disposées sur les zones à grenailler d'une pièce d'essai qui permet de fixer les paramètres opérationnels à utiliser sur la pièce à grenailler.

Le taux de recouvrement

Le taux de recouvrement correspond au pourcentage de surface impactée par rapport à la surface totale initiale. Ce critère industriel, gouverné par la norme SAE J2277 [SAE-J2277-2003], permet de juger du nombre moyen d'impacts en un point de la surface lors d'une opération de grenaillage. Il est déterminé soit par observation directe à faible grossissement de la surface grenaillée (x 10 à x 30), soit à l'aide d'un mince film fluorescent préalablement posé sur la surface traitée (procédé PeenScan). La mesure du recouvrement reste néanmoins très dépendante de l'opérateur. Des recouvrements supérieurs à 100% peuvent être spécifiés. Par exemple, une valeur de 125% est obtenue en grenaillant pendant un temps égal à 1,25 fois le temps nécessaire pour obtenir un taux de recouvrement de 100%. Une des limites de ce paramètre est que, pour un recouvrement de 100%, un point de la surface peut avoir été impacté un nombre indéfini de fois (1, 2 ou 3 fois) alors que certains points peuvent ne pas avoir été impactés.

I.2. Les effets du grenaillage de précontrainte

I.2.a. Les contraintes résiduelles

Le premier intérêt du procédé de grenaillage est l'introduction de contraintes de compression dans les couches superficielles de la pièce. Ces contraintes sont appelées « contraintes résiduelles ». Ces dernières sont définies comme étant des contraintes multiaxiales, statiques, auto-équilibrées, présentes dans un système isolé, de température uniforme et libre de tout chargement extérieur.

Lorsque les billes arrivent en surface du matériau, elles imposent une déformation élasto-plastique hétérogène dans la couche superficielle de la pièce grenaillée. Le reste de la pièce, demeuré élastique, impose alors au volume déformé (en surface), un retour à une déformation quasi nulle. Ce retour, soit élastique (adaptation), soit élastique puis plastique (accommodation) (Figure I-5), induit des contraintes résiduelles.

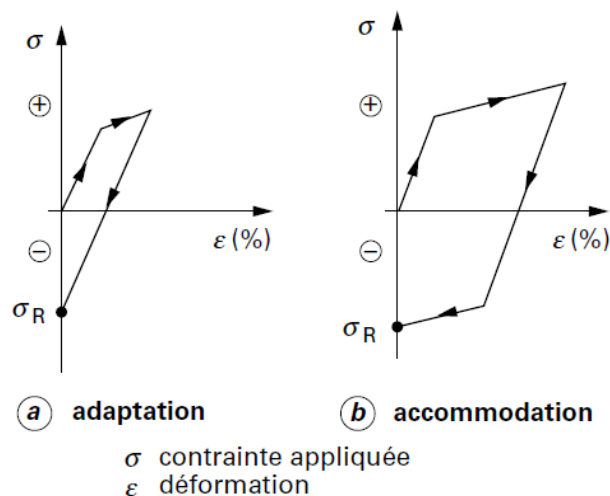


Figure I-5 : Trajet de déformation élasto-plastique à champs de déformation hétérogène [Barralis1999].

Dans le cas du grenaillage (ou des traitements de mise en compression à froid de manière générale), deux mécanismes sont à l'origine de la génération des contraintes résiduelles de compression [Wohlfahrt1984] :

- **L'effet de martelage** qui correspond à l'écoulement plastique en surface, qui se produit sous l'action des forces tangentielles provoquées par les impacts des billes. Le cisaillement est maximal en surface et génère, par conséquent, un niveau de contrainte maximal au même endroit. La continuité de la matière limite l'allongement de cette couche superficielle mince par le reste de la pièce. Elle est, de ce fait, mise en compression. Ce mécanisme est particulièrement présent pour le cas d'une surface ductile et de billes dures.
- **L'effet de la pression de Hertz** qui provoque une déformation plastique en sous couche, qui crée, quant à lui, des contraintes résiduelles maximales à quelques dizaines de micromètres sous la surface. La contrainte de cisaillement, correspondant aux impacts de billes normaux à la surface, est cette fois maximale en sous-couche, dont la profondeur est fonction du rayon de l'aire de l'empreinte laissée par l'impact. Ce mécanisme se produit généralement pour le cas d'un matériau peu ductile grenaillé par des billes de dureté relativement faible.

C'est la superposition de ces deux phénomènes qui crée les contraintes résiduelles de compression. Par ailleurs, afin de maintenir un état d'équilibre, le matériau a tendance à s'étirer en profondeur ce qui génère des contraintes résiduelles de traction. Un profil schématisé de contraintes résiduelles généré par grenaillage est présenté Figure I-6.

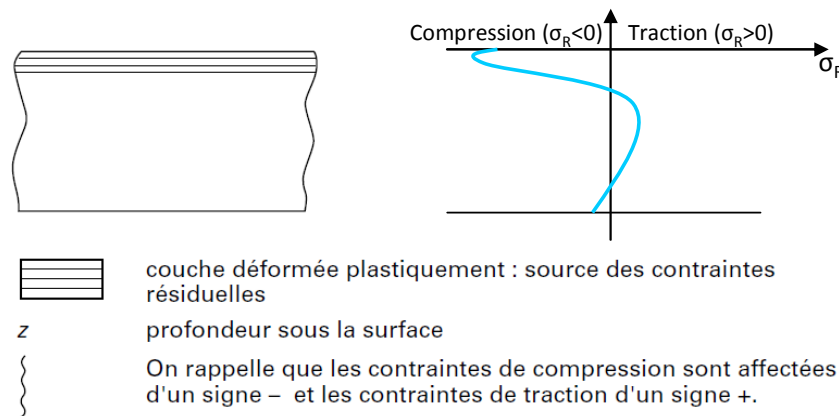


Figure I-6 : Schéma d'un profil de contraintes résiduelles typique obtenu après grenaillage de pré-contrainte [Barralis1999].

Il faut néanmoins noter à ce stade, qu'à cause du caractère polycristallin et hétérogène des matériaux métalliques, les sources des contraintes peuvent provenir de déformations aux échelles macro, micro ou submicroscopique. En plus des contraintes macroscopiques que nous venons de voir, et qui sont communément appelées les contraintes d'ordre I, on peut ajouter deux ordres de contraintes :

- Les contraintes microscopiques (ou d'ordre II) qui proviennent des différences d'orientation cristalline entre deux grains ou deux cristallites¹.
- Les contraintes sub-microscopiques (ou d'ordre III) qui sont dues aux déformations du réseau cristallin (défauts ponctuels, joints de grains, dislocations, ...).

I.2.b. Les modifications microstructurales

Lorsque les billes arrivent en surface du matériau, de manière aléatoire et cyclique, ce dernier se déforme localement. On a donc une déformation élastique qui se traduit à l'échelle atomique par des variations des distances interatomiques et une déformation inélastique qui est le résultat du déplacement et du réarrangement des dislocations. Les impacts cycliques des billes induisent également une accumulation des dislocations augmentant leur densité et donc leur blocage qui contribue au durcissement par écrouissage du matériau. Ce mécanisme augmente la limite d'élasticité de la surface de ce dernier. L'accumulation des dislocations autour des obstacles peut également induire, localement, une rotation du cristal.

Notons, néanmoins, que le grenaillage peut au contraire induire un adoucissement par annihilation des dislocations. Ce mécanisme se produit dans le cas des métaux de dureté élevée.

I.2.c. Les modifications de l'état de surface

Les impacts des billes sur une pièce engendrent une modification de son état de surface. Dans le cas où le matériau traité est dur, la rugosité aura tendance à diminuer. On aura un « gommage » des défauts superficiels. Dans le cas contraire (cas d'un matériau mou), la rugosité augmentera. Par ailleurs, la rugosité augmentera d'autant plus que l'intensité du grenaillage est élevée [Child2011, Soady2013].

¹ Une cristallite est une zone qui ne contient aucun défaut (dislocation, joint de grain, précipité, ...).

I.3. Moyens de caractérisation des effets du grenailage

La caractérisation du grenailage s'effectue, dans la majeure partie du temps, par l'étude des contraintes résiduelles qui résultent de l'énergie élastique emmagasinée dans le matériau écroui par la création des dislocations. Ces contraintes dites « élastiques » peuvent être mesurées par diffraction des rayons X en prenant comme jauge de déformation les distances interatomiques. La déformation mesurée est donc purement élastique. Néanmoins, cette technique ne permet pas de quantifier les déformations inélastiques qui font intervenir des déplacements atomiques d'une position d'équilibre à l'autre, sans changement global des distances interatomiques. On parle également dans ce cas d'écrouissage (ou *work-* ou *strain-hardening*). Plusieurs techniques sont récemment proposées dans la littérature pour le caractériser pour le cas des polycristaux : les largeurs des pics de diffraction, la dureté et l'EBSD (*Electron BackScatter Diffraction*). A notre connaissance, ces techniques n'ont jamais été exploitées dans le cas d'un matériau monocristallin.

Par ailleurs, comme nous venons de le voir, le grenailage induit également une modification de l'état de surface qui est généralement caractérisé soit par méthodes mécaniques via un palpeur soit par méthodes optiques.

Le fonctionnement de ces techniques ainsi que les études effectuées avec ces dernières sont décrites ci-dessous.

I.3.a. La diffraction des rayons X

Plusieurs méthodes sont utilisées pour mesurer les contraintes résiduelles expérimentalement [Withers2001, Rossini2012] : les méthodes mécaniques comme la méthode du trou incrémental ou *hole drilling method* en anglais [Sicot2004, Mahmoudi2011, Skouras2013], les méthodes de diffraction par rayons X ou synchrotron [Hauk1997, Noyan1987] ou encore d'autres méthodes comme les méthodes ultrasonores et magnétiques. La méthode la plus utilisée, cela dit, est la méthode par diffraction des rayons X. Cette dernière permet de mesurer en laboratoire les contraintes d'ordre I (et II) sur une profondeur d'environ 1 à 20 micromètres avec une précision instrumentale inférieure à la dizaine de MPa. Cette méthode est non destructive car elle n'altère pas le matériau étudié. Cependant, pour obtenir des profils de contraintes dans l'épaisseur d'une pièce, il est nécessaire d'enlever successivement des couches superficielles de l'échantillon de manière irréversible, l'ensemble de la procédure est donc considéré comme destructif. Il n'est donc pas possible d'obtenir l'ensemble des composantes du tenseur des déformations associé à un échantillon massif sans faire d'hypothèses liées à la redistribution des champs après enlèvement de matière.

I.3.a.i. Le principe

Lorsqu'on envoie un faisceau de rayons X sur un matériau cristallin, il est possible de mesurer la distance interréticulaire (ou interatomique) d_{hkl} d'une famille de plans cristallins définie par les indices de Miller h , k , l . En effet, la modification de cette distance entraîne une modification du diagramme de diffraction d'un faisceau monochromatique qui se manifeste par un déplacement angulaire des pics de diffraction comme le schématise la Figure I-7.

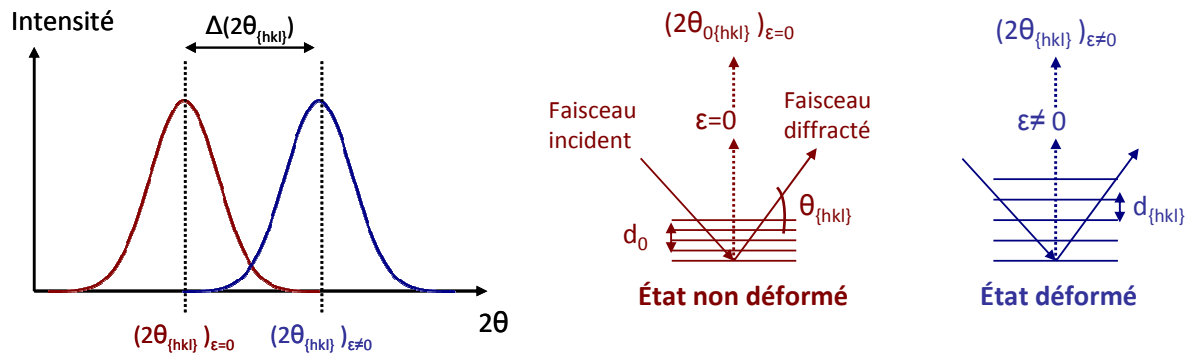


Figure I-7 : Déplacement d'un pic de diffraction entre un état non déformé et un état déformé.

La relation qui permet de relier l'angle de diffraction en fonction de cette distance interréticulaire est la relation de Bragg :

$$2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} = n\lambda \quad \text{Eq. I-1}$$

Où λ représente la longueur d'onde émise par les rayons X et n est un entier naturel appelé ordre de diffraction. L'angle de Bragg θ (ou angle de diffraction) est, quant à lui, défini comme l'angle entre le plan diffractant et le faisceau incident (Figure I-8).

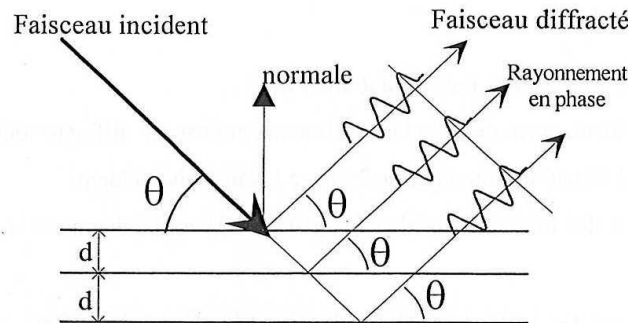


Figure I-8 : Définition de l'angle de Bragg associé à la famille de plans $\{hkl\}$.

La déformation élastique ε_{hkl} du réseau cristallin peut ensuite s'exprimer de la manière suivante (notation conventionnelle et rationnelle) :

$$\varepsilon_{hkl} = \frac{d_{hkl} - d_{hkl}^0}{d_{hkl}^0} \approx \ln \left(\frac{d_{hkl}}{d_{hkl}^0} \right) \quad \text{Eq. I-2}$$

Où d_{hkl}^0 est la distance interréticulaire du matériau non déformé et θ_0 est la position du pic de diffraction que l'on obtiendrait sur le matériau non déformé.

On rappelle ici que la déformation mesurée est élastique.

I.3.a.ii. Détermination des contraintes résiduelles par diffraction

Le principe d'analyse des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X est alors de prendre comme jauge de déformation cette distance interréticulaire. Les contraintes se déduisent ensuite en utilisant la mécanique des milieux continus.

Dans le cas d'un matériau polycristallin homogène, macroscopiquement isotrope, composé de grains fins ($<30\text{ }\mu\text{m}$) et sans gradient de contrainte ou de composition dans l'épaisseur sondée, on utilise la méthode dite des « $\sin^2\psi$ » [AFNOR2004]. Cette méthode consiste en l'acquisition d'une famille de plans cristallographiques $\{hkl\}$ pour plusieurs orientations de l'échantillon. La présence de nombreuses cristallites orientées aléatoirement dans le matériau assure que la condition de diffraction (Figure I-8) est vérifiée quelle que soit l'orientation de l'échantillon (Figure I-9 à gauche). Les contraintes sont ensuite obtenues via la loi de Hooke projetée dans le repère de diffraction. En pratique, cela revient à collecter la distance interréticulaire de chaque famille de plans mesurée en fonction de l'orientation de l'échantillon. L'ajustement de ces points de mesure par une droite ou une ellipse permet de déterminer le niveau de contrainte dans la direction de mesure.

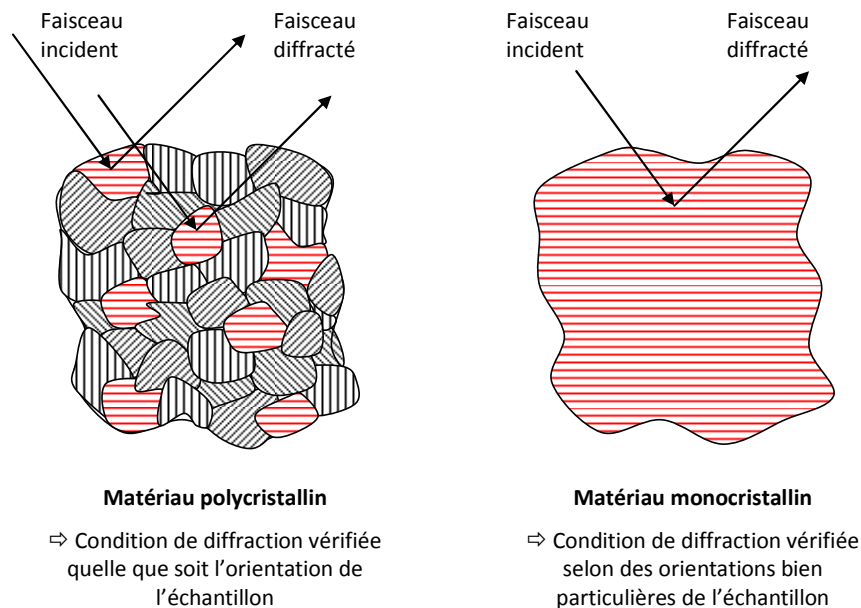


Figure I-9 : Schéma de condition de diffraction en 1D pour un matériau polycristallin (à gauche) et monocristallin (à droite). Les entités en condition de diffraction sont schématiquement représentées en rouge.

Pour le cas des monocristaux, en revanche, la condition de diffraction est vérifiée uniquement sur un ensemble discret d'orientations de l'échantillon (Figure 9 à droite), la méthode des $\sin^2\psi$ ne peut donc pas s'appliquer. La détermination des distances interréticulaires dans ce cas, implique donc deux impératifs :

- la connaissance de l'orientation précise du monocristal (orientation du cristal en fonction du repère de l'échantillon) ;
- le placement du cristal en position de diffraction.

Dans ce contexte, deux approches ont été développées : la diffraction de Laue qui nécessite l'utilisation d'un faisceau polychromatique [Warren1969] et la méthode d'Ortner [Ortner1983] qui implique l'utilisation d'un faisceau monochromatique. La première technique permet d'obtenir naturellement la partie déviatorique du tenseur des déformations et nécessite une mesure complémentaire pour déterminer la partie hydrostatique, soit avec un faisceau monochromatique, soit avec un cristal tournant de silicium ou de diamant. Cette technique a fait l'objet de récents travaux [Tamura2002, Levine2006, Robach2013, Chen2015, Guo2015, Petit2015]. La deuxième technique permet, quant à elle, de déterminer l'ensemble des composantes du tenseur des déformations. Les diffractomètres de l'ONERA produisant tous un faisceau monochromatique, c'est donc cette méthode que nous avons retenue.

Initialement, cette méthode d'Ortner vient de développements effectués dans les années 60. Elle est basée sur l'analyse de diffraction de Kossel [Imura1962] afin de mesurer les contraintes résiduelles dans les matériaux monocristallins. La précision de cette dernière a largement été augmentée avec l'amélioration du contrôle par ordinateur des goniomètres Eulériens [Busing1967, Bol'shakov1975, Godijk1980] et par des développements théoriques réalisés dans les années 80 [Ortner1983, François1987]. Ces développements consistent, en parti, en l'introduction d'un tenseur métrique qui lie le tenseur des déformations et les distances interréticulaires mesurées sur différents plans. Cette méthode maintenant fréquemment appelée la « méthode d'Ortner », est basée sur la mesure de l'angle de Bragg de plusieurs dizaines de pics de diffraction. Ces angles permettent ensuite de remonter aux distances interréticulaires via la loi de Bragg précédemment décrite, puis ces dernières sont reliées au tenseur des déformations via l'introduction d'un tenseur métrique. La détermination du tenseur complet des déformations implique donc la mesure d'au moins 6 distances interréticulaires. Néanmoins, pour des raisons statistiques une vingtaine de plans est généralement mesurés. Cette méthode a été appliquée notamment pour mesurer l'état de contraintes dans des matériaux à gros grains (>1 mm) [Barral1987, Crostack1988, Dupke1995, Seiler2005, Huang2006] ou encore sur un monocristal de silicium [François1987].

Les détails théoriques et pratiques de cette méthode seront présentés dans le Chapitre III. Notons cependant dès maintenant que la méthode n'a jamais, à notre connaissance, été utilisée dans le cas d'un superalliage monocristallin industriel comme c'est le cas de l'AM1 (le matériau est présenté dans le paragraphe II.2 p. 42).

I.3.a.iii. Exploitation des largeurs des pics de diffraction

Nous venons de voir que la mesure des contraintes résiduelles peut être obtenue à partir de la position des pics de diffraction. Cependant, la largeur de ces pics peut également donner des informations sur le cristal. Cette largeur peut être caractérisée de deux manières : la largeur à mi-hauteur (sous entendu du maximum du pic) généralement notée FWHM (pour *Full Width at Half Maximum* en anglais), ou la largeur intégrale qui représente la surface sous le pic divisée par sa hauteur nette.

De manière générale, on constate que la largeur des pics de diffraction décroît en fonction de la profondeur d'une pièce grenailée. Un exemple est donné sur la Figure I-10 pour le cas d'un alliage polycristallin d'acier grenailé. Cela implique donc que les largeurs des pics sont influencées par les effets du grenailage.

En effet, la forme des pics de diffraction obtenus lors des analyses par diffraction des rayons X, est due à de nombreux facteurs : la largeur instrumentale (dépendant des instruments utilisés pour les mesures), la taille des cristallites, la distorsion du cristal, la distribution des contraintes d'un grain à l'autre, l'hétérogénéité de composition chimique au sein du volume diffractant, etc. On note, néanmoins, que la largeur instrumentale peut être déconvoluée des effets matériaux à l'aide d'une mesure effectuée avec le même diffractomètre sur un échantillon de référence dont les effets de taille et la distorsion sont connus.

- Williamson [Williamson1953] propose une méthodologie permettant de différencier les contributions de la taille des cristallites et de la distorsion du réseau cristallin. Cette méthode se base sur les relations de Scherrer [Patterson1939] et de Stokes [Stokes1944] qui permettent d'obtenir la relation suivante :

$$W_{hkl} \cos \theta_{hkl} = \frac{k\lambda}{L} + \eta \sin \theta_{hkl} \quad \text{Eq. I-3}$$

Où θ_{hkl} est l'angle de Bragg, W_{hkl} la largeur intégrale du pic de diffraction, L la moyenne des tailles des cristallites, η la distorsion du cristal, et k une constante dépendante de la taille et de la forme des cristallites (souvent prise égale à 1). Cette approche suppose que les cristallites sont sphériques et que la distorsion du réseau projetée sur le vecteur diffraction est identique dans toutes les directions de l'espace. D'autres approches permettent de traiter des cas plus complexes [Ungar2001].

En traçant $W_{hkl} \cos \theta_{hkl}$ en fonction de $\sin \theta_{hkl}$, il est alors possible de déterminer la distorsion du cristal ainsi que la taille des cristallites.

Cette méthodologie est généralement utilisée dans le cas des polycristaux et pour des angles ψ (angle entre la normale à l'échantillon et la direction de mesure des déformations) constants pour chaque plan (donc pour chaque θ_{hkl}) [Langford1978, Luck2004]. Elle a également été utilisée dans le cas d'échantillons grenailés par Tan [Tan2008].

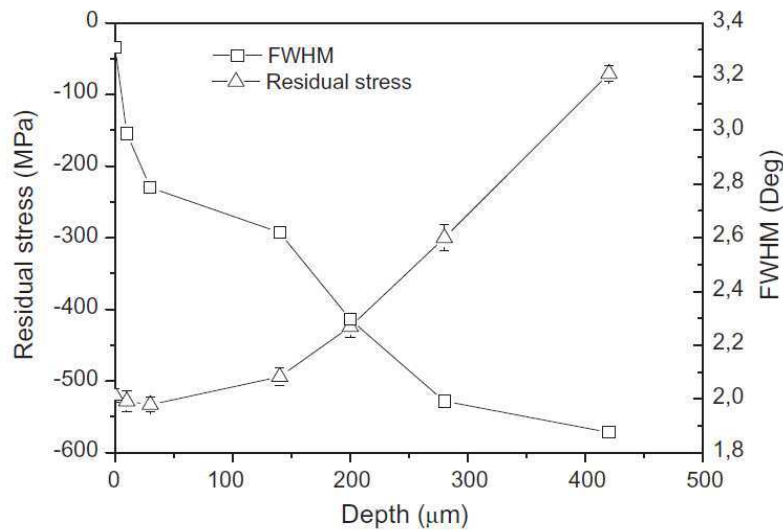


Figure I-10 : Evolution des contraintes résiduelles et des largeurs à mi-hauteur des pics de diffraction (FWHM) en fonction de la profondeur d'un alliage d'acier grenailé [Dalaei2011].

- Une autre approche est proposée par Prevéy [Prev y1987] afin de quantifier la déformation plastique induite par grenailage à partir des largeurs des pics de diffraction. Cela consiste à déterminer une relation préalable entre la déformation plastique et les largeurs de pics. Cette calibration est effectuée sur des éprouvettes sollicitées pour plusieurs niveaux de plastification connus pour lesquels les largeurs des pics sont déterminées. On peut alors tracer les largeurs obtenues en fonction des déformations plastiques (Figure I-11). Cette évolution est, par exemple, de la forme suivante :

$$W = A[1 - \exp(-B\varepsilon_p)] + C\varepsilon_p + D \quad \text{Eq. I-4}$$

Où A , B , C et D sont des paramètres à déterminer en fonction du matériau.

Prevéy montre également, dans le cas de polycristaux à base de nickel, que cette relation est valable quelle que soit la sollicitation subie par la pièce, que ce soit de la traction, de la compression, de la torsion ou de la flexion (Figure I-11).

Cette technique est, de nos jours, utilisée par de nombreux auteurs sur des matériaux variés qui restent cependant des polycristaux [Evan2005, Dalaei2012, Foss2013].

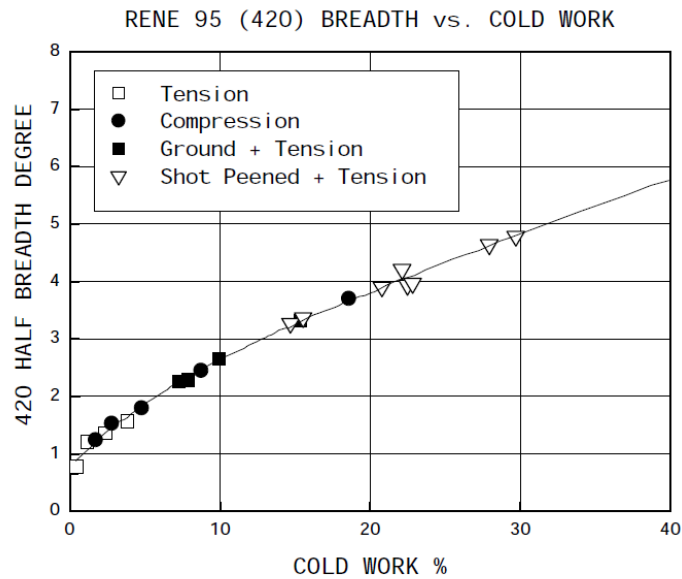


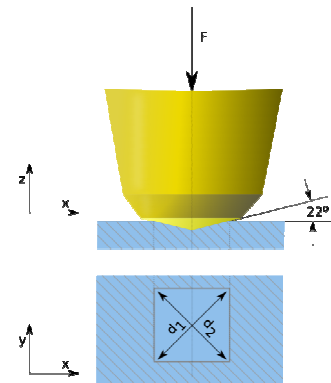
Figure I-11 : Relation empirique reliant les largeurs des pics de diffraction de la famille de plans {420} en fonction de la déformation plastique [Prevéy1987].

I.3.b. La mesure de dureté

La mesure de la dureté peut s'effectuer de deux manières : par pénétration (ou indentation) et par rayage. La technique la plus utilisée est néanmoins l'essai de dureté Vickers qui va être détaillé ici. Cette technique fait l'objet de plusieurs normes européennes [AFNOR-6507].

I.3.b.i. Le principe

La mesure de dureté par indentation a pour principe de faire pénétrer une pointe indéformable dans le matériau à tester avec une force donnée. Les dimensions de l'empreinte résultante permettent ensuite de déduire la dureté. Pour le cas de la dureté Vickers, la pointe a une forme pyramidale normalisée en diamant de base carrée.



La dureté Vickers HV est calculée de la manière suivante :

$$HV = \frac{2F \cdot \sin(136^\circ/2)}{g \cdot d^2} \quad \text{Eq. I-5}$$

Où F est la force appliquée (en Newton), d la moyenne des diagonales de l'empreintes (en mm) et g l'accélération terrestre ($\approx 9,80665 \text{ m.s}^{-2}$).

De manière générale, la dureté a tendance à décroître en fonction de la profondeur des structures grenillées [Foss2013, Child2011].

I.3.b.ii. Lien entre la dureté et la limite d'élasticité

Le lien entre la dureté et la limite d'élasticité, provenant de l'augmentation de la densité de dislocations dans les zones écrouies et donc de l'augmentation de la résistance à la déformation plastique, est actée par de nombreux auteurs. Cependant, les relations analytiques restent encore variées selon les matériaux étudiés.

La plus ancienne est la relation linéaire suivante [Tabor1956] :

$$\sigma_y = \frac{1}{3}HV \quad \text{Eq. I-6}$$

Cahoon [Cahoon1971] propose, quant à lui, une autre relation pour le cas d'alliages d'aluminium et d'un acier 1040 en faisant intervenir le coefficient d'écrouissage plastique n :

$$\sigma_y = (HV/3)(0.1)^n \quad \text{Eq. I-7}$$

Une étude plus récente sur alliage Al-Zn-Mg menée par Srikant [Srikant2006], montre que la limite d'élasticité peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{K}{\epsilon_{0,2\%}} = \left[\frac{3P}{2\pi\sigma_y} \right]^{0.5} \quad \text{Eq. I-8}$$

Où P est la force appliquée au cours de test de dureté, K est une constante dépendant du rayon plastique induit par l'indentation et $\epsilon_{0,2\%} = 0,002$.

I.3.c. L'EBSD (*Electron Backscatter Diffraction*)

La diffraction des électrons rétrodiffusés ou *Electron BackScatter Diffraction* (EBSD) est utilisée pour mesurer les orientations locales dans la microstructure des matériaux. Grâce à cette technique, on peut mesurer des cartographies d'orientations (reconstruction de la microstructure à partir de la mesure des orientations cristallographiques) et des phases. A l'aide de ces cartographies, on a accès à la texture cristallographique, à la distribution des joints de grains et aux gradients d'orientations intragranulaires du cristal.

Notons, ici, que les rayons X utilisés avec un faisceau plus grand que la taille de la microstructure (grain, dendrites...), permettent de remonter à la distribution des orientations dans le cristal, mais cela ne peut être corrélé à la microstructure car il s'agit d'une mesure globale moyennée sur le volume irradié ($\approx 1 \times 10^{-1} \text{ mm}^3$). L'EBSD, quant à lui, permet une analyse plus locale avec une surface irradiée d'environ $0,5 \times 0,5 \text{ } \mu\text{m}^2$ (pouvant aller jusqu'à $10 \times 10 \text{ nm}$) sur une profondeur d'une centaine de nanomètres.

I.3.c.i. Le principe

En pratique, l'analyse EBSD s'effectue dans un Microscope Electronique à Balayage (MEB) équipé, en plus des éléments du MEB, d'un écran fluorescent et d'une caméra CCD² (*charge coupled device*) à

² Ce dispositif assure la conversion d'un signal lumineux en signal électrique

bas niveau de lumière. L'échantillon plat et poli³ est placé dans l'enceinte du MEB avec un angle d'inclinaison de 70° vers la caméra CCD (Figure I-12-a). Les électrons qui arrivent sur l'échantillon sont diffusés dans un large domaine angulaire. Certains de ces électrons se trouvent nécessairement en condition de Bragg avec les différentes familles de plans et diffractent. Certains d'entre eux percuteront et exciteront l'écran phosphorescent, provoquant sa fluorescence. Lorsque plusieurs plans différents diffractent les électrons, ils forment des lignes de Kikuchi (Figure I-12-b) qui correspondent à chacun des plans de diffraction du réseau. L'indexation (de nos jours automatique) de ces lignes permet de remonter à l'orientation cristallographique. Le balayage de la zone d'étude, permet alors la création de cartographies d'orientations. De ces cartographies, plusieurs données peuvent être récupérées, par exemple, le GOS (*Grain Orientation Spread*) qui la désorientation moyenne intragranulaire, le GAM (*Grain Average Misorientation*) qui est la désorientation moyenne de toutes les combinaisons possibles de deux pixels voisins d'un grain ou encore le KAM (*Kernel average misorientation*) qui représente l'angle de désorientation moyen entre le pixel considéré et ses voisins situés à une certaine distance définie en fonction du nombre de voisins.

On notera que l'EBSD peut également servir à l'analyse des déformations (et des contraintes résiduelles) en s'appuyant sur les lignes de Kikuchi en remontant, via la loi de Bragg, aux distances interréticulaires. Cette technique nécessite, néanmoins, une caméra CCD de très haute résolution et seules les parties déviatoriques des tenseurs sont obtenues directement [Wilkinson1996].

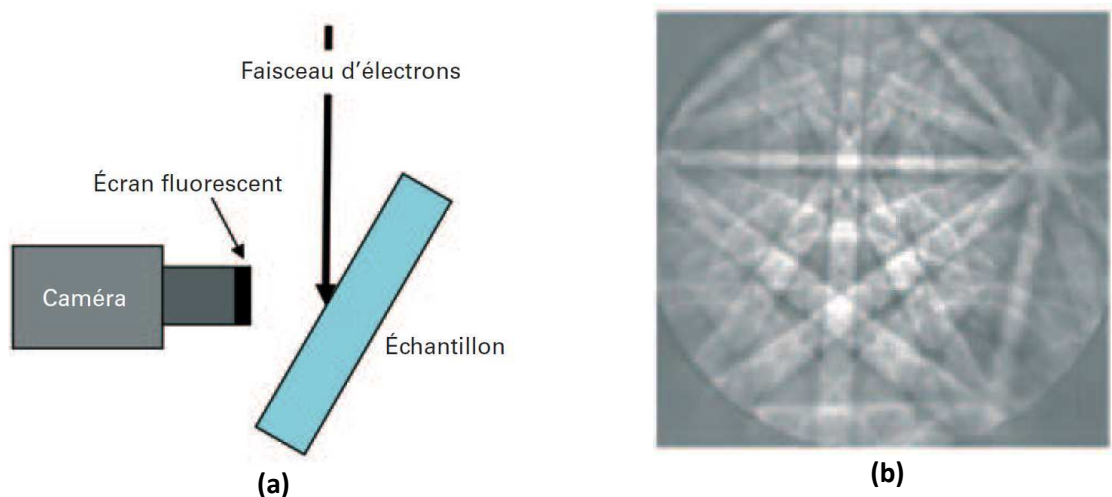


Figure I-12 : (a) Schéma du dispositif d'analyse EBSD – (b) Exemple de lignes de Kikuchi [Baudin2010].

I.3.c.ii. Exploitation des orientations cristallines

En s'appuyant sur ces clichés EBSD et plus particulièrement la valeur du GOS, Child [Child2011] propose une quantification de la profondeur écrouie par grenailage d'un superalliage à base de Nickel polycristallin. Il montre, entre autres, que plus l'intensité du grenailage est grande, plus la profondeur écrouie est élevée (allant de 30 µm à 250 µm).

³ Une attention particulière doit être prise pour la préparation des échantillons, qui doivent être polis de façon très soigneuse. En effet, l'EBSD permet d'analyser des profondeurs faibles de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, de plus une bonne préparation permet de réduire l'écrouissage qui peut affecter la qualité des clichés.

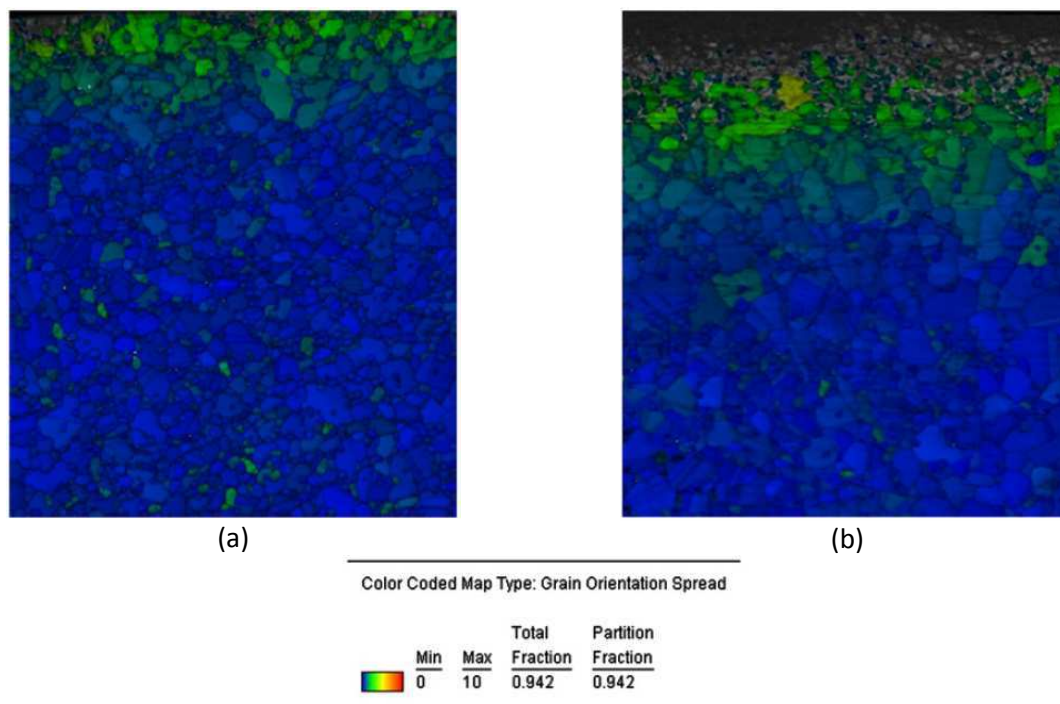


Figure I-13 : Carte du GOS pour une faible (a) et forte (b) intensité de grenailage effectué sur un superalliage à base de Nickel [Child2011].

I.3.d. La mesure de la rugosité

On désigne par rugosité, les aspérités et les creux d'une surface mesurés par rapport à la surface moyenne assimilée localement à un plan. Plusieurs paramètres existent pour quantifier cette rugosité [Raphet2008]. Néanmoins les plus couramment utilisées sont :

- L'écart moyen arithmétique du profil évalué (R_a), soit la moyenne arithmétique des valeurs absolues des ordonnées du profil pour une longueur de base ;
- La hauteur totale du profil (R_t) c'est-à-dire la somme de la plus grande des hauteurs de saillie du profil et du plus grand des creux du profil à l'intérieur d'une longueur d'évaluation.

Ces paramètres peuvent être obtenus, d'une part, par méthode mécanique par palpeur et d'autre part, des méthodes optiques peuvent également être utilisées.

I.3.e. Bilan sur les techniques de caractérisation des effets du grenailage

Les techniques de détermination des contraintes résiduelles est, de nos jours, bien comprise. Toutefois, les méthodes de caractérisation de l'écrouissage ne sont pas encore standardisées. Certains auteurs mettent, en effet, toutes ces méthodes en regard que ce soit de manière qualitative [Child2011, Foss2013] ou quantitative [Soady2013]. Cette dernière propose, en effet, une calibration de ces trois techniques en fonction de la déformation plastique sur l'acier FV448 à l'instar de la technique proposée par Prevéry [Prevéry1987] pour la largeur des pics de diffraction. Elle mesure donc, en plus des largeurs à mi-hauteur, la dureté Vickers et le KAM (via la cartographie EBSD) sur des éprouvettes déformées plastiquement d'une valeur connue. Elle en déduit les relations suivantes :

$$HV = 41,75(\epsilon_p)^{0,5387} \text{ et } KAM=1,213+2,937\epsilon^p \quad \text{Eq. I-9}$$

Elle utilise ensuite cette calibration pour déterminer le profil de déformation plastique dans la profondeur d'éprouvettes grenillées. La Figure I-14-a présente les résultats obtenus avec les trois méthodes. Les valeurs des déformations plastiques obtenues par EBSD et diffraction semblent similaires mis à part en surface tandis que la micro dureté donne une valeur plus élevée.

Pour aller plus loin, Soady utilise le modèle de Ramberg-Osgood, dont l'expression est donnée Eq. I-10, pour estimer la limite d'élasticité du matériau (Figure I-14-b). On voit, ici, nettement que la dureté surestime les valeurs de limites d'élasticité par rapport aux deux autres méthodes. La technique EBSD permettant une mesure plus locale, l'auteur accorde plus de crédibilité aux valeurs obtenues par cette méthode.

$$\sigma = \sigma_y + K(\epsilon^p)^m \quad \text{Eq. I-10}$$

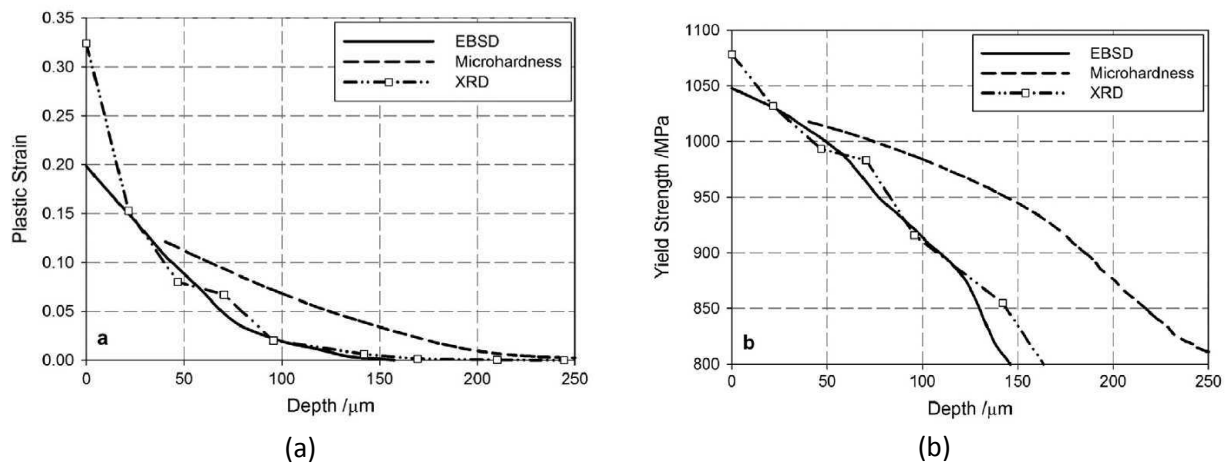


Figure I-14 : (a) Déformation plastique obtenue par calibration à partir de trois méthodes et (b) limite d'élasticité déduite du modèle de Ramberg-Osgood pour le cas de l'acier FV448 [Soady2013].

Le tableau ci-dessous résume les techniques utilisées dans la bibliographie ainsi que les quantités mesurées / estimées.

	Quantités mesurées	Quantités accessibles
Diffraction des rayons X	- Distance interréticulaire d_{hkl} - Largeur des pics de diffraction W_{hkl}	- Déformation élastique et contraintes (via la loi de Bragg et la loi de Hooke) - Ecrouissage (par calibration préliminaire)
EBSD	- distance interréticulaire d_{hkl} - Orientation du cristal	- Déformation élastique et contraintes (via la loi de Bragg et la loi de Hooke) - Profondeur d'écrouissage - Ecrouissage (par calibration préliminaire)
Essais d'indentation	-Dureté	- Limite d'élasticité (via des modèles empiriques) - Ecrouissage (par calibration préliminaire)
Essais de rugosité	- Topographie de surface	- Rugosité R_a , R_t ...

I.4. Evolution de l'état mécanique sous sollicitations

Les effets du grenaillage, précédemment évoqués, évoluent en fonction des sollicitations subies par les pièces en service. Les structures industrielles étudiées pouvant être sollicitées à hautes températures, des mécanismes complexes entre l'effet de la température et des chargements cycliques interviennent. Ainsi les études distinguent, en général, les deux phénomènes [Vöhringer1987, Cao1994]. On parlera alors de « relaxation thermique », incluant la relaxation de l'état mécanique (notamment des contraintes résiduelles) suite à des chargements thermiques seuls, ou de « relaxation mécanique », incluant la relaxation de l'état mécanique sous chargements cycliques à température généralement constante.

I.4.a. Relaxation thermique

I.4.a.i. Observations expérimentales

La Figure I-15, tirées des travaux de Cao [Cao1994] sur le superalliage à base de nickel Astroloy, présente l'évolution typique des contraintes résiduelles de surface en fonction du temps à une température T constante ($T=550^{\circ}\text{C}$ et 650°C pour cet exemple). Les contraintes résiduelles se relaxent rapidement au cours des premiers instants de maintien en température et tendent à se stabiliser par la suite [Masmoudi1989]. Ce phénomène est observé pour des contraintes résiduelles introduites par grenaillage, choc laser et grenaillage par gravité ou encore par laminage [Prevéy1998, Juijerm2006, Zhou2011]. Cependant, les études menées par Schulze [Schulze1993] montrent que la vitesse de relaxation n'est pas la même en fonction de la profondeur étudiée. Il montre sur le cas d'un alliage d'aluminium que c'est en surface qu'elle est la plus rapide.

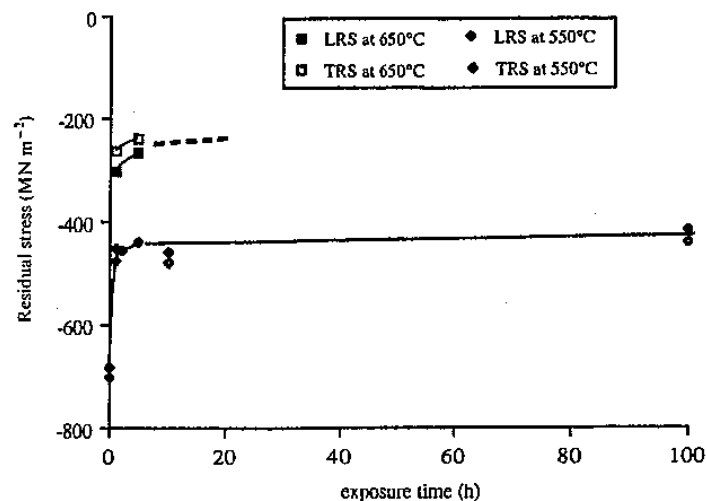


Figure I-15 : Evolution de la contrainte résiduelle de surface longitudinale (LRS) et transversale (TRS) mesurée par diffraction des rayons X sur un superalliage à base de Nickel (Astroloy) en fonction du temps d'exposition à une température de 550°C et 650°C [Cao1994].

Afin de compléter ces observations, certains auteurs s'appuient sur la caractérisation de l'érouissage dans la profondeur en utilisant les techniques précédemment décrites [Cao1994, Prevéy2000, Foss2013]. Leurs études ont montré que la relaxation thermique est d'autant plus rapide aux endroits où l'érouissage est élevé. La Figure I-16 tirée d'une étude de Prevéy [Prevéy2000] sur l'INCO718, montre, en effet, l'évolution du taux de contraintes restantes en fonction de l'érouissage initial.

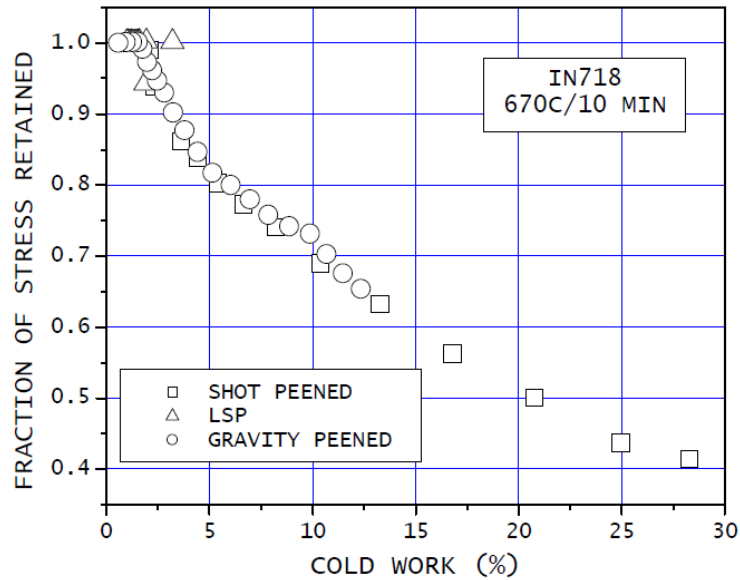


Figure I-16 : Taux de contrainte non relaxée en fonction de l'érouissage mesurée en surface de l'échantillon de INCO718 ayant subi du grenailage (« *shot peened* »), du choc laser (« *LSP* » pour « *laser shot-peened* » en anglais) et du grenailage par gravité (« *gravity peened* ») [Prevey2000].

Ce mécanisme de relaxation rapide dès les premiers instants de mise en température est lié aux procédés d'introduction des contraintes résiduelles. En effet, ces derniers induisent un état instable en sub-surface du matériau. Une sollicitation extérieure, telle qu'une montée en température, conduit à l'annihilation ou à la réorganisation des défauts internes du matériau (dislocations, lacunes,...), ce qui engendre une diminution de l'énergie interne au sein de ce dernier. Les déformations élastiques liées aux incompatibilités plastiques dans la matière sont alors converties en déformations irréversibles [Cao1994]. Une fois stabilisée, la microstructure n'a plus de raison d'évoluer.

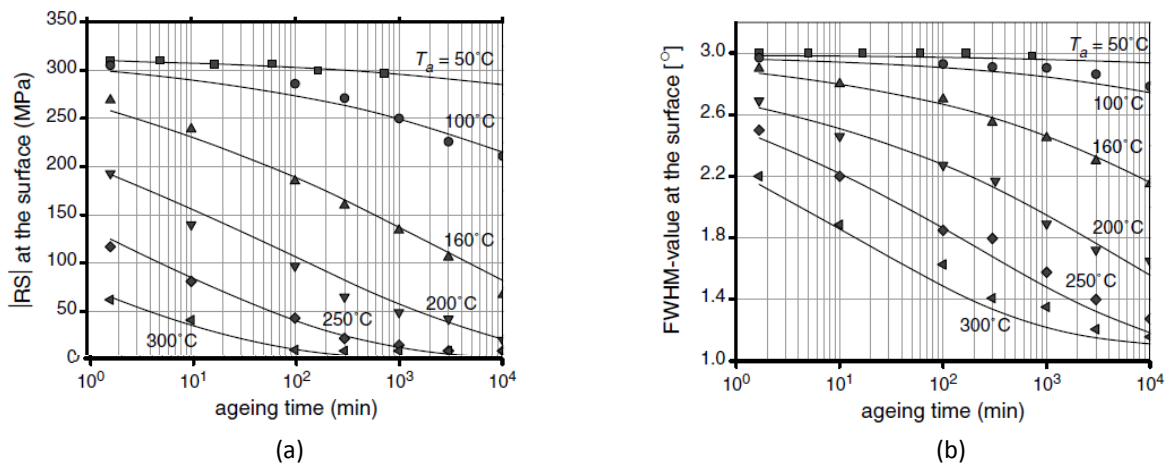


Figure I-17 : Evolution des contraintes résiduelles (a) et de la valeur de la largeur à mi-hauteur des pics de diffraction (FWHM) (b) en surface en fonction du temps d'exposition en température d'un aluminium (AA6110-T6) laminé [Juijerm2006]. Les symboles présentent les résultats expérimentaux et les lignes leur modélisation analytique par le modèle de Zener-Wert-Avrami [Vöhringer1983] (cf. §I.1.b. pour plus de détails).

Les études montrent, par ailleurs, que la relaxation des contraintes résiduelles et des densités de dislocations est d'autant plus forte que la température est élevée. La Figure I-17 permet d'illustrer cette remarque dans le cas d'un acier laminé [Juijerm2006] où la contrainte et les largeurs à mi-hauteur des pics de diffraction (FWHM) ont été mesurées pour des températures allant de 50°C à 300°C pour des temps de maintien de 1 à 10000 minutes. Cette observation est également vraie pour des matériaux à base de nickel comme le GH4169 [Ren2014] ou l'INCO718 [Prevéy2000].

I.4.a.ii. Modélisation de la relaxation thermique

Le modèle le plus couramment utilisé pour traduire la relaxation thermique des contraintes résiduelles est le modèle Zener-Wert-Avrami [Vöhringer1983]. Celui-ci traduit l'évolution du rapport entre la contrainte résiduelle $\sigma^{RS}(T,t)$ pour un temps de maintien t à une température T à la profondeur d et la contrainte résiduelle initiale $\sigma^{RS}(T,t=0)$ à cette profondeur d sous la forme suivante :

$$\frac{\sigma^{RS}(T,t)}{\sigma_0^{RS}} = \exp\left(-\left[C \exp\left(-\frac{\Delta H_A}{kT}\right)t\right]^m\right) \quad \text{Eq. I-11}$$

où ΔH_A est l'enthalpie d'activation pour le processus de relaxation des contraintes, k est la constante de Boltzmann ($k= 1,3806488 \times 10^{-23} \text{ m}^2.\text{kg}.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$), C est une constante et m un paramètre matériau dépendant du mécanisme de relaxation.

L'identification des paramètres C , m et ΔH_A (supposés indépendants de la température) s'effectue en traçant le $\log\left(\ln\left(\frac{\sigma_0^{RS}}{\sigma^{RS}(T,t)}\right)\right)$ en fonction de $\log(t)$. La courbe permet donc de tracer une droite dont la pente est égale à m et l'ordonnée à l'origine correspond à la quantité $\left(m \log C - \frac{m}{\ln 10} \frac{\Delta H_A}{kT}\right)$ [Hoffmann1985].

De nombreux auteurs montrent que ce modèle permet de bien retranscrire la relaxation thermique des contraintes résiduelles [Juijerm2006 (Figure I-17-a), Feng2009, Ren2015].

D'autres modèles permettent de traduire la relaxation thermique des contraintes résiduelles notamment le modèle de Masmoudi [Masmoudi1989] qui s'appuie sur la loi de comportement du matériau et permet de traduire la redistribution des microdéformations plastiques pendant le maintien en température.

I.4.b. Relaxation mécanique

I.4.b.i. Observations expérimentales

L'étude de la relaxation mécanique s'effectue sous sollicitations cycliques, en général, à une température constante (cela dans le but de dissocier les effets de la relaxation thermique et mécanique). Elle dépend de plusieurs paramètres comme le comportement du matériau (notamment sa limite d'élasticité), son état mécanique initial (contraintes résiduelles, écrouissage,...), la température ou encore la nature de la sollicitation. Cela dit, tous les auteurs [Torres2002, McClung2007, Dalaei2011] s'accordent à dire que la relaxation des contraintes augmente avec l'amplitude de sollicitation et le nombre de cycles subis par la pièce. Vöhringer [Vöhringer1987] propose une classification en quatre catégories pour lesquelles la relaxation de la contrainte résiduelle en surface de la structure est différente. Cette classification dépend de la valeur de contrainte alternée uniaxiale appliquée σ_a relativement aux valeurs de la limite d'élasticité de l'éprouvette $\check{R}_e$ et de sa limite d'élasticité cyclique $\check{R}_{e,cyc}$. L'évolution de la contrainte de surface pour les quatre cas distingués ci-dessous est représentée sur le Figure I-18. On a alors :

- lorsque $\sigma_a < \check{R}_e$ et $\sigma_a < \check{R}_{e,cyc}$ (courbe 1 sur la figure) : il n'y a pas de création de plasticité locale, ni de plasticité cyclique, les contraintes restent donc stables ;
- lorsque $\check{R}_e > \sigma_a > \check{R}_{e,cyc}$ (courbe 2 sur la figure) : la plastification générée est uniquement due à la plasticité cyclique du matériau. La plasticité cumulée augmente donc avec le nombre de cycle et l'annihilation et le réarrangement des dislocations, qui en résulte, provoquent la relaxation des contraintes résiduelles au bout de quelques cycles (10 dans cet exemple). Ce phénomène est appelé **l'écrouissage cyclique**.
- lorsque $\check{R}_e < \sigma_a < \check{R}_{e,cyc}$ (courbe 3 sur la figure) : la relaxation est brusque au cours du premier cycle et est ensuite relativement stable. Au cours du premier cycle de sollicitation, le matériau subit une déformation plastique locale ce qui conduit à une diminution progressive de la contrainte moyenne locale. Cela a pour conséquence de réduire l'incompatibilité plastique entre la zone grenailée et le centre de la pièce et ainsi réduire les contraintes résiduelles. Ce mécanisme est également appelé « *elastic shakedown* » ou **adaptation élastique** par [Cao1994, Holzapfel1998].
- lorsque $\sigma_a > \check{R}_e$ et $\sigma_a > \check{R}_{e,cyc}$ (courbe 4 sur la figure) : Les deux phénomènes précédemment décrits sont mis en jeu dans ce dernier cas : l'adaptation élastique et l'écrouissage cyclique. La relaxation de la contrainte est brusque au cours du premier cycle, puis décroît franchement au cours du temps jusqu'à zéro.

Cette analyse représente assez bien les observations expérimentales effectuées sur différents matériaux comme des alliages d'acier [Dalaei2011], ou des alliages à base de nickel [Buchanan2014, Evans2005].

En regard de cette analyse, dans l'hypothèse où les contraintes résiduelles de surface sont en compression, on voit que la partie la plus « critique » de l'éprouvette (celle qui plastifiera en premier) en traction est son centre et en compression, sa surface.

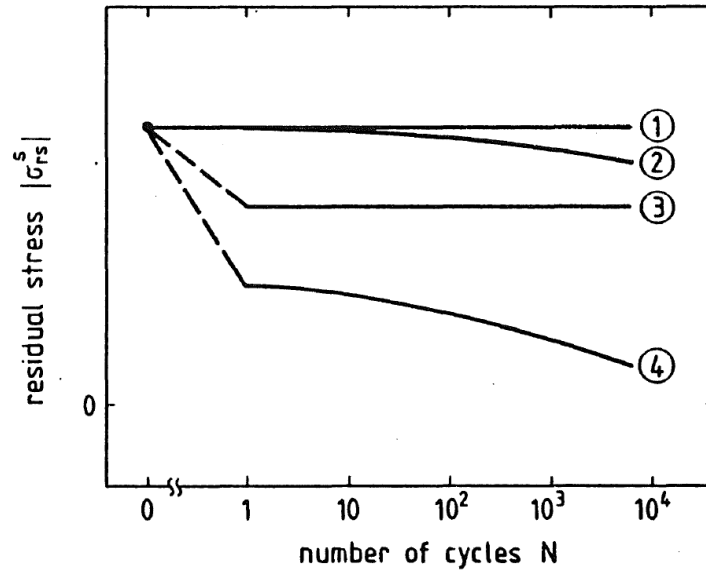
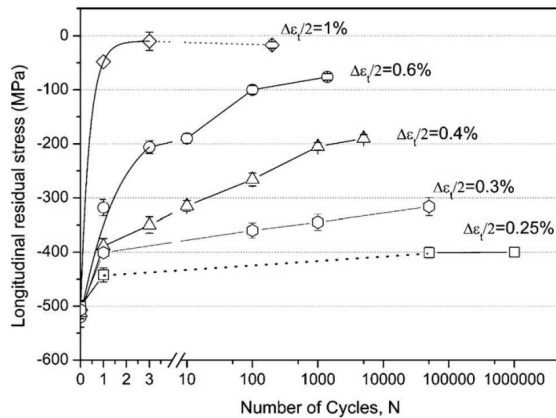
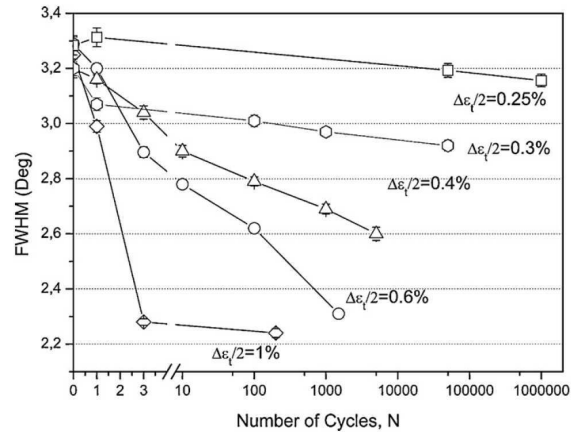


Figure I-18 : Evolution de la valeur absolue de contrainte résiduelle de surface en fonction du nombre de cycles pour différents cas : (1) $\sigma_a < \bar{R}_e$ et $\sigma_a < \bar{R}_{e,cyc}$ – (2) $\bar{R}_e > \sigma_a > \bar{R}_{e,cyc}$ – (3) $\bar{R}_e < \sigma_a < \bar{R}_{e,cyc}$ – (4) $\sigma_a > \bar{R}_e$ et $\sigma_a > \bar{R}_{e,cyc}$ [Vöhringer1987] (voir détails dans le texte).

L'étude de la relaxation des contraintes est de plus en plus corrélée à l'analyse de l'écroissage caractérisé au travers des méthodes précédemment décrites (cf. §1.3.a.iii p. 25, §1.3.b p. 27 et §1.3.c p. 28). On note, avec l'exemple présenté ci-dessous dans le cas d'un acier grenailé [Dalaei2011], que la densité de défauts cristallins, représentée par la valeur des largeurs à mi-hauteurs des pics de diffraction (FWHM), diminue en fonction de l'amplitude de déformation (Figure I-19-b). Cela est mis en regard de la relaxation des contraintes résiduelles qui augmente en fonction de l'amplitude de déformation (Figure I-19-a).



(a)



(b)

Figure I-19 : Evolution des contraintes résiduelles (a) et des largeurs à mi-hauteur FWHM (b) mesurées en surface d'un acier grenailé sollicité en déformation imposée en fonction du nombre de cycles [Dalaei2011].

Des études ont également été effectuées sur des géométries plus complexes comme des éprouvettes entaillées. Les mesures sont souvent effectuées au synchrotron pour des raisons d'accessibilité de la zone d'étude et de précision en regard des rayons de courbure souvent élevés pour ce type d'éprouvette. Les mécanismes de relaxation sont proches de ceux précédemment expliqués à savoir, notamment, que plus la sollicitation subie par l'éprouvette est élevée (donc plus la déformation

plastique est élevée), plus les contraintes résiduelles relaxent [Soady2011, Buchanan2014]. Dans ce cas, les mécanismes exactes sont, cependant, plus complexes dû au gradient de contraintes initialement présent à cause de la géométrie des éprouvettes.

I.4.b.ii. Modélisation de la relaxation mécanique

Modèles analytiques :

Il existe plusieurs modèles empiriques dans la littérature visant à traduire la relaxation des contraintes résiduelles sous sollicitations cycliques.

Kodama [Kodama1972] propose, ainsi, un modèle empirique permettant de déterminer la contrainte résiduelle au cycle N $|\sigma_{RS,N}|$ à une profondeur donnée en fonction du nombre de cycle N et de la valeur de la contrainte résiduelle après le premier cycle de sollicitation $|\sigma_{RS,N=1}|$ à cette même profondeur.

$$|\sigma_{RS,N}| = |\sigma_{RS,N=1}| - m \log N \quad \text{Eq. I-12}$$

Où m correspond à la pente de la courbe et dépend du matériau et de la sollicitation.

Ce modèle analytique est ensuite enrichi par différents auteurs. On pourra citer, par exemple, Zhuang [Zhuang2001] qui propose une relation dépendant du nombre de cycles, de la contrainte alternée appliquée, du rapport de charge, de la limite d'élasticité du matériau ainsi que de son taux d'écroutissage présent après traitement de grenaillage. Cette dernière quantité étant obtenue à partir des largeurs de pics de diffraction.

Ces modèles empiriques qui restent analytiques doivent, malheureusement, être identifiés à partir d'essais expérimentaux pour chaque cas et ne présentent donc pas de caractère prédictif. L'idée est donc de développer une modélisation plus prédictive qui s'appuie sur le comportement du matériau ainsi que le type de sollicitations thermomécaniques qu'il subit.

Modèle de comportement

Une fois le champ mécanique initial connu (le plus souvent, il s'agit du champ de contraintes résiduelles), l'objectif est donc de construire une loi de comportement apte à rendre compte de son évolution quelque soit le type de sollicitation envisagé. Afin de traduire le comportement souvent complexe des matériaux, il est important de prendre en compte l'écroutissage, quasi-permanent, dans les modèles. On en distingue deux types : l'écroutissage isotrope, qui correspond à la dilatation du critère de plasticité initial et l'écroutissage cinématique, qui correspond à la translation de la surface de charge [Lemaitre2009]. Plusieurs modélisations existent pour décrire ces phénomènes. Dans le contexte de la relaxation mécanique des contraintes résiduelles, nous avons besoin d'une modélisation qui puisse rendre compte de cette relaxation, qui n'est, d'après la littérature, pas forcément totale et dépend notamment de la sollicitation appliquée, de la température et du comportement du matériau. Si on part du principe que les contraintes résiduelles ont la même évolution que la contrainte moyenne, nous avons donc besoin d'une modélisation qui permet de traduire correctement la relaxation de cette dernière. Parmi les modélisations existantes, nous avons le modèle multicinématique à seuil proposé par Chaboche [Chaboche1997]. Ce type de modèle a, en effet, été testé pour la simulation de la relaxation de contraintes résiduelles sur un superalliage à base de nickel N18 grenaillé. Ce type de loi a également été utilisé dans ce contexte par Lillamand [Lillamand1999] pour la relaxation des contraintes résiduelles dans le cas de la fatigue oligocyclique sur l'alliage de titane TiAl6V4 grenaillé.

I.5. Effet sur la durée de vie en fatigue

Nous venons de décrire les mécanismes de relaxation de l'état mécanique dû au grenaillage sous sollicitations thermiques et mécaniques, l'objectif de ce paragraphe est d'analyser leur influence sur la durée de vie en fatigue. Un grand nombre de publications traitent de ce sujet. Les matériaux les plus souvent étudiés sont les aciers [Guagliano2004, Dalaei2012] et les alliages d'aluminium [Benedetti2015], mais dans tous les cas les études se limitent à des matériaux polycristallins. Par ailleurs, le régime de fatigue le plus étudié est le domaine des grands nombres de cycles ($>10^5$ cycles) [Fathallah2004, Guechichi2006] bien que quelques études ont été trouvées sur l'étude dans le domaine des faibles nombres de cycles [Soady2011]. Les sollicitations généralement étudiées sont la flexion ou la torsion. En effet, dans ce cas, il y a un gradient de contraintes qui engendre des efforts maximaux en surface des éprouvettes. La réponse mécanique est donc donnée par la surface (et par la couche grenaillée) contrairement à des essais de type traction-compression où toute la section de l'éprouvette contribue à la réponse mécanique. Ces études mettent en évidence l'importance de prendre en compte plusieurs paramètres pour étudier l'influence du grenaillage sur la durée de vie : les contraintes résiduelles, l'écroutissage, la rugosité et le niveau de sollicitation.

I.5.a. Observations expérimentales

Analyse de durée de vie

De manière générale, les auteurs observent que le grenaillage est plus efficace pour les faibles amplitudes de sollicitations (en contrainte ou en déformation). Prenons, par exemple, le cas des études sur acier de Dalaei [Dalaei2010] (Figure I-20) où les durées de vie des éprouvettes grenaillées et non grenaillées sont identiques pour des amplitudes de déformation supérieures à 0,4% c'est-à-dire pour des durées de vie de 10^4 cycles. Au-delà de cette valeur, les éprouvettes grenaillées présentent des durées de vie plus grandes. L'une des principales causes de ce phénomène est liée à la relaxation des contraintes résiduelles. En effet, comme nous venons de le voir cette dernière est d'autant plus forte que l'amplitude de déformation est élevée. Pour les cas de fortes amplitudes de déformation, le niveau résiduel est proche de zéro au bout de quelques cycles, les effets du grenaillage (vis-à-vis des contraintes résiduelles) sont donc nuls.

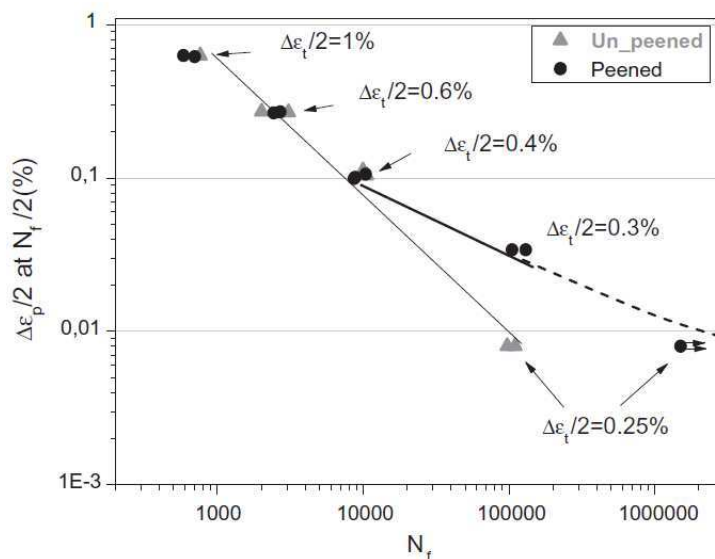
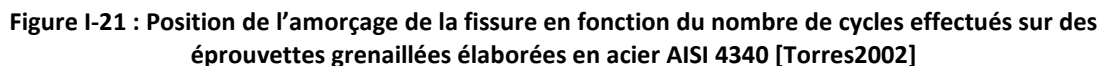


Figure I-20 : Amplitude de déformation plastique en fonction du nombre de cycles pour des éprouvettes en acier de référence et grenaillée [Dalaei2010].

Pour le cas des éprouvettes à encoche ou à concentration de contraintes, de nombreuses études ont également été trouvées. [Benedetti2010] montre notamment, comme dans le cas des éprouvettes lisses, que le grenailage est bénéfique pour la durée de vie. Il montre, également, que plus la concentration de contraintes est grande plus il y a de bénéfice, à grenailage identique.

Les essais de durée de vie sont souvent accompagnés d'analyses de faciès de rupture afin d'identifier la zone d'amorçage de la fissure et la cause. Que ce soit sur des éprouvettes de référence ou grenillée, les éléments déclencheurs d'une fissure peuvent être souvent associés à la présence d'inclusions ou de porosités. De plus, en présence de contraintes résiduelles ou de zone de concentration de contraintes, l'amorçage de fissure va être favorisé dans les zones où les contraintes résiduelles sont en traction [Guechichi2006] ou celles où la limite d'élasticité est dépassée. De manière générale, pour le cas des éprouvettes grenillées, la position de l'amorçage de la fissure est d'autant plus profonde que le nombre de cycles est élevé (c'est-à-dire plus l'amplitude de sollicitation est faible) (Figure I-21). Cela peut expliquer le gain supérieur de durée de vie pour ces gammes de sollicitation.



De nombreux auteurs se basent sur le modèle de Crossland pour prendre en compte les effets du grenailage dans l'analyse de durée de vie. Guechichi [Guechichi2006] propose notamment de prendre en compte les effets de l'écaillage à travers les largeurs des pics de diffraction [Deperrois1990] et de l'évolution des contraintes résiduelles. Son critère s'écrit de la manière suivante :

$$A_{II} + \alpha J_{1,\max}(z, N) \leq \left[\frac{\tau_{-1}}{1 - \kappa N^{-\lambda}} \right] \sqrt{C_w(z)} \quad \text{Eq. I-13}$$

Où $C_w(z) = b(z)/b_0$ avec $b(z)$ la largeur des pics de diffraction à la profondeur z de l'échantillon précontraint et b_0 celle de l'échantillon de référence. τ_{-1} est la limite de fatigue en torsion. α est un paramètre matériau. $J_{1,\max}(z, N)$ est la valeur maximale du premier invariant à la profondeur z et au cycle N ($=\sigma_{\max}$ pour le cas d'un chargement uniaxial), A_{II} est l'amplitude de cisaillement octaédrique ($=\Delta\sigma/2$ pour le cas d'un chargement uniaxial). κ, λ sont des paramètres matériaux identifiables sur des courbes de Wöhler. Ces paramètres sont positifs.

Ce critère suppose néanmoins que les largeurs des pics de diffraction n'évoluent pas au cours des cycles. Nous avons vu dans la partie précédente que ce n'était pas le cas pour les fortes amplitudes de sollicitation (cf. § I.4.b.i p.35). L'auteur obtient néanmoins de bons résultats sur un acier faiblement allié en torsion, en traction-compression et en flexion rotative.

Fathallah [Fathallah2004] propose une amélioration de ce critère en prenant en compte non seulement l'écrouissage et les contraintes résiduelles, mais également les défauts superficiels du matériau. Son critère permet alors de prédire les zones critiques en fatigue à grand nombre de cycles. Son utilisation sur un acier ductile SAE 3415 donne de bons résultats en regard des résultats expérimentaux.

I.6. Bilan sur les études sur les effets du grenailage

Dans cette partie, nous avons vu que les impacts des billes du grenailage induisaient une déformation élasto-plastique dans le matériau. La déformation élastique donne lieu à une variation des distances interréticulaires mesurable, par exemple, par diffraction des rayons X permettant ensuite de déterminer les contraintes résiduelles. La déformation plastique, quant à elle, induit un déplacement et un réarrangement des dislocations. L'accumulation de ces dernières induit un durcissement par écrouissage qui peut être estimé de manière locale par diffraction des rayons X via les largeurs des pics de diffraction et par EBSD via les cartographies de désorientation et de manière plus globale par des essais de dureté. Nous avons également vu que ces méthodes, encore rarement exploitées, permettaient également d'avoir une estimation de la limite d'élasticité qui a tendance à décroître selon la profondeur du matériau grenailé [Soady2013].

L'étude bibliographique a également montré, sur le cas de matériaux polycristallins, que le grenailage avait une influence sur la durée de vie des pièces, et que le bénéfice était dépendant de plusieurs paramètres : la température, le niveau de sollicitation, le niveau d'écrouissage initialement présent et le comportement du matériau,... Les forts niveaux de sollicitation restent ceux où le grenailage est le moins efficace car les contraintes résiduelles sont quasiment totalement relaxées.

Nous voyons donc ici l'intérêt de prendre en compte les effets du procédé et de leur évolution au cours des sollicitations subies par la pièce, pour une bonne estimation de la durée de vie des pièces grenillées.

L'objectif de cette thèse est d'introduire dans la chaîne de calcul de la durée de vie déjà existante de l'AM1 les effets du grenailage. Le prochain paragraphe est dédié à la présentation de cette chaîne.

II. Calcul de durée de vie d'une pièce en AM1

II.1. Le principe de calcul de durée de vie en fatigue

Dans le cas des matériaux métalliques, on considère généralement que l'endommagement de fatigue intervient seulement dans la dernière phase de la vie d'une structure (au bout d'un certain nombre de cycles), lorsque une ou plusieurs microfissures sont déjà amorcées. Cette hypothèse simple, communément admise dans la plupart des applications, permet de faire un découplage entre le comportement du matériau et l'endommagement.

Dans ce contexte, le calcul de durée de vie s'effectue suivant les étapes suivantes (Figure I-22) :

ETAPE 1 : Dans un premier temps, on cherche à calculer, via des modèles de comportement spécifiques à chaque matériau, le champ de contraintes et de déformations sur la structure soumise à des chargements mécaniques et à des champs de température donnés. La complexité de résolution des problèmes dans de nombreuses applications par l'effet des déformations plastiques ou viscoplastiques, nous pousse à utiliser la méthode des éléments finis. L'analyse élastoviscoplastique, nécessaire pour modéliser la redistribution éventuelle des contraintes, implique le calcul de tous les cycles successifs jusqu'à stabilisation de la réponse locale, avec prise en compte des effets d'adoucissement, de durcissement ou encore de relaxation cyclique de contraintes moyennes.

ETAPE 2 : Connaissant l'état de contraintes et de déformations au cycle stabilisé en tout point de la structure, on peut déterminer le ou les points critiques et la durée de vie à amorçage. Cette durée de vie peut être exprimée en temps ou en nombre de cycles correspondant à l'amorçage. On utilise pour cela un critère d'amorçage qui découle souvent d'une loi d'évolution de l'endommagement. Ces lois peuvent prendre en compte différents phénomènes, ainsi que leurs cumuls ou leurs interactions réciproques.

On note également que, parfois, la propagation de fissures peut être tolérée dans une structure. On a dans ce cas recours à la mécanique de la rupture afin de décrire le processus de fissuration et déterminer ainsi la durée de vie en propagation de fissure. Nous ne nous intéresserons pas ici à ce domaine.

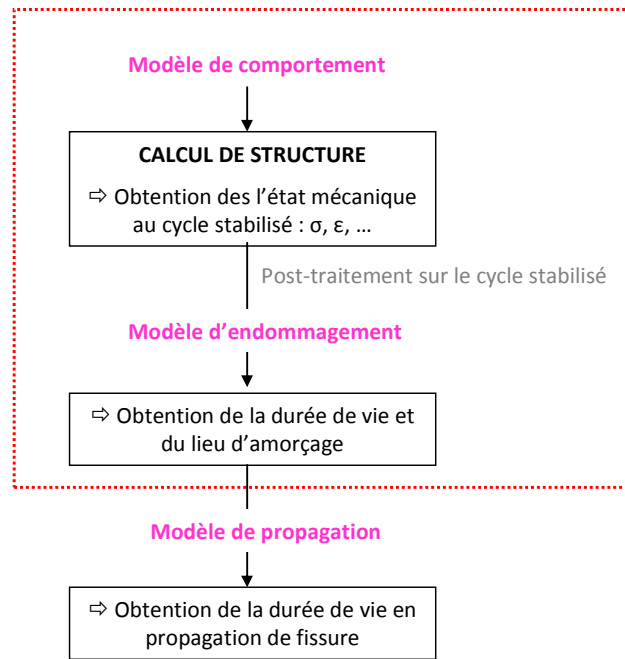


Figure I-22 : Schéma de la chaîne de calcul de durée de vie d'une structure.

Les modèles de comportement et d'endommagement sont bien évidemment spécifiques à chaque matériau. Leur formalisme, particulièrement pour le cas des modèles micro-macro, est dépendant des caractéristiques à une échelle fine du matériau d'étude. Dans les paragraphes suivants, nous allons voir la microstructure de l'AM1 ainsi que les modèles de comportement et d'endommagement formalisés et identifiés dans ce cas.

II.2. Le superalliage monocristallin à base de nickel AM1

II.2.a. La microstructure du superalliage

L'AM1 est un superalliage à base de nickel élaboré, pour cette étude, sous la forme de barreaux cylindriques monocristallins par la fonderie de SNECMA selon un procédé de solidification dirigée à la cire perdue. Il est notamment utilisé pour les aubes de turbine Haute Pression en aéronautique en raison de sa forte résistance en fatigue et en fluage à haute température par rapport aux superalliages conventionnels. La composition de cet alliage est rappelée dans le Tableau I-1.

	Ni	Co	Cr	Mo	W	Ta,Nb	Al	Ti	C	Fe
%m	base	6-7	7-8	1,8-2,2	5-6	7,5-8,5	5,1-5,5	1	0,01	0,1

Tableau I-1 : Composition chimique de l'AM1 en pourcentage massique.

Sa microstructure se caractérise par une matrice de phase γ dont la structure à l'échelle atomique s'appuie sur une maille cristallographique cubique à faces centrées (A1) (Figure I-23– à gauche), et par des précipités de phase γ' , dont la structure ordonnée correspond à une maille cristallographique cubique simple (L1₂) (Figure I-23 – à droite).

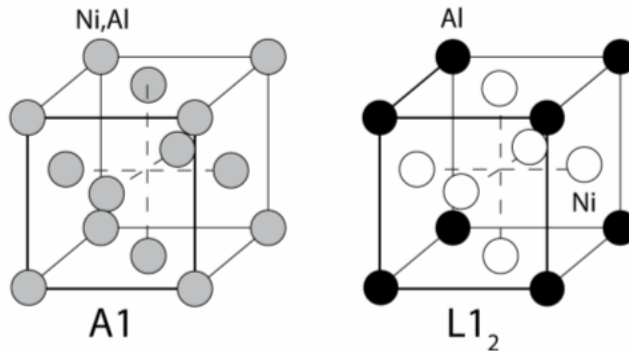


Figure I-23 : à gauche : Structure (A1) cubique à faces centrées de la matrice γ – à droite : structure cubique ($L1_2$) des précipités de la phase γ' .

Afin d'améliorer ses propriétés mécaniques, le matériau subit différents traitements thermiques. Ces traitements, appliqués après solidification, consistent en une mise en solution à 1300°C pendant 3h, suivi d'une trempe à l'air (T1), puis d'un revenu à 1100°C pendant 5h (R1) et enfin un second revenu sous vide à 870°C pendant 16h (R2). Cette gamme de traitement conduit à une population de précipités γ' cuboïdaux alignés selon les directions $\{100\}$ de la matrice γ , d'une taille moyenne de 0,4 μm à 0,5 μm (Figure I-24). La fraction volumique de ces précipités est de l'ordre de 70% à la température ambiante. Les deux phases ont des paramètres de maille proches de 0,359 nm avec un désaccord paramétrique faible négatif (de l'ordre de $-5 \cdot 10^{-4}$) qui tend à décroître avec la température [Royer1998].

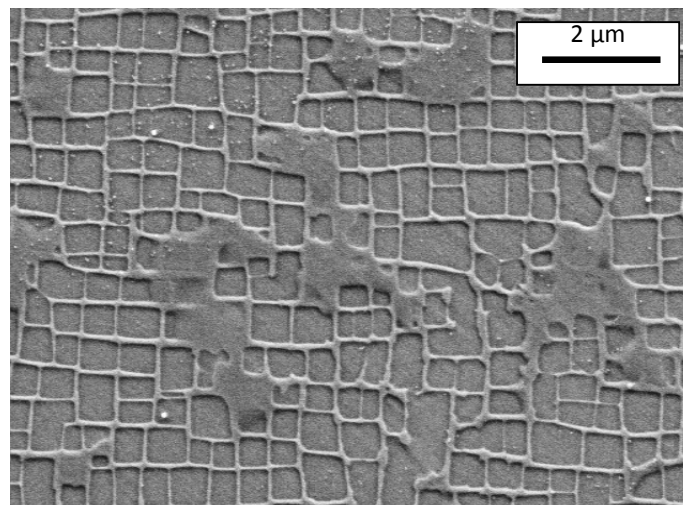


Figure I-24: Microstructure du superalliage AM1.

Les observations à l'échelle millimétrique montrent la présence de dendrites principalement dues au procédé de solidification dirigée. Les espaces entre les bras primaires des dendrites sont de l'ordre de 500 μm et les espaces entre les bras secondaires sont de l'ordre de 50 μm (Figure I-25-a). L'axe longitudinal de l'échantillon et des axes primaires des dendrites correspond à l'axe cristallographique $[001]$. La Figure I-25-b montre l'arrangement des dendrites dans l'axe normal à la direction de solidification. Les zones blanches intenses correspondent à de la phase γ' primaire qui n'a pas été complètement enlevée par la mise en solution. Les zones noires sont des porosités.

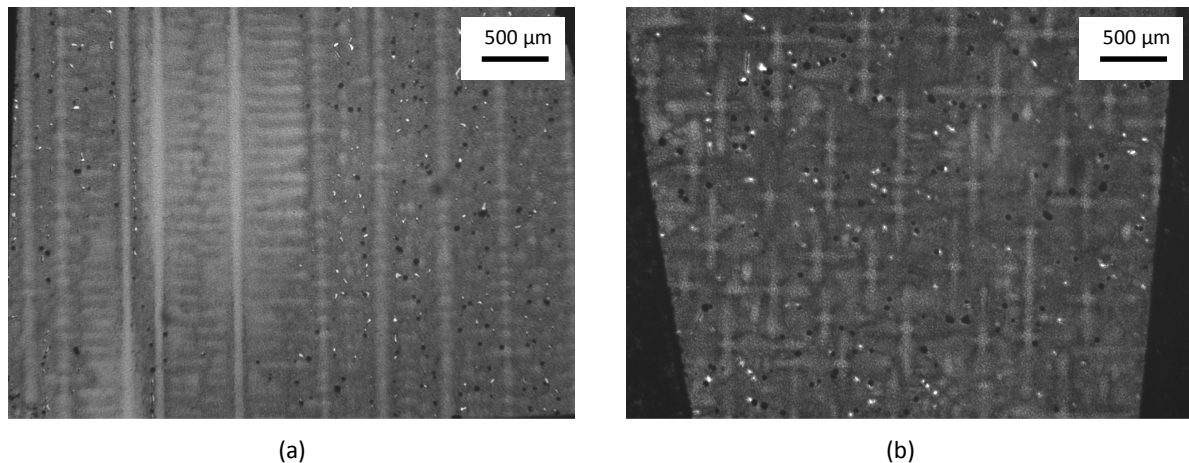


Figure I-25 : Images micrographiques effectuées au microscope électronique à balayage parallèle (a) et perpendiculaire (b) à l'axe de solidification du matériau.

II.2.b. L'anisotropie cristalline du superalliage

L'AM1, est un monocristal et présente donc un comportement anisotrope c'est-à-dire que son comportement est différent suivant l'axe de sollicitation. Le mode privilégié de déformation plastique des cristaux métalliques comme l'AM1 est le glissement des dislocations [Poubanne1989]. Ces glissements sont favorisés dans les plans denses des cristaux. Une structure cubique telle que l'AM1 possède 4 plans denses $\{111\}$ dits octaédriques avec 3 directions denses $\langle 110 \rangle$ par plan. L'ensemble noté $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle \{111\}$ forme les 12 systèmes de glissement octaédriques avec un vecteur de Burgers⁴ correspondant à la plus petite translation du réseau de type $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$. D'autres systèmes sont également envisageables malgré une énergie liée à la distorsion locale du réseau moins favorable. Ce sont les 6 systèmes de glissement cubiques qui sont caractérisés par 3 plans de type $\{001\}$ avec chacun deux directions de glissement $\langle 110 \rangle$. On note l'ensemble $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle \{001\}$. Une représentation de chacune de ces familles de systèmes est donnée sur la Figure I-26.

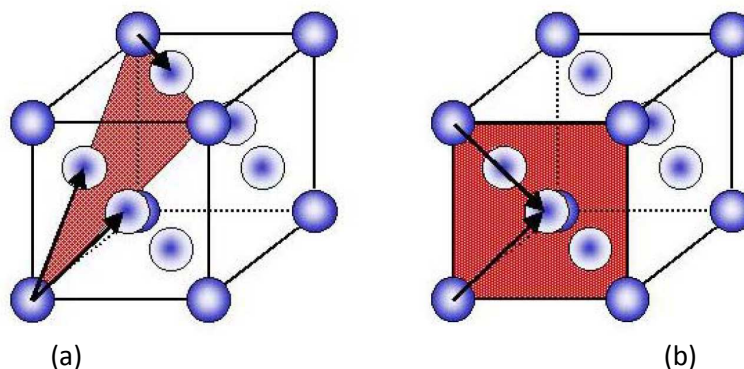


Figure I-26 : Représentation (a) d'un des quatre systèmes de glissement octaédriques $\langle 110 \rangle \{111\}$ avec ces trois vecteur de Burgers – (b) d'un des trois plans de glissement cubiques $\langle 110 \rangle \{001\}$ avec ses deux vecteurs de Burgers.

⁴ Physiquement, le vecteur de Burgers représente l'amplitude de la déformation transportée par une dislocation se déplaçant d'un pas.

II.3. Modèles de comportement

Pour le cas de l'AM1, il existe à ce jour, trois modèles de comportement identifiés sur un domaine de température allant de 20°C à 1150°C :

- le modèle isotrope à deux potentiels de Norton développé par SNECMA (modèle phénoménologique) ;
- le modèle anisotrope cristallographique à un seul potentiel de Norton développé par l'Ecole des Mines ;
- le modèle anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique avec restauration (« sinh+restauration ») proposé par l'ONERA et l'Ecole des Mines.

Dans le cas de tous ces modèles, la déformation totale est décomposée en une partie plastique et une partie élastique :

$$\tilde{\varepsilon}^T = \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^p = \underline{\underline{C}}^{-1} : \tilde{\sigma} + \tilde{\varepsilon}^p \quad \text{Eq. I-14}$$

Avec $\underline{\underline{C}}$ le tenseur des rigidités d'ordre 4.

II.3.a. Le modèle isotrope à deux potentiels de Norton

Le modèle à deux potentiels de Norton de l'AM1 est utilisé dans le cas d'une sollicitation appliquée dans la direction <001> (direction qui a fait l'objet de l'identification du modèle). En effet, ce modèle suppose un comportement mécanique du matériau parfaitement isotrope et ne pourra pas représenter le comportement du matériau dans une autre direction cristallographique. Dans ce modèle, la vitesse de déformation viscoplastique macroscopique est séparée en deux vitesses de déformation viscoplastique. La première dite lente $\tilde{\varepsilon}^{pl}$, suit une loi de Norton (sans seuil, ni écrouissage) et permet de traduire les déformations observées en fluage. La deuxième, dite rapide $\tilde{\varepsilon}^{pr}$, suit une loi d'évolution à 5 paramètres de type Chaboche et permet de reproduire les déformations plastiques observées en fatigue, pour des vitesses de sollicitations généralement supérieures à 10^{-5} s^{-1} . Les équations de ce modèle sont les suivantes :

$$\tilde{\varepsilon}^p = \tilde{\varepsilon}^{pl} + \tilde{\varepsilon}^{pr} \quad \text{Eq. I-15}$$

$$\tilde{\varepsilon}^{pr} = \left\langle \frac{|\tilde{\sigma} - \tilde{X}| - R}{K^r} \right\rangle^{n^r} \text{signe}(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) \quad \text{Eq. I-16}$$

$$\tilde{\varepsilon}^{pl} = \left\langle \frac{|\tilde{\sigma}|}{K^l} \right\rangle^{n^l} \text{signe}(\tilde{\sigma}) \quad \text{Eq. I-17}$$

avec $\tilde{X}$ l'écrouissage cinématique tel que $\dot{\tilde{X}} = \tilde{C} \tilde{\varepsilon}^p - D \tilde{X} |\tilde{\varepsilon}^p|$ et R le seuil d'écoulement. Il est important de noter que l'écrouissage isotrope R est constant dans ce modèle.

II.3.b. Le modèle anisotrope cristallographique à un seul potentiel de Norton

Ce modèle a été mis en place afin de prendre en compte le caractère anisotrope du monocristal. Ce dernier, proposé par l'Ecole de Mines, est capable de reproduire les observations expérimentales dans le cas de sollicitations mécaniques appliquées dans les directions autres que <001>.

Comme nous l'avons vu précédemment, la déformation plastique est la résultante de l'activation des plans de glissement sur les 12 systèmes octaédriques et les 6 systèmes cubiques. L'activation des plans est fonction du chargement appliqué et de l'orientation cristallographique du matériau. On a alors :

$$\tilde{\varepsilon}^P = \sum_{s=1}^{12} \tilde{m}^s \dot{\gamma}^s + \sum_{s'=1}^6 \tilde{m}^{s'} \dot{\gamma}^{s'} \quad \text{Eq. I-18}$$

Où $\tilde{m}^s$ est appelé le tenseur de Schmid et est défini de la manière suivante :

$$\tilde{m}^s = \frac{1}{2} (\underline{l}^s \otimes \underline{n}^s + \underline{n}^s \otimes \underline{l}^s) \quad \text{Eq. I-19}$$

Avec $\underline{l}^s$ la direction du glissement dans le plan et $\underline{n}^s$ la normale au plan de glissement.

La résultante de la vitesse de glissement $\dot{\gamma}^s$ est donnée par :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{K^s} \right\rangle^{n^s} \text{sign}(\tau^s - x^s) \quad \text{Eq. I-20}$$

La loi d'évolution de l'écrouissage cinématique s'écrit quant à elle sous la forme suivante :

$$\dot{x}^s = C^s \dot{\gamma}^s - D^s x^s |\dot{\gamma}^s| \quad \text{Eq. I-21}$$

Ce modèle possède néanmoins trois défauts majeurs [Fournier2011] :

- il ne rend pas du tout compte du fluage secondaire dans les directions cristallographiques de la famille de plans <001> du monocristal (chose que le modèle isotrope à deux potentiels permet grâce à l'ajout du second potentiel dit « lent ») ;
- il ne rend pas compte des effets de restauration statique de l'écrouissage [Gaubert2009].
- Pour finir, il ne rend pas compte de l'effet de saturation visqueuse du niveau de contrainte observé expérimentalement pour les fortes vitesses de déformation.

II.3.c. Le modèle anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique avec restauration

Ce modèle, développé à l'ONERA, est en réalité une amélioration du modèle anisotrope à un potentiel de type Norton afin de palier les défauts précédemment évoqués. Le choix s'est porté sur une formulation avec un sinus hyperbolique qui permet de rendre compte de la saturation visqueuse. La résultante de la vitesse de glissement est alors corrigée de la manière suivante :

$$\dot{\gamma}^s = \varepsilon_0^s \sinh \left(\left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{K^s} \right\rangle^{n^s} \right) \text{sign}(\tau^s - x^s) \quad \text{Eq. I-22}$$

Le terme ε_0^s correspond à la vitesse de déformation plastique à partir de laquelle la contrainte visqueuse va saturer.

De plus, un terme de rappel est ajouté à l'expression de l'écouissage cinématique permettant de traduire la restauration statique de l'écouissage quelle que soit la direction cristallographique de sollicitation. L'écouissage s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\dot{\gamma}^s = C^s \dot{\gamma}^s - D^s \gamma^s \left| \dot{\gamma}^s \right| - \left(\frac{|\gamma^s|}{M^s} \right)^{m^s} \text{sign}(\gamma^s) \quad \text{Eq. I-23}$$

II.3.d. Résumé des paramètres matériaux utiles dans le cadre de la thèse

Dans le cadre de cette thèse, nous allons principalement utiliser les données matériaux déterminés à température ambiante (utiles pour les caractérisations par diffraction des rayons X notamment – cf. Chapitre III) et à une température de 650°C (température vue par les pieds d'aubes de turbine). Le tableau ci-dessous résume ces paramètres obtenus expérimentalement par des essais effectués sur des éprouvettes ayant pour directions principales <001> (notés XX<001> dans le tableau) et <011> (notés XX<011> dans le tableau). Ces résultats proviennent de la base de données de SNECMA et sont pour la plupart issus du rapport technique [Fournier2011]. Notons également, que pour le cas du module d'Young nous avons distingué la valeur calculé à partir des coefficients du tenseur de rigidité $\underline{C}$ (utilisé dans le modèle de comportement anisotrope en sinus hyperbolique) et celui utilisé dans le modèle isotrope à deux potentiels (uniquement dans la direction <001>).

	à T=20°C	à T=650°C
Constantes d'élasticité (du modèle anisotrope)	C ₁₁ = 296 GPa C ₁₂ = 204 GPa C ₄₄ = 125 GPa	C ₁₁ = 286 GPa C ₁₂ = 211 GPa C ₄₄ = 104 GPa
Coefficient de Zener⁵	2,72	2,77
Module d'Young (calculé à partir des constantes d'élasticité du modèle anisotrope)	E<001> = 129,5 GPa E<011> = 232,5 GPa	E<001> = 106,8 GPa E<011> = 196,6 GPa
Module d'Young du modèle isotrope à 2 potentiels	E<001> = 129 GPa	E<001> = 108,6 GPa
Limite d'élasticité	R _{0,2%<001>} = 1030 MPa (≈ R _{0,2%<011>})	R _{0,2%<001>} = 1062 MPa (≈ R _{0,2%<011>})
Allongement (A%)	A%<001> = 11 %	A%<001> = 5,2%
Limite de rupture	R _{m<001>} = 1095 MPa	R _{m<001>} = 1188 MPa

Tableau I-2 : Résumé des propriétés matériaux de l'AM1 pour des températures égales à 20°C et 650°C pour des orientations cristallographiques <001> et <011>.

Les autres paramètres exacts des lois de comportement précédemment décrites sont reportés dans les rapports techniques [DeBussac1992] et [Fournier2011] pour la loi isotrope à deux potentiels de Norton et la loi anisotrope en sinus hyperbolique avec restauration, respectivement.

⁵ Le coefficient de Zener permet de caractériser l'anisotropie élastique d'un matériau ; il est également appelé le coefficient d'anisotropie et est défini par $2C_{44}/(C_{11}-C_{12})$. Ce coefficient vaut 1 pour les matériaux isotropes.

II.4. Modèles d'endommagement

Pour le cas de l'AM1, il existe à ce jour, trois modèles d'endommagement :

Le modèle **d'interaction fatigue-fluage (FatFlu)** : Ce modèle s'appuie sur la mécanique de l'endommagement continu [Lemaitre2009] et décrit les mécanismes d'endommagement par fatigue et par fluage ainsi que leur interaction. Il a récemment été ré-identifié par Fournier [Fournier2014] pour le cas de l'AM1 pour une gamme de température allant de 20°C à 1150°C.

Le modèle **d'interaction fatigue-oxydation-fluage (FatOxFlu)** : Ce modèle a été développé dans le cadre de la thèse de Gallerneau [Gallerneau1995] afin de traduire les deux périodes de dégradation du monocristal en fatigue : le micro-amorçage et la micro-propagation des fissures. Cette observation est en particulier vraie pour le cas du monocristal revêtu (AM1/C1A). Ce modèle a donc la particularité de prendre en compte les deux phases successives mais également de prendre en compte des effets néfastes du temps engendrés par les chargements à haute température c'est-à-dire l'interaction entre la fatigue et l'oxydation pour la phase d'amorçage et l'interaction entre la fatigue et le fluage pour la phase de propagation. Ce modèle a été identifié pour une gamme de température allant de 20°C à 1150°C par Gallerneau [Gallerneau1995]

Le modèle **incrémental** : Ce modèle a la particularité d'être écrit en temps et non en cycles comme c'est le cas des deux modèles précédents. Ce type d'écriture permet de s'affranchir de la notion de cycle et notamment de la méthode de comptage de cycles indispensable pour les modèles de fatigue écrits en cycles (méthode RainFlow, par exemple) et qui est discutée notamment dans le cas de chargements multiaxiaux [Banvillet2001]. Ce modèle incrémental consiste à coupler une loi inélastique à une loi d'endommagement chacune exprimée de façon temporelle. Initialement développé pour le cas de polycristaux [Otin2008], cette formulation est utilisée par Kaminski [Kaminski2007] pour le cas du monocristal AM1 pour une température de 950°C. Plus récemment, R. Marull [Marull2011] a proposé un modèle incrémental formulé à l'échelle macroscopique également pour le cas des monocristaux.

Le système étudié dans le cadre de cette thèse est le pied d'aubes de turbine. La température de cette partie est relativement faible (de l'ordre de 650°C) au regard des autres parties de l'aube, de plus, les pieds d'aubes de turbine ne sont pas revêtus en raison du grenaillage de pré-contrainte appliqué. Le travail récent de remise à plat du formalisme du modèle FatFlu ainsi que la nouvelle identification proposée [Fournier2014], nous a conduit à privilégier ce modèle. C'est, en outre, l'approche mise en œuvre au bureau d'étude de SNECMA pour le monocristal. Le formalisme de ce modèle est décrit ci-dessous. Notons également que dans le cadre de cette thèse, le cas des chargements complexes (cycles aléatoires par exemple) ne seront pas étudiés, la méthode RainFlow de comptage des cycles ne sera donc pas utilisée.

II.4.a. Le modèle d'interaction fatigue-fluage (FatFlu)

Le modèle d'interaction fatigue-fluage « FatFlu » est basé sur les contraintes qui sont supposées être le moteur de l'endommagement. Les mécanismes de détérioration de la matière sont décrits par l'évolution de deux variables scalaires pour traduire les mécanismes d'endommagement par fatigue et par fluage. Deux variables d'endommagement sont donc considérées :

- La variable D_f est relative à l'amorçage d'un défaut en fatigue pure dans le superalliage
- La variable D_c est relative à l'amorçage d'un défaut en fluage pur dans le superalliage.

Les variables, initialement égales à 0, valent 1 lorsque le matériau est totalement endommagé et que la durée de vie à l'amorçage est consommée. Nous considérons alors une fissure de l'ordre de 300 µm.

Le modèle de fatigue pure :

L'équation différentielle qui lie l'évolution du dommage en fatigue en fonction du nombre de cycles est donnée par l'équation suivante :

$$dD_f = F_f(A_{II}, J_{1moy}, \sigma_{max}^p, D_f) dN \quad \text{Eq. I-24}$$

Avec

$$F_f(A_{II}, J_{1moy}, \sigma_{max}^p, D_f) = \left[1 - (1 - D_f)^{\beta+1} \right]^\alpha \left(\frac{A_{II}}{M(J_{1moy})(1 - D_f)} \right)^\beta \quad \text{Eq. I-25}$$

Avec A_{II} l'amplitude de cisaillement octaédrique (cf. Tableau I-3), M dépend de la pression hydrostatique moyenne J_{1moy} (cf. Tableau I-3) afin de prendre en compte les effets de contraintes moyennes observés expérimentalement dans les cas d'essais de fatigue alternée. α et β sont des paramètres matériaux.

Plusieurs relations existent pour ce paramètre $M(J_{1moy})$, on peut donner l'exemple l'expression suivant :

$$M(J_{1moy}) = M_0 \frac{1}{1 + b_2 \frac{J_{1moy}}{A_{II}}} \quad \text{Eq. I-26}$$

Où M_0 et b_2 sont des coefficients matériaux.

Afin de traduire le cumul non-linéaire classiquement observé dans les essais de fatigue à deux niveaux de contraintes [Lemaître2009], la puissance α dans l'Eq. I-25 est définie de la manière suivante :

$$\alpha = 1 - a \left\langle \frac{A_{II} - \sigma_l(J_{1moy})}{\sigma_u - \sigma_{max}^p} \right\rangle \quad \text{Eq. I-27}$$

Avec a un paramètre matériau, σ_{max}^p la contrainte maximale principale (cf. Tableau I-3), σ_u la contrainte ultime de traction (donnée obtenue expérimentalement en fonction de la température) et σ_l la contrainte limite de fatigue. Cette dernière quantité dépend de la pression hydrostatique moyenne J_{1moy} selon l'expression suivante :

$$\sigma_l(J_{1moy}) = \sigma_{l0} \frac{1}{1 + b_1 \frac{J_{1moy}}{A_{II}}} \quad \text{Eq. I-28}$$

où σ_{l0} et b_1 sont des paramètres matériaux.

Le tableau ci-dessous rappelle les expressions des invariants en contraintes A_{II} , $J_{1\text{moy}}$ et $\sigma_{\max}^p$. Ces quantités sont présentées pour le cas d'un matériau isotrope. En effet, bien que l'AM1 présente un comportement anisotrope, il n'a pas été observé d'anisotropie en endommagement en fatigue pure sur des essais en contraintes imposées [Gallerneau1995].

Variables		Cas multiaxial	Cas uniaxial
Amplitude de cisaillement octaédrique	A_{II}	$\frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_{ij}^M - \sigma_{ij}^m) : (\sigma_{ij}^M - \sigma_{ij}^m)}$	$\frac{\Delta\sigma}{2}$
Pression hydrostatique moyenne	$J_{1\text{moy}}$	$\frac{1}{3} \text{moy}(\text{tr}(\tilde{\sigma}))$	σ_{moy}
Contrainte principale maximale	$\sigma_{\max}^p$	$\max \left(\sup_i \sigma_i \right)$	$ \sigma_{\max} $
σ_{ij}^M et σ_{ij}^m sont les valeurs maximale et minimale de chaque composante du tenseur des contraintes définies sur chaque cycle			

Tableau I-3 : Expressions des contraintes équivalentes utilisées dans le modèle de fatigue pure (en multiaxial et uniaxial).

L'intégration de la relation Eq. I-24, en condition isotherme, permet d'obtenir la courbe de Wöhler du matériau :

$$N_f = \frac{1}{1 + \beta} \frac{\langle \sigma_u - \sigma_{\max}^p \rangle}{\langle A_{II} - \sigma_l(J_{1\text{moy}}) \rangle} \frac{1}{a} \left[\frac{A_{II}}{M(J_{1\text{moy}})} \right]^{-\beta} \quad \text{Eq. I-29}$$

Le modèle de fluage pur :

Pour l'AM1, l'anisotropie matérielle a une influence sur la durée de vie en fluage contrairement au cas de la fatigue. Dans l'expression de l'endommagement de fluage, il est donc fait appel à une contrainte équivalente en fluage χ^c , donnée par un critère de type Hayhurst [Hayhurst1972] qui vise à généraliser aux matériaux anisotropes, la description des mécanismes de fluage en multiaxial [Gallerneau1995].

$$\chi^c = \alpha_h \sup_i (\sigma_i) + \beta_h N_{ij}^c \sigma_{ij} + (1 - \alpha_h - \beta_h) \sqrt{\sigma_{ij} M_{ijkl}^c \sigma_{ij}} \quad \text{Eq. I-30}$$

Où α_h et β_h sont des paramètres scalaires (avec $\alpha_h + \beta_h \leq 1$). N^c et M^c sont respectivement des tenseurs d'ordre 2 et 4 caractéristiques de l'anisotropie matérielle initiale. Ces tenseurs se réduisent par les opérations de symétries du cristal et sont de la forme suivante dans les axes cristallographiques :

$$M^c = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{12} & 0 & 0 & 0 \\ m_{12} & m_{11} & m_{12} & 0 & 0 & 0 \\ m_{12} & m_{12} & m_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & m_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & m_{44} \end{pmatrix} \text{ et } N^c = \begin{pmatrix} n_{11} & 0 & 0 \\ 0 & n_{11} & 0 \\ 0 & 0 & n_{11} \end{pmatrix} \quad \text{Eq. I-31}$$

Le premier terme de l'Eq. I-30 permet de rendre compte de l'effet de la contrainte principale maximale sur la durée de vie en fluage. Dans le cas des monocristaux, cet effet est négligé et α_h est pris constant et égal à 0. Le second terme permet de différencier les effets de traction/compression. Pour l'AM1, les données expérimentales disponibles n'ont pas permis de mettre en évidence de tels effets. Par conséquent, β_h est aussi pris égal à 0. Le troisième et dernier terme est une contrainte équivalente généralisant la contrainte équivalente de von Mises.

Le tenseur d'ordre 4, M^c , se réduit à trois coefficients indépendants caractéristiques de l'anisotropie cubique du matériau. Arbitrairement, m_{11} est pris égal à 1. L'effet de la contrainte hydrostatique étant pris en compte au travers du second terme du critère (Eq. I-31), l'hypothèse d'isovolumie est justifiée pour le troisième terme qui représente une contrainte équivalente de type Hill. On peut dans ce cas montrer que $m_{12}=1/2m_{11}$. Seul le coefficient m_{44} reste donc à déterminer.

Par ailleurs, il a été mis en évidence un effet de la fréquence de chargement en fatigue sur l'endommagement lié au fluage [Lesne1987]. Ainsi, plus la fréquence du chargement en fatigue augmente et plus la contrainte liée à l'endommagement de fluage se rapproche de la contrainte moyenne du cycle. Par exemple, pour un chargement alterné à très haute fréquence (>50Hz), la contrainte retardée X^c , liée à l'endommagement de fluage, est nulle. Cette contrainte retardée X^c est donnée par l'équation différentielle suivante

$$\frac{dX^c}{dt} = \frac{\chi^c - X^c}{\tau_c} \quad \text{Eq. I-32}$$

Où τ_c est une constante de temps caractéristique du matériau.

Le modèle d'endommagement de fluage généralise l'équation de Kachanov-Rabotnov [Kachanov1958, Rabotnov1969]. On a alors :

$$dD_c = F_c(X^c, D_c)dt \quad \text{Eq. I-33}$$

Avec

$$F_c(X^c, D_c) = \left(\frac{\chi^c(X^c)}{A(T)} \right)^{r(T)} [1 - D_c]^{-k} \quad \text{Eq. I-34}$$

Avec A et r deux paramètres matériaux dépendants de la température T et k un troisième paramètre matériau généralement considéré indépendant de la température.

Dans le cas simplifié d'une sollicitation en fluage traction isotherme ($\chi^c = \sigma$) et en négligeant le caractère anisotrope du matériau, l'intégration de cette relation permet d'obtenir le temps à rupture de l'éprouvette :

$$t_c = \frac{1}{k+1} \left(\frac{\sigma}{A} \right)^{-r} \quad \text{Eq. I-35}$$

Interaction fatigue-fluage

A chaque cycle, le dommage total est donnée par une loi globale faisant intervenir les deux fonctions F_f (Eq. I-25) et F_c (Eq. I-34), traduisant respectivement les endommagements liés au chargement de fatigue et à celui de fluage:

$$dD = F_f(A_{II}, J_{1moy}, \sigma_{max}^p, D)dN + F_c(X^c, D)dt \quad \text{où } D = D_c + D_f \quad \text{Eq. I-36}$$

Où l'on peut voir que le dommage de fluage accélère le dommage de fatigue et réciproquement. Le nombre de cycles à rupture N_r est atteint lorsque $D=1$.

II.5. Bilan sur le principe de calcul de la durée de vie

Dans ce paragraphe nous avons décrit la procédure de calcul de durée de vie appliquée dans le cas de l'AM1. Nous avons vu que des modèles de comportement et d'endommagement sont disponibles pour le monocristal AM1. Ces modèles sont déjà très complets et reproduisent bien le comportement du matériau. L'objectif de cette thèse est donc de s'appuyer sur cette chaîne de calcul afin de prendre en compte les effets du grenailage.

III. Démarche suivie

L'objectif général de cette thèse est de mettre en évidence les effets du grenaillage sur le superalliage monocristallin AM1 et de mettre en place une méthodologie permettant de prendre en compte ces effets dans l'analyse de durée de vie des aubes de turbine monocristallines. Comme nous l'avons vu, les études sur le grenaillage sont nombreuses, cela dit celles effectuées sur des matériaux monocristallins restent rares voire inexistantes en termes d'étude de l'impact sur la durée de vie.

La structuration de la démarche suivie, en lien avec les différents chapitres est présentée ci-dessous et schématisée Figure I-27 :

La première étape de cette étude consiste alors à mettre en évidence l'influence du grenaillage sur la durée de vie du monocristal à base de nickel AM1. Pour cela, des éprouvettes de fatigue cylindriques sont dimensionnées pour être représentatives des pieds d'aubes de turbine. Elles sont ensuite grenaillées et sollicitées avec plusieurs amplitudes de contraintes. Les résultats expérimentaux en termes de durée de vie en fatigue et de mécanismes de rupture sont observés et discutés. (Chapitre II).

Ensuite, il s'agit de déterminer quelles sont les données d'entrée à introduire dans cette chaîne de calcul de durée de vie. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes consacrés à l'introduction de l'état mécanique causé par le grenaillage ultrasons. La première étape est donc de déterminer cet état. C'est l'un des enjeux majeurs de cette thèse. Une méthode de détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X est mise en place en s'appuyant sur la méthode d'Ortner. Ces mesures de contraintes sont également complétées par l'estimation de l'écrouissage par trois méthodes : la dureté Vickers, l'EBSD et la méthode des largeurs de pics de diffraction (Chapitre III).

L'étape suivante consiste à introduire cet état mécanique initial dans des calculs par éléments finis de fatigue pour en analyser l'impact sur la durée de vie. Nous verrons que plusieurs méthodes existent pour introduire les contraintes résiduelles mais que l'écrouissage n'est pas pris en compte dans ce type de méthodes. Une méthode sera alors proposée pour prendre en compte cette quantité ainsi que l'anisotropie du matériau (Chapitre IV).

Ensuite, l'enjeu est de suivre l'évolution de l'état mécanique initialement présent sous sollicitations cycliques de manière expérimentale et numérique. Les analyses seront tout d'abord effectuées sur la relaxation thermique (à 650°C) puis mécanique pour différentes amplitudes de chargement. La cohérence des essais et des simulations numériques sera discutée (Chapitre V).

Pour finir, la chaîne de calcul sera appliquée aux calculs d'endommagement sur structure et les résultats seront comparés aux essais expérimentaux sur éprouvettes grenaillées (Chapitre VI).

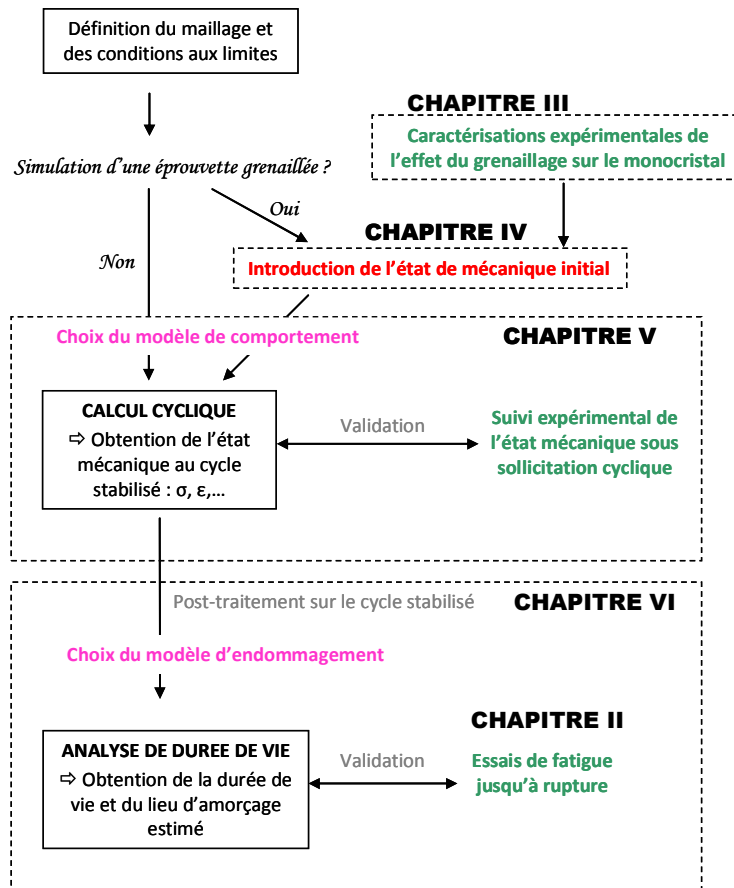


Figure I-27 : Schéma de la chaîne de calcul de durée de vie mise en place dans cette thèse et de sa validation pour prendre en compte les effets de l'état mécanique introduit par grenaillage.

CHAPITRE II

Influence du grenaillage sur la durée de vie – étude expérimentale

Ce chapitre a pour objectif de mettre en évidence expérimentalement l'influence du grenaillage sur la durée de vie d'éprouvettes représentatives des pieds d'aubes de turbine. La première partie est dédiée à la présentation du dimensionnement de ces éprouvettes. Puis les conditions de sollicitation sont présentées. Enfin, les résultats en termes de durée de vie et de mécanismes de rupture sont présentés et discutés.

SOMMAIRE

I. Dimensionnements des éprouvettes.....	57
I.1. Géométries des éprouvettes.....	57
I.1.a. Eprouvette lisse.....	57
I.1.b. Eprouvettes à concentration de contraintes	58
I.2. Procédé d'usinage des éprouvettes	60
I.1.a. Matière.....	60
I.1.b. Gamme de fabrication	61
II. Présentation de la matrice d'essais.....	64
II.1. Matrice d'essais sur éprouvettes lisses	64
II.2. Matrice d'essais sur éprouvettes à concentration de contraintes.....	65
III. Analyse de durée de vie expérimentale.....	67
IV. Conclusion partielle.....	78

I. Dimensionnements des éprouvettes

Ce paragraphe décrit les caractéristiques des éprouvettes utilisées dans le cadre de la thèse pour les essais de fatigue à savoir des éprouvettes cylindriques lisses et à concentration de contraintes.

I.1. Géométries des éprouvettes

I.1.a. Eprouvette lisse

La géométrie des éprouvettes lisses est présentée Figure II-1. Ces dernières ont un diamètre de 6,22 mm. En anticipant légèrement sur la suite du mémoire, on justifie cette taille de diamètre relativement grande, choisie afin de respecter, d'une part, la capacité machine de fatigue MTS de l'ONERA ($F_{\max}=66$ kN en température), utilisée dans le cadre de cette thèse, et d'autre part, de permettre de mesurer les contraintes résiduelles par diffraction des rayons X en minimisant les erreurs liées à la courbure circonférentielle des éprouvettes. En effet, pour avoir une erreur inférieure à 10% lors d'une mesure dans la direction de courbure maximale, le diamètre du faisceau incident des rayons X doit être inférieur à $\frac{1}{4}$ du rayon de courbure des éprouvettes [François1996]. Nous verrons, par la suite que dans notre cas la taille du faisceau utilisé est de 1×1 mm² (cf. Chapitre III).

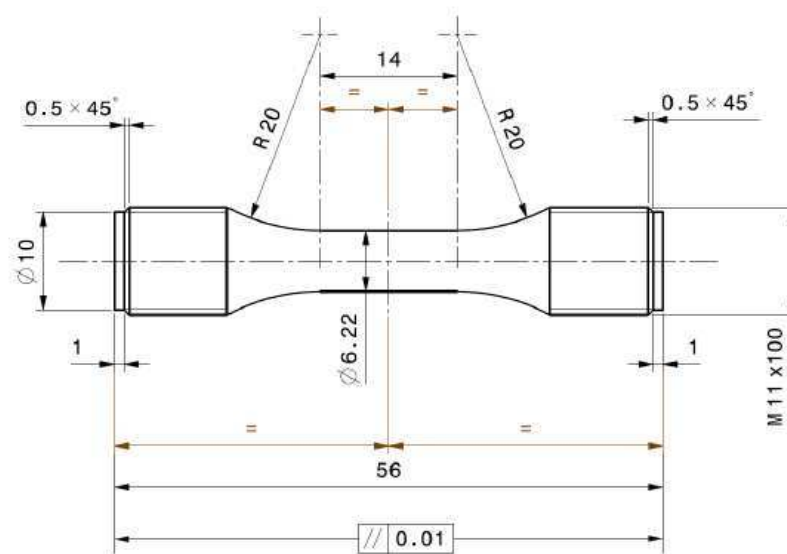


Figure II-1 : Géométrie des éprouvettes de fatigue cylindriques lisses.

Ces éprouvettes ont pour avantage d'avoir une géométrie relativement simple permettant la détermination des contraintes résiduelles et de l'écrouissage. Ces analyses sont, en effet, moins aisées sur des éprouvettes à concentration de contraintes dont la géométrie est plus complexe (cf. ci-dessous) mais néanmoins plus représentatives des pieds d'aubes.

I.1.b. Eprouvettes à concentration de contraintes

Les éprouvettes cylindriques à concentration de contraintes, également appelées, par abus de langage « éprouvettes à K_t », ont été dimensionnées afin de mettre en évidence les effets du grenaillage dans les zones de concentration de contraintes représentatives des pieds d'aubes de turbine.

Rappelons tout d'abord la définition du coefficient de concentration de contraintes (K_t) qui est le rapport entre la contrainte locale maximale (calculée en élasticité) $\sigma_{\max}$ et la contrainte nominale σ_{nom} , celle qui serait présente sur une pièce fictive dans laquelle on aurait supprimé la concentration de contraintes pour la ramener à sa section réduite $S_{\text{réduite}}$. Autrement dit :

$$K_t = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_{\text{nom}}} \text{ avec } \sigma_{\text{nom}} = \frac{F}{S_{\text{réduite}}} \quad \text{Eq. II-1}$$

Nous avons choisi de dimensionner deux types d'éprouvettes présentant des K_t différents. L'un relativement faible et l'autre se rapprochant de celui du pied d'aubes de turbine ; ce dernier variant entre 1,6 et 2,8 suivant les méthodes de calcul et les zones de la pièce étudiées (col inférieur ou col supérieur). Pour le K_t faible, la géométrie a été définie en s'appuyant sur des travaux antérieurs [Bonnand2009], il s'agit d'un K_t de 1,32 (Figure II-2). Ce K_t , engendrant un rayon de courbure relativement grand ($R=3$ mm), a été choisi de manière à permettre les mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X tout en garantissant des conditions de grenaillage comparables à celles pratiquées sur éprouvettes lisses.

En revanche, le dimensionnement de l'éprouvette représentative des pieds d'aube de turbine a été limité par les contraintes suivantes :

- Le rayon de courbure de la concentration de contraintes doit permettre le passage des billes du grenaillage. Ces dernières ayant un diamètre de 1 mm (cf. §I.1.b p.61), le rayon doit être, au minimum, strictement supérieur à cette valeur.
- La géométrie de l'éprouvette doit être compatible avec la machine de fatigue MTS de l'ONERA utilisée dans cette thèse. Cela signifie en particulier que le diamètre ne doit pas être trop grand afin que l'éprouvette puisse être sollicitée en fatigue compte tenu de la capacité de la machine ($F_{\max} = 66$ kN en température).

Les premières estimations de géométries ont été établies de manière analytique à l'aide des abaques de Peterson [Peterson1954]. Ces géométries ont ensuite été précisées à l'aide de calculs par éléments finis en élasticité avec le code Zset/Zebulon. Nous avons alors statué sur un K_t de 1,6 dont la géométrie est présentée sur la Figure II-3. On note que les deux éprouvettes à K_t présentent des géométries identiques, seul le rayon en fond d'entaille change et vaut respectivement à 3 et 1,4 mm. On peut aussi noter qu'en passant de l'éprouvette lisse à l'éprouvette de $K_t=1,32$, le rapport de section est de 1,91. En passant du $K_t=1,32$ au $K_t=1,6$, le rapport est de 1,27.

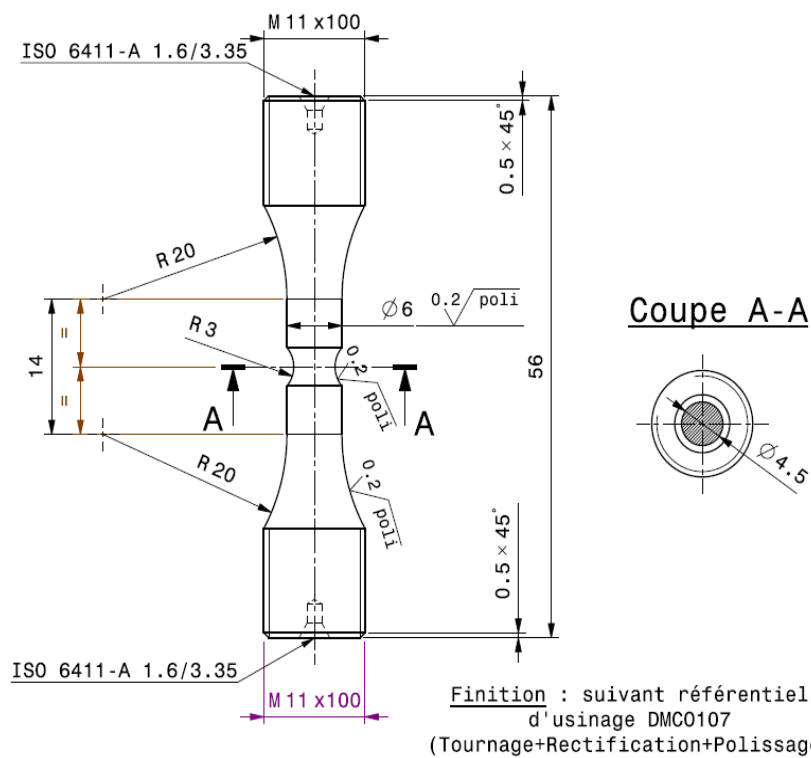


Figure II-2 : Epruvettes de fatigue à concentration de contraintes de $K_t=1,32$.

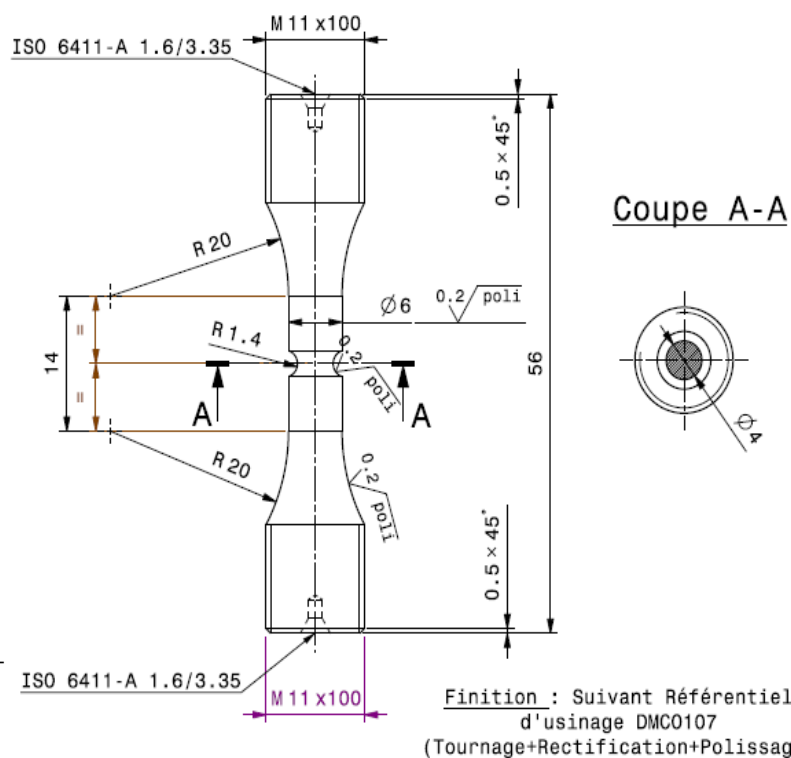


Figure II-3 : Epruvettes de fatigue à concentration de contraintes de $K_t=1,6$.

A titre indicatif, la Figure II-4 présente les profils de contraintes de von Mises normées par leur valeur maximale ($\sigma_{\text{vonMisesmax}} / \sigma_{\text{vonMises}}$) en fonction de la distance à la surface. Ces valeurs sont comparées aux valeurs calculées également en élasticité sur le pied d'aube au niveau du col supérieur et inférieur (Figure II-5).

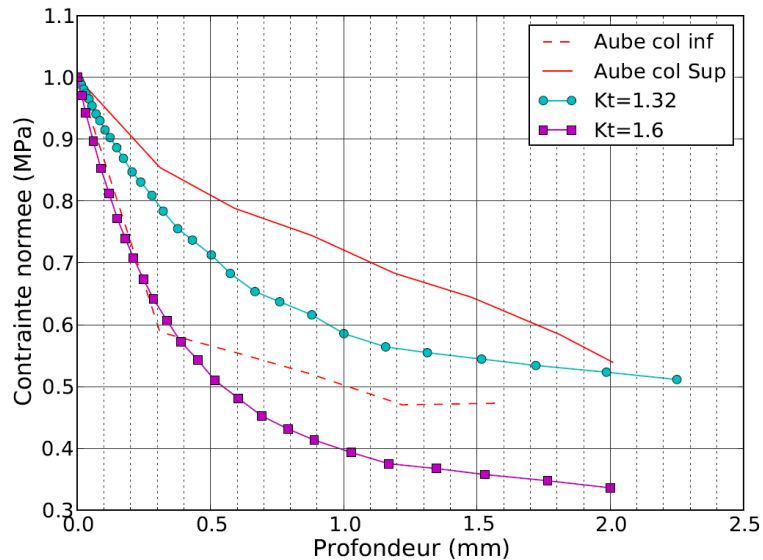


Figure II-4 : Contraente de von Mises normée en fonction de la profondeur.

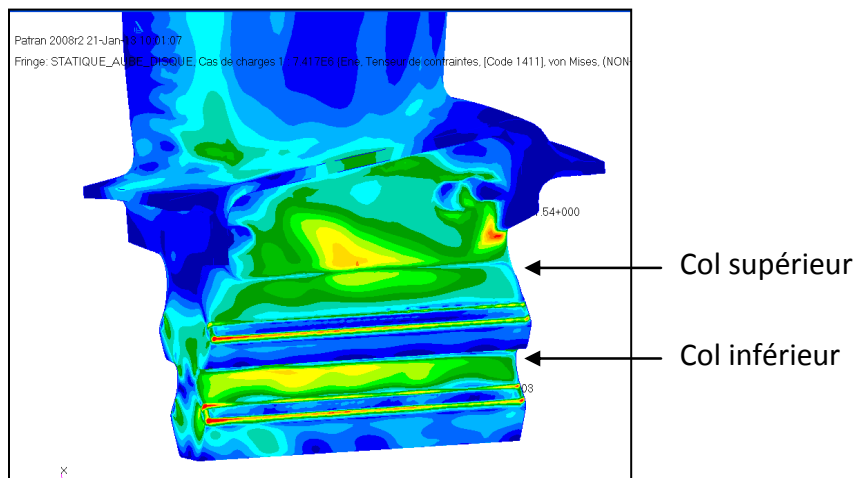


Figure II-5: Etat de contrainte de von Mises calculé sur le pied d'aube de turbine.

I.2. Procédé d'usinage des éprouvettes

I.1.a. Matière

Les éprouvettes sont élaborées à partir de barreaux en AM1 de diamètre 20 mm, de longueur 140 mm et d'orientation <001> livrés par SNECMA après contrôle de la santé matière (porosité, absence de grain et orientation cristallographique). L'axe cristallographique <001> est choisi car c'est la direction qui correspond à l'axe radial du disque moteur et selon lequel la sollicitation mécanique sur l'aube est maximale (force centrifuge) pour cette dernière.

I.1.b. Gamme de fabrication

La gamme de fabrication effectuée sur les éprouvettes suit les étapes suivantes :

- Le traitement thermique T1 est dans un premier temps appliqué sur le barreau de matière (cf. Chapitre I §II.2.a. p 38). Pour rappel, il s'agit d'une mise en solution à 1300°C pendant 3h à l'air ;
- Les éprouvettes sont ensuite usinées par tournage suivant les spécifications de la gamme SNECMA ;
- Puis, les finitions des éprouvettes par rectification et polissage suivant les spécifications de la gamme SNECMA sont effectuées. Le dernier polissage est fait dans le sens long des éprouvettes avec un papier HERMES de grade P800 (soit 22 μm). Notons, néanmoins, que pour les éprouvettes à concentration de contraintes, le polissage est effectué dans le sens transverse dans les gorges pour des raisons de géométrie des éprouvettes ;
- Enfin, les traitements thermique R1 et R2 sont appliquées sur les éprouvettes (R1 : revenu à 1100°C pendant 5h à l'air et R2 : revenu à 870°C pendant 16h à l'air).

Les étapes de finition par rectification et polissage de cette gamme ont pour objectif principal de réduire les effets néfastes du tournage comme l'écrouissage ou la rugosité, par exemple. Par ailleurs, le traitement thermique effectué en fin de gamme de préparation des éprouvettes tend à réduire les contraintes résiduelles induites par l'étape d'usinage.

Certaines de ces éprouvettes sont ensuite grenaillées. Les paramètres de grenaillage ont été choisis en s'appuyant sur ceux utilisés par SNECMA. Ils ont néanmoins dû être réadaptés pour les raisons suivantes. D'une part, dans le cadre de la thèse, le grenaillage a été effectué à l'Université de Technologie de Troyes. En effet, la grenailleuse de SNECMA est exclusivement dédiée au grenaillage des aubes de turbine ou éventuellement des pions plats qui servent de témoins pour les vérifications (ces pions sont alors insérés dans une aube factice). De plus, les grenailleuses de SNECMA et de l'UTT ne sont pas identiques, en particulier la valeur de l'amplitude maximale de vibration de la sonotrode. Cette valeur a donc dû être adaptée pour le grenaillage effectué dans le cadre de la thèse. D'autre part, le grenaillage des aubes (ou des pions) est effectué en statique autrement dit la pièce à grenailler ne tourne pas, or dans le cas des éprouvettes cylindriques, il est préférable de faire tourner l'éprouvette pour que le grenaillage soit homogène. Le temps de grenaillage doit donc lui aussi être adapté. Comme première estimation, nous avons supposé que la zone de l'éprouvette la plus touchée par les billes faisait un angle de 120° (soit 1/3 de la périphérie) comme le montre la Figure II-6. D'après la gamme SNECMA concernant le grenaillage, le temps de traitement moyen effectué sur les pieds d'aubes est de 35 secondes. Ce temps a donc été multiplié par trois soit 105 secondes pour le grenaillage des éprouvettes cylindriques. La vitesse de rotation de l'éprouvette, quant à elle, est imposée par le moteur allant dans la grenailleuse de l'UTT, elle est de 20 tr/min. Cependant, suite à une erreur, les éprouvettes ont finalement été grenaillées 112 sec (soit 3,2 fois le temps de référence).

Pour des raisons de confidentialité, les paramètres de grenaillage exacts qui ont été utilisés ne peuvent pas être donnés dans ce mémoire.

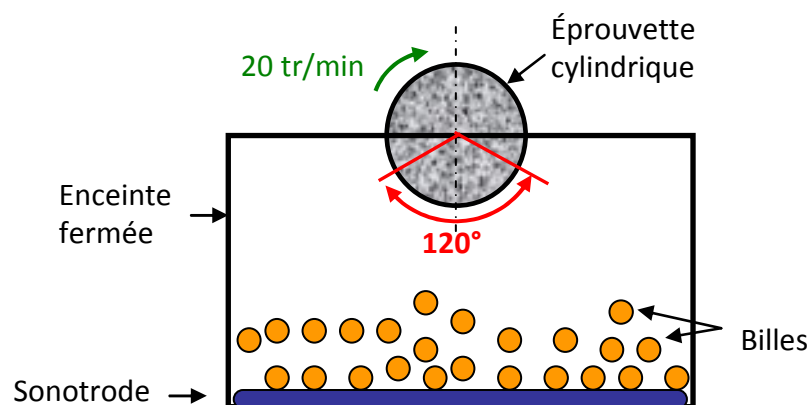


Figure II-6 : Schéma du grenaillage par ultrasons appliqué sur les éprouvettes cylindriques.

A posteriori, des simulations ont été effectuées par le logiciel GUSimu mis en place dans le cadre de la thèse de Jawad Badreddine [Badreddine2014]. Ce logiciel permet de simuler la trajectoire des billes lors du procédé de grenaillage par ultrasons effectué sur n'importe quelle géométrie. Concrètement, ce logiciel permet, entre autres, de récupérer le lieu d'impact des billes, le nombre d'impacts, la vitesse des billes ainsi que leur énergie... La Figure II-7 présente des exemples de visualisation pour le cas d'un pion et d'une éprouvette cylindrique lisse. Ces simulations permettent, entre autres, de déterminer un profil de densité d'impact des surfaces traitées. La densité est calculée par le rapport $N_{\text{impact}}/\delta S$ où δS est un élément de surface pris, ici, égal à $2\pi.R.L/100$ avec L , la longueur de la zone grenaillée et R , le rayon de l'éprouvette. N_{impact} est le nombre d'impacts détecté sur la surface δS (Figure II-8-a). La Figure II-8-b compare alors les résultats obtenus pour un pion grenaillé pendant 35 secondes et les éprouvettes cylindriques (lisses et à concentration de contraintes) grenaillées pendant 112 secondes.

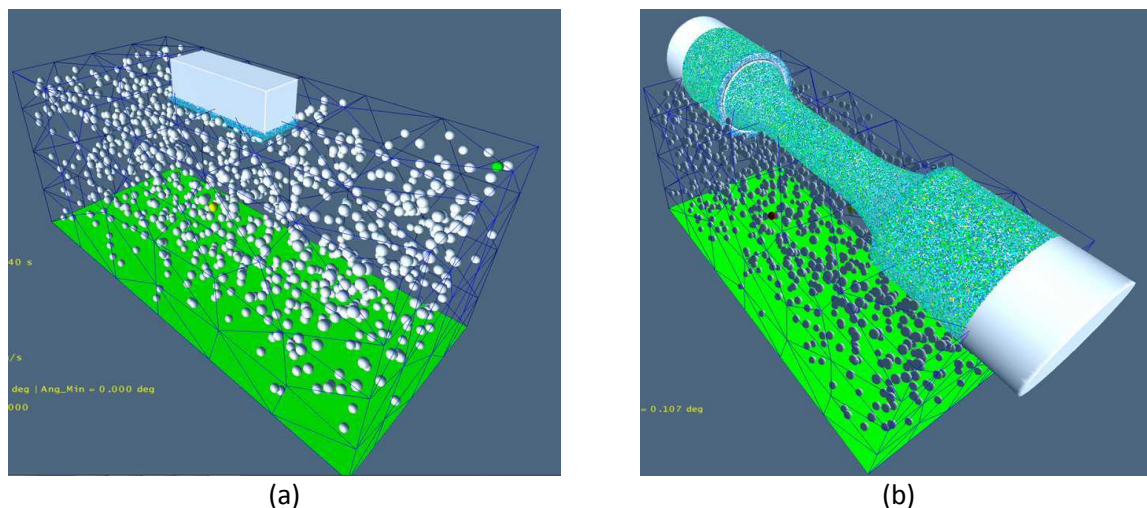


Figure II-7 : Exemple de visualisation effectuée avec le logiciel GUSimu [Badreddine2014] (a) pour un pion – (b) pour une éprouvette cylindrique lisse.

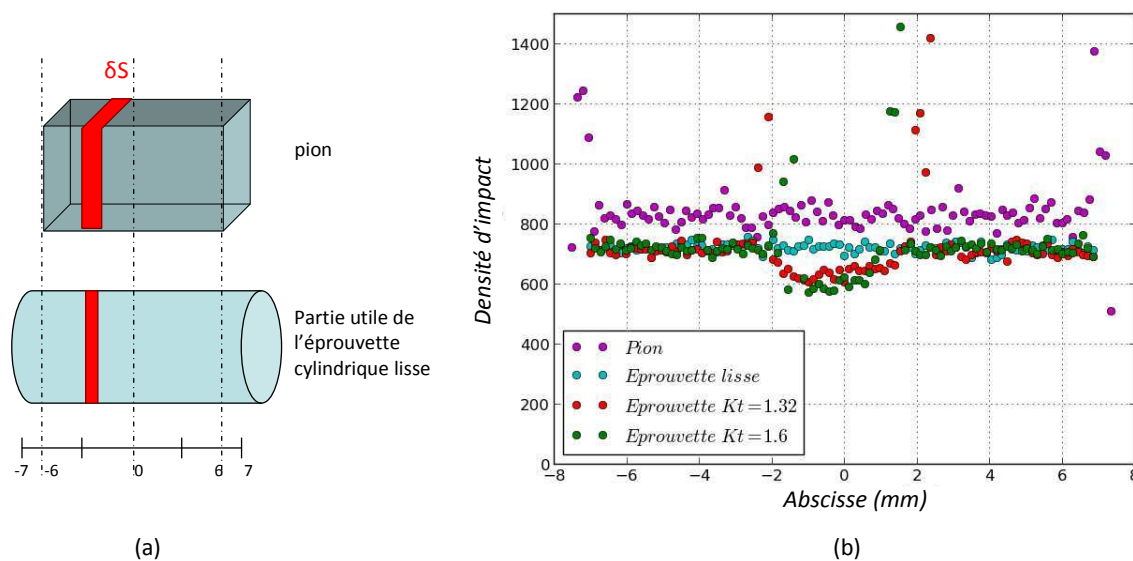


Figure II-8 : (a) Schéma de la discrétisation des surfaces (exemple du pion et de l'éprouvette cylindrique) – (b) Densité d'impacts le long de l'abscisse. Pour le cas des éprouvettes à K_t , l'abscisse est la longueur projetée ($L/100$) et non l'abscisse curviligne.

On a une densité moyenne de 850 impacts/mm² pour le pion, de 720 impacts/mm² pour l'éprouvette lisse et sur les fûts des éprouvettes à K_t et enfin de 630 et 590 impacts/mm² respectivement en fond d'entaille des éprouvettes à $K_t=1,32$ et $K_t=1,6$. Ces simulations montrent donc que les éprouvettes cylindriques auraient méritées d'être grenaillées un peu plus longtemps pour avoir une densité d'impact équivalente à celle du pion, cependant les ordres de grandeurs restent relativement proches. Les plus faibles densités d'impacts en fond de gorge pour les éprouvettes à concentration de contraintes s'expliquent par le fait que cette zone est moins accessible par les billes en raison de sa géométrie.

Par ailleurs, des tests de rugosité ont été effectués dans la direction axiale des éprouvettes de référence et celles grenaillées. Le Tableau II-1 présente les résultats obtenus pour les paramètres de rugosité R_a (écart moyen arithmétique du profil) et R_z (hauteur maximale du profil).

	Eprouvette de référence	Eprouvette grenaillée
R_a (μm)	$0,1684 \pm 0,0561$	$0,9019 \pm 0,0910$
R_z (μm)	$1,2348 \pm 0,3096$	$4,8447 \pm 0,4251$

Tableau II-1 : Analyses de rugosité sur éprouvette cylindrique de référence et grenaillée.

Ces résultats montrent que le grenaillage appliqué sur les éprouvettes cylindriques conduit à un R_a et un R_z proche de 0,9 μm et 4,8 μm en moyenne, respectivement, ce qui est 5,3 et 4 fois plus élevé que les valeurs obtenues sur les éprouvettes de référence. L'augmentation de rugosité est due aux cratères laissés par les impacts de billes successifs.

II. Présentation de la matrice d'essais

La matrice d'essais des éprouvettes a été déterminée en s'appuyant sur la base de données de SNECMA existante que l'on appellera « Base de donnée de SNECMA » (ou BdD sur les figures) qui regroupe l'ensemble des essais effectués sur l'AM1. La température qui nous intéresse ici est 650°C car c'est la température moyenne vue par le pied d'aube de turbine haute pression en service. Bien que les pieds d'aubes de turbine soient sollicités globalement en contrainte imposée, localement, en fond de gorge la sollicitation est davantage en déformation imposée. Ainsi, les essais de fatigue sur les éprouvettes cylindriques lisses ont été réalisés en déformation imposée alors que ceux effectués sur éprouvettes à concentration de contraintes sont réalisés en contrainte imposée.

II.1. Matrice d'essais sur éprouvettes lisses

Les essais sur éprouvettes lisses sont réalisés en déformation imposée à une fréquence de 0,25 Hz. Certains sont effectués avec des éprouvettes de référence (notés REF-XX) et d'autres sur des éprouvettes grenillées (noté GRE-XX). L'ensemble des caractéristiques de ces essais est présenté dans le Tableau II-2. Ces essais ont pour objectif, non seulement, de déterminer l'impact du grenillage sur la durée de vie d'éprouvettes lisses mais également et surtout de pouvoir identifier l'évolution de l'état mécanique (contraintes résiduelles et écrouissage) dû au grenillage et à la fatigue en analysant les éprouvettes en fin d'essais de fatigue. La géométrie de ces éprouvettes étant, on le rappelle, plus simple que celle des éprouvettes à concentration de contraintes.

	N° Essais	$R_\epsilon = \epsilon_{\min}/\epsilon_{\max}$	$\Delta\epsilon/2$	Repères éprouvettes	Analyses post-mortem
Eprouvette de référence	REF-01	0	0,5%	7371D1	-
	REF-02	0	0,3%	7371J1	-
	REF-03	-1	0,3%	7371J2	-
Eprouvette grenillée	GRE-01	0	0,6%	7371C1	DRX, dureté
	GRE-02	0	0,3%	7371A2	DRX, dureté
	GRE-03	-1	0,3%	7371C2	DRX, dureté, EBSD

Tableau II-2: Tableau récapitulatif des essais de fatigue effectués sur éprouvettes cylindriques lisses.

Les essais REF-01 et GRE-01 sont des essais en fatigue répétée à 0,5% et 0,6% d'amplitude de déformation imposée. Les durées de vie visées de ces essais se situent entre 10^3 et 10^5 cycles dans le domaine de la fatigue oligocyclique. Ces essais ont pour objectif principal d'identifier une différence éventuelle en termes de relaxation des contraintes résiduelles liées au grenillage. Nous avons, en effet, fait l'hypothèse que la relaxation de ces contraintes est similaire à la relaxation de la contrainte moyenne. Pour l'illustration, cette évolution de la contrainte moyenne est représentée pour le cas des essais de la base de données de SNECMA effectué à 650°C sur la Figure II-9. Cette courbe est obtenue à partir d'essais réalisés en fatigue répétée où les contraintes moyennes mesurées au cycle stabilisé (à mi-durée de vie) sont reportées en fonction de l'amplitude de déformation totale. En regard de cette courbe, on peut, en effet, s'attendre à ce que, pour les essais à 0,6% d'amplitude de déformation imposée, les contraintes résiduelles relaxent légèrement (mais pas totalement comme cela serait le cas pour des essais à déformation totale plus élevée).

Ces essais de fatigue ont également pour objectif de mettre en évidence l'impact du grenillage sur la durée de vie dans le domaine oligocyclique.

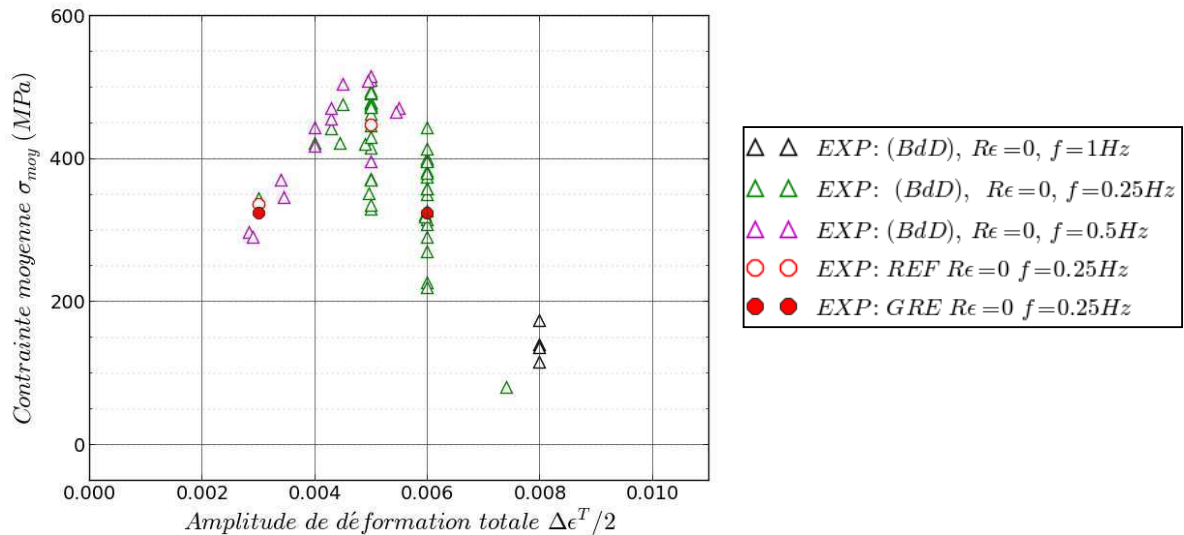


Figure II-9 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne. Les résultats présentés ici sont issus de la base de données de SNECMA obtenus sur éprouvettes lisses ($K_t=1$) à une température de 650°C. Les symboles rouges présentent les résultats obtenus suite aux essais sur éprouvettes lisses effectués dans le cadre de cette thèse (cf. Tableau II-2).

Les essais REF-02 et GRE-02 sont également des essais en fatigue répétée mais cette fois avec une amplitude de déformation de 0,3%. Les durées de vie visées sont plus grandes (entre 10^5 et 10^7) que les essais précédents et permettront donc de voir l'impact du grenailage dans cette gamme de durée de vie. De plus, dans ce cas les contraintes résiduelles ne devraient pas évoluer et donc on s'attend à être dans la configuration la plus favorable vis-à-vis de l'impact du grenailage. Afin de réduire la durée de l'essai, nous avons choisi de travailler en déformation imposée à une fréquence de 0,25Hz pendant les 10 000 premiers cycles puis de passer ensuite en contrainte imposée avec une fréquence de 15 Hz.

Les essais REF-03 et GRE-03 sont, quant à eux, des essais en fatigue alternée avec une amplitude de déformation de 0,3%. Ces essais visent à générer une plastification du matériau et ainsi permettent d'étudier l'influence que pourrait avoir une relaxation significative des contraintes résiduelles sur la durée de vie des éprouvettes grenillées.

II.2. Matrice d'essais sur éprouvettes à concentration de contraintes

Les essais de fatigue sur éprouvettes à concentration de contraintes sont effectués en effort imposé avec un rapport de charge nul (fatigue répétée : $R_o = \sigma_{min}/\sigma_{max}$) à une fréquence de 15 Hz. L'effort est choisi de telle sorte qu'il corresponde à une contrainte maximale σ_{max} calculée en élasticité. La gamme de sollicitation en termes de contrainte maximale ($\sigma_{max} = \sigma_{nom} * K_t$) s'étend de 600 MPa à 1200 MPa ; ce qui est relativement proche des sollicitations vues par le pied d'aubes qui sont de l'ordre de 1000 MPa pour le col supérieur et de 1120 MPa pour le col inférieur. Les détails des essais sont récapitulés dans le Tableau II-3 et le Tableau II-4 respectivement pour les éprouvettes de $K_t=1,32$ et de $K_t=1,6$.

<u>$K_t=1,32$</u>	σ_{nom} (MPa)	σ_{max} (MPa)	Repères éprouvettes
Eprouvettes de référence	455	600	2-2
	605	800	X7371C-2
	757	1000	8-2
	825	1089	X7371F-2
Eprouvettes grenillées	606	800	6-2
	757	1000	5-2
	825	1098	X8199D-2

Tableau II-3 : Tableau récapitulatif des essais effectués sur éprouvettes de $K_t=1,32$.

<u>$K_t=1,6$</u>	σ_{nom} (MPa)	σ_{max} (MPa)	Repères éprouvettes
Eprouvettes de référence	506	800	2-1
	585	936	X7371C-1
	637	1000	8-1
	750	1200	X8199D-1
	800	1280	X7371F-1
Eprouvettes grenillées	506	800	X8199A-2
	585	936	X7368B-1
	637	1000	5-1
	750	1200	6-1
	800	1280	9-1

Tableau II-4 : Tableau récapitulatif des essais effectués sur éprouvettes de $K_t=1,6$.

III. Analyse de durée de vie expérimentale

Les durées de vie expérimentales obtenues pour les essais réalisés sur éprouvettes lisses sont présentées sur la Figure II-10 où l'amplitude de déformation appliquée est représentée en fonction de la durée de vie. Les résultats des essais réalisés sur éprouvettes à concentration de contrainte sont, quant à eux, présentés sur la Figure II-11 où la contrainte nominale est représentée en fonction des durées de vie obtenues. Les éprouvettes grenillées sont représentées par des symboles pleins et les éprouvettes de référence, par des symboles creux. Nous avons également ajouté sur la Figure II-10, les essais expérimentaux de la base de donnée de SNECMA sur des éprouvettes lisses de référence (en triangles noirs creux) et grenillées (triangles noirs pleins) [Delautre1990]. Notons cependant que le diamètre des éprouvettes lisses de la base de données est plus petit que nos éprouvettes à savoir 4,37 mm au lieu de 6,22 mm pour les nôtres. De plus, les éprouvettes grenillées de cette base de données ont été sollicitées à une température de 700°C.

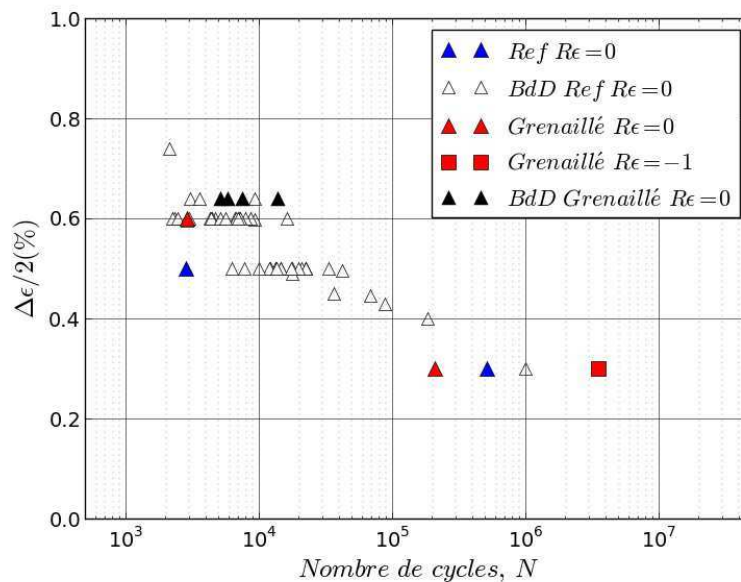
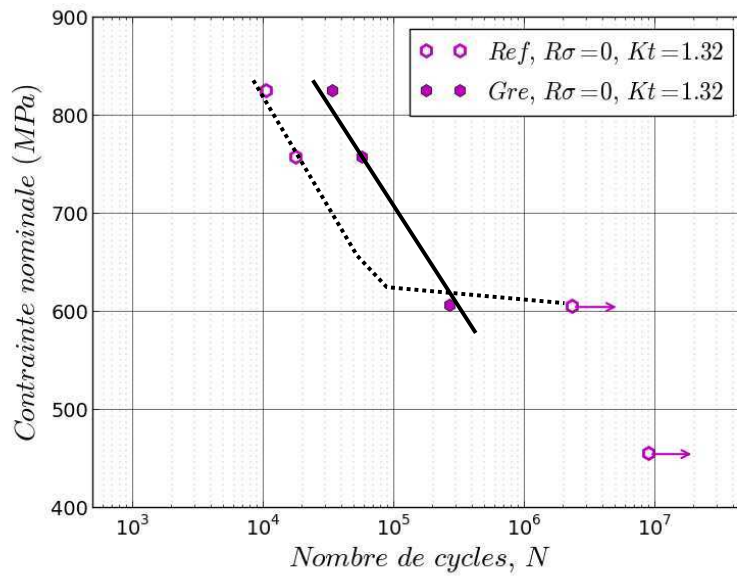
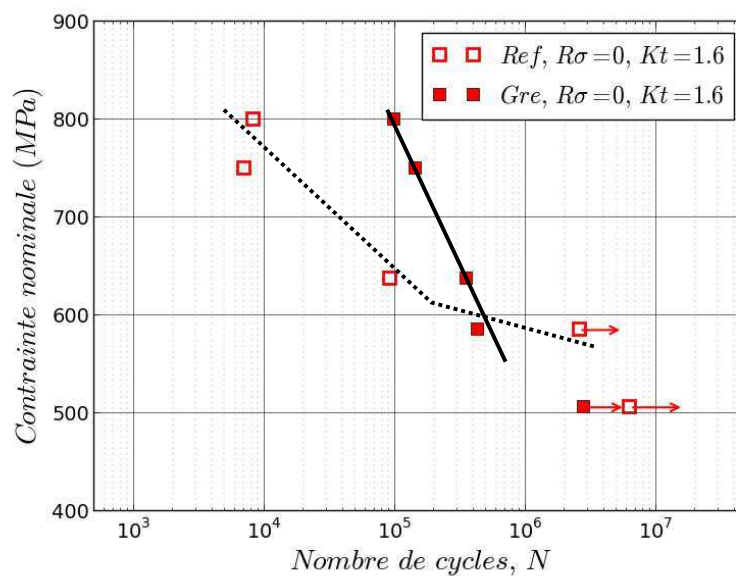


Figure II-10 : Courbe de durée de vie exprimée en termes d'amplitude de déformation obtenue expérimentalement sur éprouvettes cylindriques lisses de référence et grenillées.



(a)



(b)

Figure II-11 : Courbe de durée de vie exprimée en termes de contrainte nominale¹ obtenue expérimentalement sur éprouvettes à concentration de contraintes de référence et grenillées – (a) de $K_t=1,32$ – (b) de $K_t=1,6$. Les courbes noires sont des courbes de tendance.

Pour le cas des éprouvettes lisses (Figure II-10), on constate que les essais effectués dans le cadre de cette étude (en bleu) semblent avoir une durée de vie un peu plus faible que les essais de la base de données de SNECMA. Cela peut être expliqué par l'effet de volume car nos éprouvettes ont un diamètre plus grand et présentent donc une probabilité plus élevée d'avoir un « défaut » amorçant une fissure, les amorces sur l'AM1 nu (sans barrière thermique) se faisant préférentiellement sur des

¹ On rappelle que la contrainte nominale est définie comme étant la contrainte moyenne dans la section réduite des éprouvettes.

porosités. Par ailleurs, on note que les durées de vie des éprouvettes grenillées sont relativement proches de celles des éprouvettes de référence. Ces observations ne sont pas en accord avec celles présentées dans la partie bibliographique (*cf.* Chapitre I §1.5 p.38) qui mettaient en avant le fait que les éprouvettes grenillées avaient une durée de vie plus grande que les éprouvettes de référence. Néanmoins, il me paraît important de préciser que pour la plupart des études de la bibliographie, les sollicitations en fatigue sont en flexion ou en torsion, la surface de l'éprouvette est alors beaucoup plus sollicitée que le cœur. L'effet du grenillage est donc plus notable.

C'est en effet ce que l'on constate sur nos éprouvettes à concentration de contraintes (Figure II-11) où là, la surface de l'éprouvette est beaucoup plus sollicitée en fond de gorges du fait de la géométrie. On remarque, en effet, que pour des contraintes nominales supérieures à 620 MPa, le grenillage a un effet notable sur la durée de vie qui tend à s'accroître avec l'augmentation de la contrainte nominale appliquée – les courbes de tendance ajoutées sur les Figure II-11-a et -b aident à apprécier cette évolution. En moyenne, la durée de vie des éprouvettes grenillées est multipliée par 7,7 par rapport à celles des éprouvettes de référence. Le bénéfice maximal est d'un facteur 20 pour le cas des éprouvettes de $K_t=1,6$ sollicitées à une contrainte nominale de 750 MPa. Néanmoins, pour les faibles contraintes nominales (<620 MPa), qui conduisent à des durées de vie supérieures à 10^5 cycles, ce sont les éprouvettes grenillées qui présentent des durées de vie plus faibles. Les essais sur les éprouvettes de référence ont même été arrêtés avant rupture pour des raisons de temps d'essais (essais représentés avec des flèches). On peut supposer que, dans ce cas, la rugosité due au grenillage joue un rôle plus grand que lorsque la sollicitation est élevée. En effet, dans ce dernier cas, les concentrations de contraintes dues à la rugosité sont relaxées par la microplastification. En revanche pour des faibles sollicitations, on est macroscopiquement élastique, même en fond d'entaille, notamment grâce aux contraintes résiduelles de compression de grenillage et c'est donc la microconcentration de contrainte due à la rugosité qui va jouer un rôle sur les défauts proches de la surface.

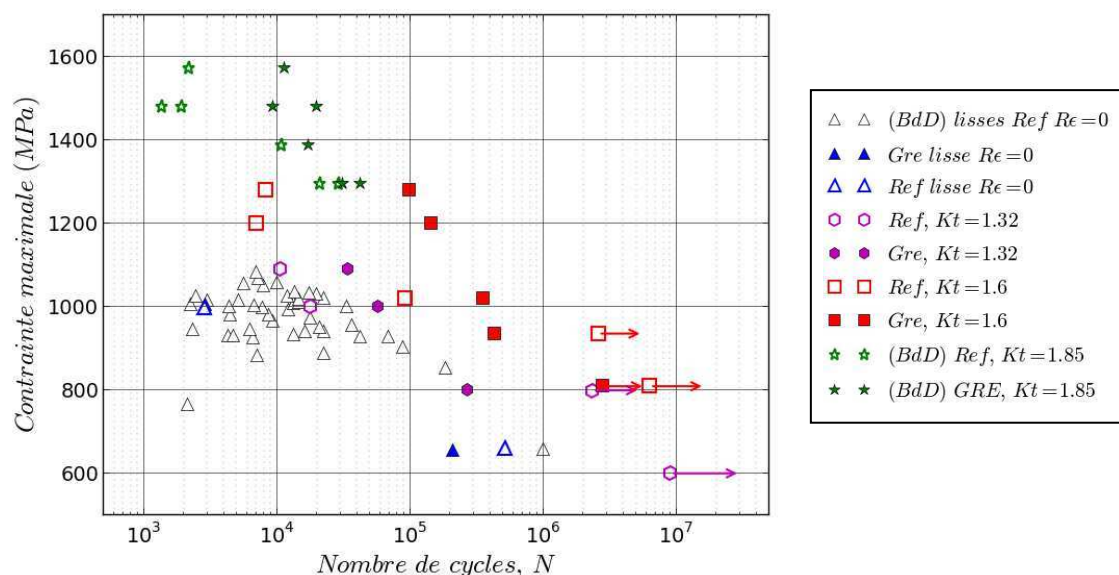


Figure II-12 : Courbe de durée de vie exprimée en termes de contrainte locale maximale obtenue expérimentalement sur des éprouvettes à concentration de contraintes et lisses en AM1 orientées selon l'axe cristallographique <001> à 650°C (ou 700°C pour les essais sur $K_t=1,85$). Notons que les essais sur éprouvette lisse de référence et sur éprouvette lisse grenillée, effectués à 1000 MPa, sont superposés (triangles bleus).

Une autre manière de représenter les résultats est de tracer la courbe de durée de vie exprimée en termes de contraintes maximales (où $\sigma_{\max} = K_t^* \sigma_{\text{nom}}$) comme le montre la Figure II-12. Sur cette figure les résultats de tous les essais ont été regroupés pour avoir une vision plus globale. Les essais sur éprouvettes lisses étant effectués en déformation imposée, la valeur reportée sur cette figure est la contrainte maximale (ou nominale – les deux étant égales pour le cas des éprouvettes lisses) obtenue à mi-durée de vie (cette contrainte est obtenue à partir de la force mesurée à mi-durée de vie). De plus, nous avons également ajouté sur cette figure des essais de la base de données de SNECMA [Delautre1999] effectués sur des éprouvettes de $K_t=1,85$ de référence (en étoiles vertes creuses) et grenillées (en étoiles vertes pleines). Notons cependant que ces éprouvettes sont en AM1 chromisé et ont été sollicitées à une température de 700°C. Ces dernières sont plates et leur géométrie exacte est précisée en Annexe A.

Cette figure montre évidemment les mêmes tendances concernant les comparaisons entre les éprouvettes de référence et les éprouvettes grenillées que les figures précédentes. En effet, on confirme que, pour les éprouvettes lisses, le grenillage n'a pas d'effet et que pour les éprouvettes à concentration de contraintes, le grenillage semble avoir un effet bénéfique au dessus d'une contrainte maximale seuil (ici c'est environ 900 MPa).

Cette figure permet également de comparer les durées de vie des éprouvettes entre elles. On observe, en effet, que ce sont les éprouvettes de $K_t=1,6$ qui ont des durées de vie plus élevées suivies des $K_t=1,32$ et des éprouvettes lisses ensuite. Cette tendance s'observe aussi bien pour les éprouvettes de référence que pour les éprouvettes grenillées. Ces résultats étaient attendus et peuvent s'expliquer de deux manières [Kaminski2007] :

- soit par l'effet d'échelle. En effet, les éprouvettes de $K_t=1,6$ et $K_t=1,32$ présente un volume sollicité plus petit que les éprouvettes lisses à cause de la réduction de section. Les durées de vie obtenues sur ces éprouvettes est donc plus grande que celles observées sur les éprouvettes lisses.
- Soit par l'effet de gradient. On a en effet, pour une même contrainte maximale, plus la concentration de contraintes est élevée et plus la durée de vie est grande.

Evidemment, ici, la combinaison des deux phénomènes peut intervenir.

Analyses microfractographiques

Afin d'identifier les mécanismes de rupture, des observations microfractographiques au microscope électronique à balayage (MEB) ont été réalisées. Les résultats sont résumés dans les Tableau II-5, Tableau II-6 et Tableau II-7, respectivement, pour les éprouvettes lisses, de $K_t=1,32$ et de $K_t=1,6$. Les cas des éprouvettes de référence et grenillées, distincts, sont présentés ci-dessous.

	Repère Eprouvette	Essai fatigue	DDV	Nature amorçage	Distance au bord (mm)	Nombre d'amorçage
Eprouvettes de référence	7371D1	$R_\epsilon=0$ $\Delta\epsilon/2=0,5\%$	2 872	Retassure ?	1,4	1
	7371J1	$R_\epsilon=0$ $\Delta\epsilon/2=0,3\%$	517 100	Rayure d'usinage	surface	Multi- amorçage
Eprouvettes grenillées	7371C1	$R_\epsilon=0$ $\Delta\epsilon/2=0,6\%$	2 926	Retassure ?	Surface	1
	7371A2	$R_\epsilon=0$ $\Delta\epsilon/2=0,3\%$	210 372	Inclusion	1	1
	7371C2	$R_\epsilon=-1$ $\Delta\epsilon/2=0,3\%$	3 567 657	Retassure	0,965	1

Tableau II-5: Résultats des essais de fatigue sur éprouvettes lisses.

	Repère éprouvette	σ_{nom} (MPa)	σ_{max} (MPa)	DDV	Nature de l'amorçage	Distance au bord	Nombre d'amorçage
Eprouvettes de référence	2-2	455	600	Non rompue : Arrêt de l'essai à : 9 099 874 cycles		-	-
	X7371C-2	605	800	Non rompue : Arrêt de l'essai à : 2 349 978 cycles		-	-
	8-2	757	1000	17 948	Rayure d'usinage	surface	Multi- amorçage
	X7371F-2	825	1089	10 731	Rayure d'usinage	Surface	Multi- amorçage
Eprouvettes grenaillées	6-2	606	800	271 396	Retassure	232 μm	1
	5-2	757	1000	57 571	Retassure	277 μm	1
	X8199D-2	825	1089	34 227	Grains	Surface	Multi- amorçage

Tableau II-6 : Résultats des essais de fatigue sur éprouvettes de $K_t=1,32$.

	Repère éprouvette	σ_{nom} (MPa)	σ_{max} (MPa)	DDV	Nature de l'amorçage	Distance au bord	Nb d'amorçage
Eprouvettes de référence	2-1	506	800	Non rompue : Arrêt de l'essai à : 6 338 298		-	-
	X7371C-1	585	936	Non rompue : Arrêt de l'essai à : 2 597 992 cycles		-	-
	8-1	637	1000	92 330	Eutectique	10 μm	1
	X8199D-1	750	1200	7 058	Rayures d'usinage	Surface	Multi- amorçage
	X7371F-1	800	1280	8256	Rayure d'usinage	Surface	Multi- amorçage
Eprouvettes grenaillées	X7368B-1	585	936	435 863	Retassure	209 μm	1
	5-1	637	1000	356 407	Retassures	80 μm	2
	6-1	750	1200	144943	Retassure	203 μm	1

Tableau II-7: Résultats des essais de fatigue sur éprouvettes de $K_t=1,6$.

Cas des éprouvettes de référence

Dans le cas des éprouvettes de référence, lisses ou à concentration de contraintes, on observe généralement des zones de multi-amorçage situées en surface des éprouvettes, comme le montre, par exemple, la Figure II-13. Les fissures tendent ensuite à se propager perpendiculairement à l'axe de sollicitation sur quelques micromètres, puis bifurquent en forme de « marches d'escalier » parallèlement à la direction de sollicitation (Figure II- 14). Dans le cas des éprouvettes lisses, les fissures se propagent ensuite suivant des plans de clivage nets d'orientation {111} (phénomène classique pour un tel monocristal). Dans le cas des éprouvettes à concentration de contraintes, on constate également une propagation suivant les plans de clivage, mais les faciès sont plus perturbés, avec des zones d'arrachement, par exemple (Figure II-15).

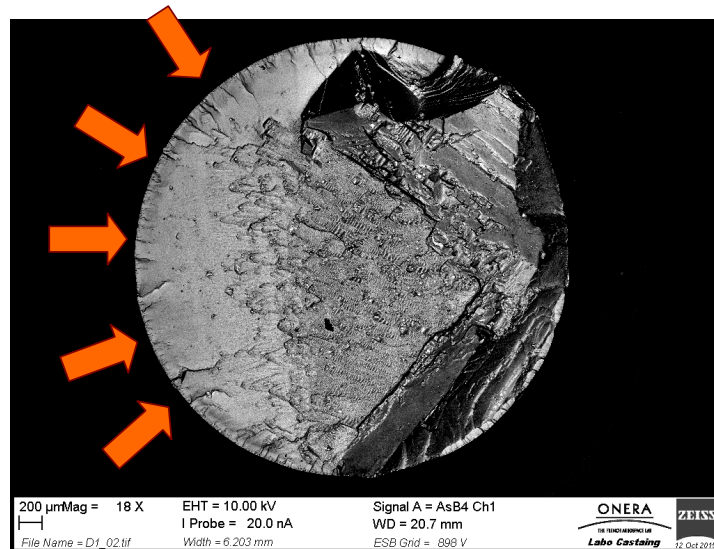
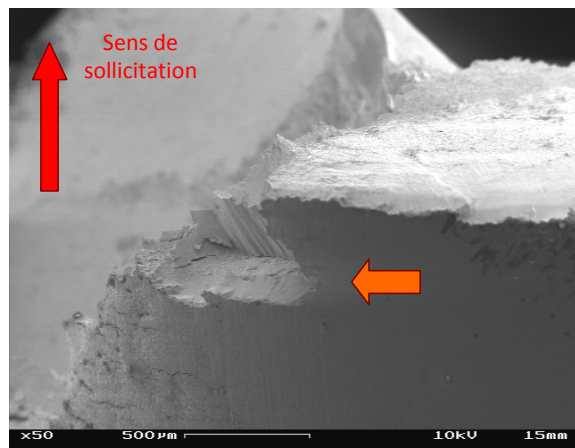
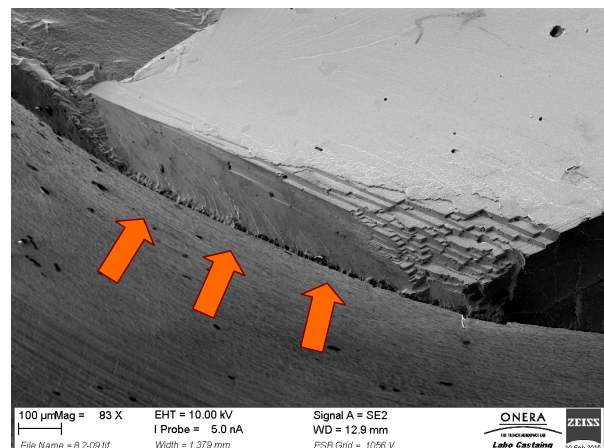


Figure II-13 : Faciès de rupture de l'éprouvette de référence X8199D-1 ($K_t=1,6$, $\sigma_{\max}=1200$ MPa): multiamorçage en surface.

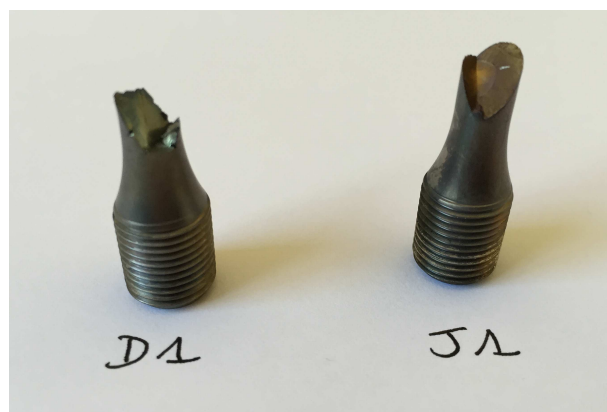


(a)



(b)

Figure II- 14 : Faciès de rupture. (a) Epreuve lisse de référence 7371J1 ($R_e=0$, $\Delta\epsilon/2=0.3\%$) : forte marche de décrochement. – (b) Epreuve de $K_t=1,32$ de référence 8-2 ($\sigma_{\max}=1000$ MPa) : multi-amorçage en surface, puis propagation en « marches d'escalier ».



(a)



(b)

Figure II-15 : Vue macroscopique de (a) certaines éprouvettes lisses et de (b) certaines éprouvettes à concentration de contraintes.

Dans le cas des éprouvettes lisses, on rappelle que le tournage est fait dans le sens circonférentiel de l'éprouvette, en première étape de la gamme d'usinage SNECMA. Le polissage est ensuite effectué dans le sens longitudinal de l'éprouvette pour « gommer » les effets néfastes du tournage (contraintes résiduelles ou rugosité due à la présence des stries d'usinage). Cependant, nous constatons, notamment sur la Figure II- 14-a, que le polissage n'a pas effacé la totalité des stries du tournage, car les fissures tendent à se propager suivant ces dernières.

Par ailleurs, en fond d'entaille des éprouvettes à concentration de contraintes, les rayures d'usinage sont dues au tournage et également au polissage qui sont, cette fois, tous deux effectués dans le sens circonférentiel de l'éprouvette pour des raisons de géométrie (gorges très étroites). Dans ce cas, il y a donc un double effet de gradient : l'effet macroscopique dû à la géométrie de l'éprouvette, et l'effet plus local dû aux stries d'usinage. Ce double effet favorise un amorçage en surface. De plus, nous soupçonnons que sur l'une des éprouvettes (celle référencée X7371F-2), le polissage ait été omis ou mal effectué, car les stries que l'on observe sont particulièrement marquées et semblent correspondre à des stries de tournage. On observe alors très nettement des amorçages multiples et des déviations de la fissure suivant ces stries (Figure II-16). Une telle observation, aussi marquée, n'a été relevée que sur cette éprouvette.

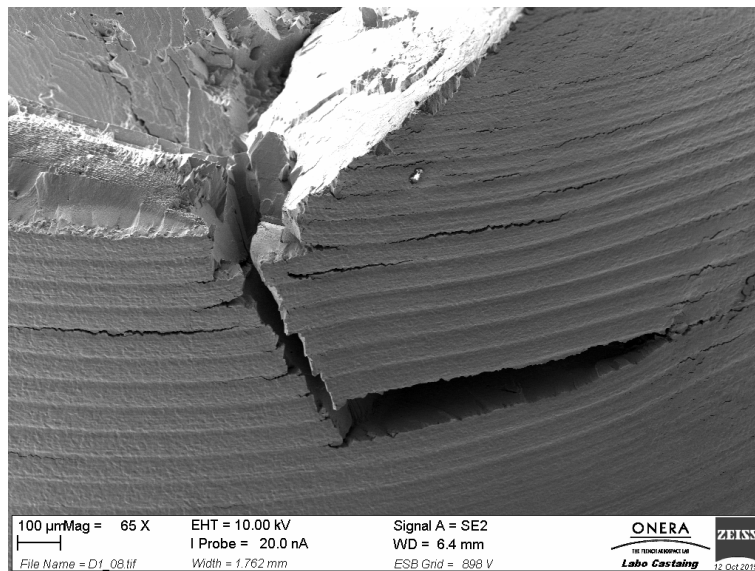


Figure II-16 : Faciès de rupture de l'éprouvette de référence X7371F-2 ($K_t=1,32$, $\sigma_{max}=1089$ MPa): multi-amorçage en surface sur les stries d'usinage fortement marquées.

En observant, avec un plus fort grossissement, les surfaces des éprouvettes, nous avons constaté la présence de grains d'une quinzaine de micromètres au voisinage de la surface, puis une zone perturbée d'une cinquantaine de micromètres. La présence de ces zones sera effectivement confirmée par les analyses EBSD qui seront présentées dans le chapitre suivant. Ce phénomène provient de la recristallisation lors du traitement thermique effectué sur l'éprouvette dont la surface a été fortement écrouie par l'usinage (cf. Chapitre III pour plus de détails). Sur certaines éprouvettes, on observe la propagation de la fissure par décollement de ces grains, suivant le joint de grains (Figure II-17). Par ailleurs, ces grains recristallisés étant orientés aléatoirement dans toutes les directions cristallographiques et donc potentiellement défavorablement orientés, on voit ici qu'ils peuvent jouer un rôle important dans le mécanisme d'amorçage des fissures, ce qui pourrait expliquer les multi-amorçages en surface.

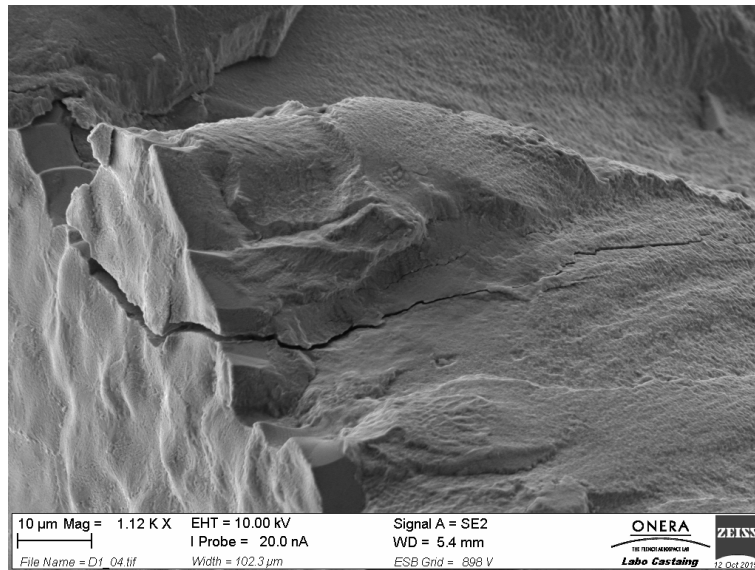
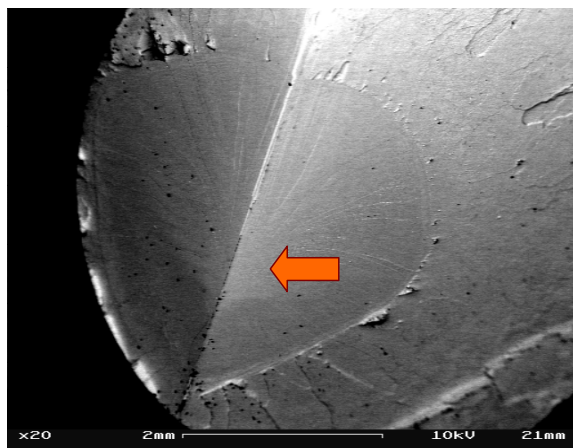
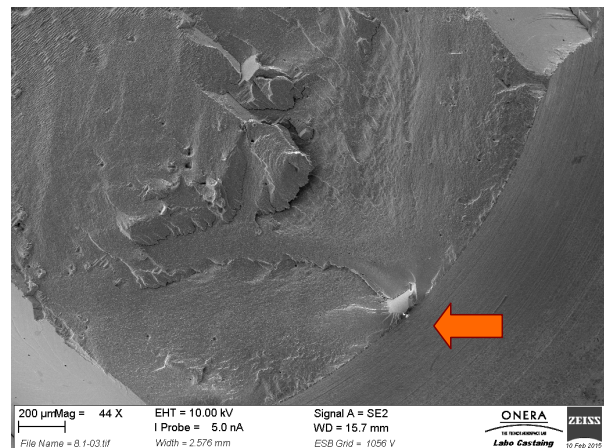


Figure II-17 : Faciès de rupture de l'éprouvette de référence X8199D-1 ($K_t=1,6$, $\sigma_{\max}=1200$ MPa): décollement d'un grain partiellement arraché.

Pour deux éprouvettes de référence, néanmoins, l'amorçage des fissures est différent. C'est le cas de l'éprouvette lisse 7371D1 ($\Delta\epsilon/2=0,5\%$) et de l'éprouvette 8-1 de $K_t=1,6$ ($\sigma_{\max}=1000$ MPa). Pour la première, la zone d'amorçage se situe à une profondeur d'environ 1,4 mm de la surface. L'origine exacte de celle-ci est, néanmoins, difficile à identifier (Figure II-18-a). Pour la seconde, l'amorçage de la fissure provient d'une phase eutectique² γ/γ' se situant à environ 10 μm de la surface (Figure II-18-b).



(a)



(b)

Figure II-18 : Faciès de rupture d'éprouvettes de référence. (a) Eprouvette lisse 7371D1 ($R_e=0$, $\Delta\epsilon/2=0,5\%$). – (b) Eprouvette 8-1 de $K_t=1,6$ ($\sigma_{\max}=1000$ MPa).

² Un eutectique est défini de manière générale comme étant le mélange de deux corps purs qui fond et se solidifie à une température constante et plus basse que la température de fusion de chacun des corps. Il se comporte en fait comme un corps pur d'un point de vue de la fusion. Dans le cas de l'AM1, l'eutectique est constitué des phases γ et γ' et se forme en fin de solidification dans les régions inter-dendritiques du matériau. Le traitement thermique d'homogénéisation à 1300°C appliqué à l'AM1 est censé éliminer ces eutectiques formés au cours de la solidification, mais il se peut que certains d'entre eux subsistent.

Cas des éprouvettes grenillées

Dans le cas des éprouvettes grenillées, les zones d'amorçage sont plus facilement identifiables. Celles-ci se situent généralement sur des retassures³, à une profondeur d'environ 1 mm pour les éprouvettes lisses (Figure II-19) et à une profondeur variant de 80 μm à 280 μm pour les éprouvettes à concentration de contraintes (Figure II-20). On n'observe, dans la plupart des cas, qu'un seul site d'amorçage. Comme dans le cas des éprouvettes de référence, les plans de clivage $\{111\}$ sont privilégiés comme plans de propagation et de déviation de la fissure, de manière assez nette pour les éprouvettes lisses et de manière plus perturbée pour les éprouvettes à concentration de contraintes.

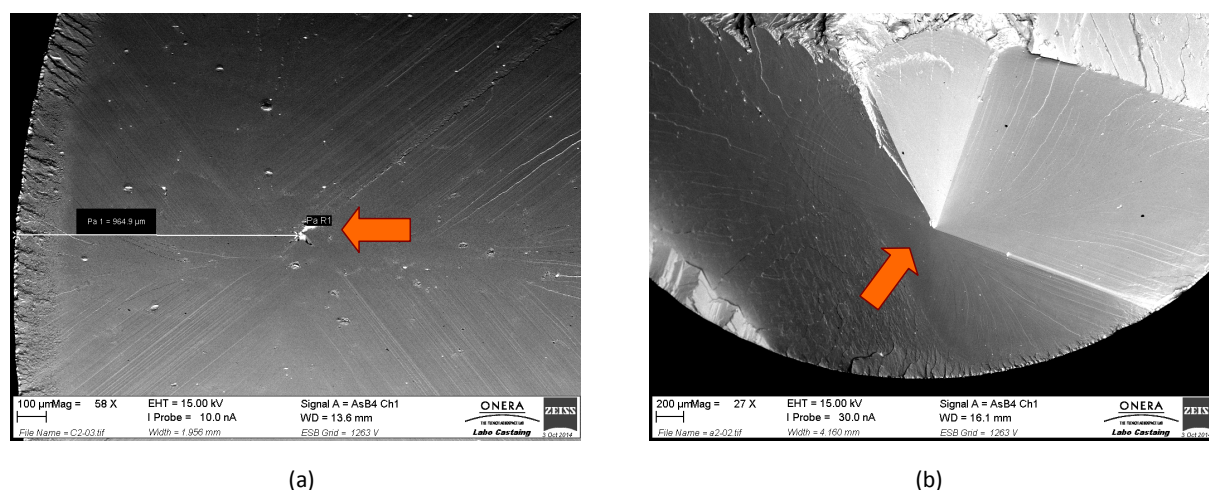


Figure II-19 : Faciès de rupture d'éprouvettes grenillées. (a) Epreuve lisse 7371C2 ($R_e = -1$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$).
(b) Epreuve lisse 7371A2 ($R_e = 0$, $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$).

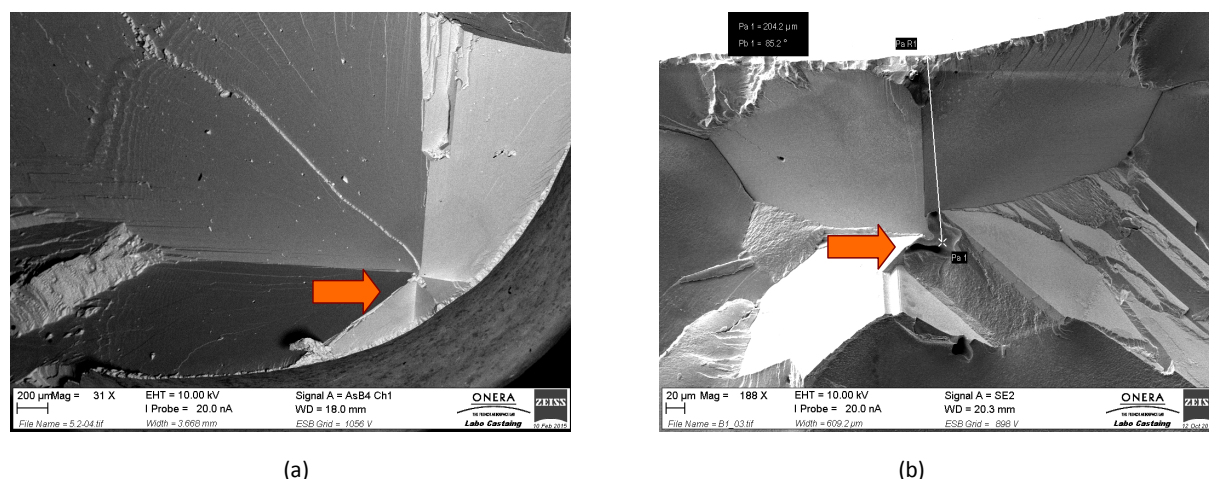


Figure II-20 : Faciès de rupture d'éprouvettes grenillées. (a) Epreuve 5-2 de $K_t = 1,32$ ($\sigma_{\max} = 1000$ MPa). –
(b) Epreuve X7368B-1 de $K_t = 1,6$ ($\sigma_{\max} = 936$ MPa).

L'éprouvette lisse 7371C1 ($R_e = 0$, $\Delta\epsilon/2 = 0,6\%$) ainsi que l'éprouvette X8199D-2 de $K_t = 1,32$ ($\sigma_{\max} = 1089$ MPa) présentent, néanmoins, des amorçages en surface (flèche orange) (Figure II-21). Sur l'éprouvette lisse, les stries de propagation sont clairement visibles et l'amorçage semble provenir d'une porosité en surface (Figure II-21-a). L'éprouvette à concentration de contraintes semble,

³ Défauts (porosités) pouvant apparaître lors du refroidissement d'une pièce.

cependant, présenter le même mécanisme d'amorçage multiple en surface que les éprouvettes de référence (Figure II-21-b).

Nous pouvons également noter que, dans certains cas, la bifurcation de la fissure, lors de sa propagation, peut entraîner un décollement de la matière clairement visible, par exemple, sur la Figure II-21-a (indiquée par une flèche bleue).

Ainsi, contrairement au cas des éprouvettes de référence pour lesquelles les stries d'usinage ont un rôle essentiel dans l'amorçage et la propagation des fissures, dans le cas des éprouvettes grenailées, l'amorçage semble plus interne et la propagation se fait suivant des plans de clivage. En ce qui concerne l'amorçage des fissures, le grenailage donnerait alors plus d'importance aux défauts internes de fonderie (type retassures) qu'aux défauts d'usinage (comme les stries d'usinage et l'écrouissage résultant).

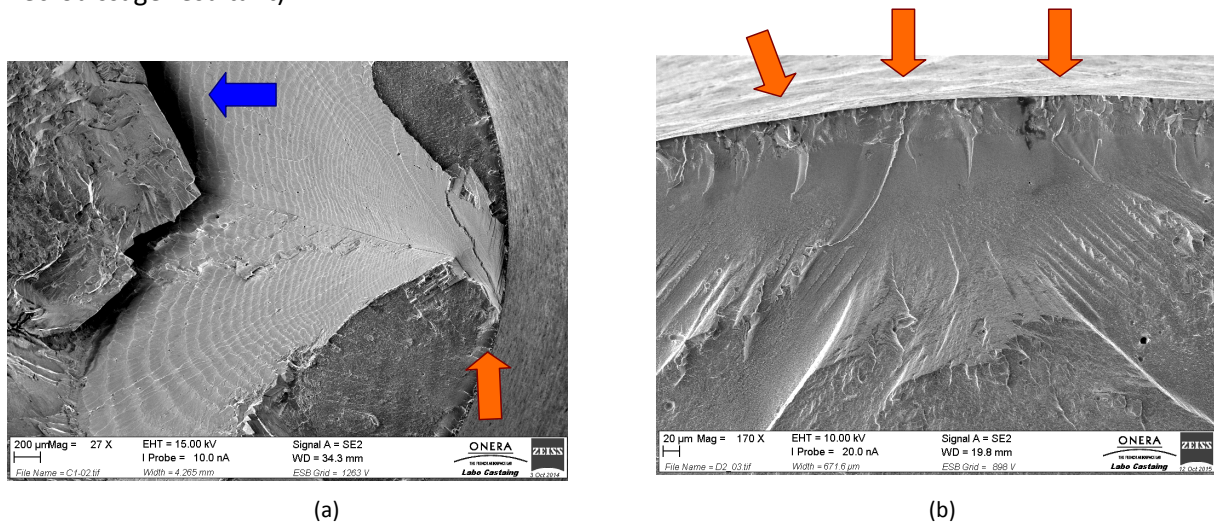


Figure II-21 : Faciès de rupture d'éprouvettes grenailées. (a) Epreuve lisse 7371C1 ($R_e=0$, $\Delta\epsilon/2=0,6\%$). – (b) Epreuve X8199D-2 de $K_t=1,32$ ($\sigma_{max}=1089$ MPa).

Bilan sur les mécanismes de rupture :

Le nombre d'essais est relativement faible ; il est ainsi difficile d'établir des conclusions formelles, mais les observations permettent de dégager des tendances sur les mécanismes de rupture.

D'une part, l'usinage (tournage+polissage) et le traitement thermique induisent, entre autres, de la rugosité par la présence des stries d'usinage (ou la mémoire des stries de tournage après polissage), et la présence de nouveaux grains après recristallisation. Ces deux éléments sont néfastes pour la durée de vie des éprouvettes.

D'autre part, il semble que le grenailage « gomme », partiellement, ces effets néfastes, en déplaçant les sites d'amorçage de la surface vers l'intérieur de l'éprouvette, au-delà de 200 μm. La propagation se fait alors ensuite directement sur des plans de clivage suivant la cristallographie (plans {111}) et non suivant les stries d'usinage. Ceci n'est cependant pas vérifié pour les deux exceptions présentées Figure II-21. Il est également à noter que la durée de vie n'est pas directement dépendante du lieu d'amorçage. Seuls les amorçages en surface semblent conduire à des durées de vie plus courtes (Figure II-22).

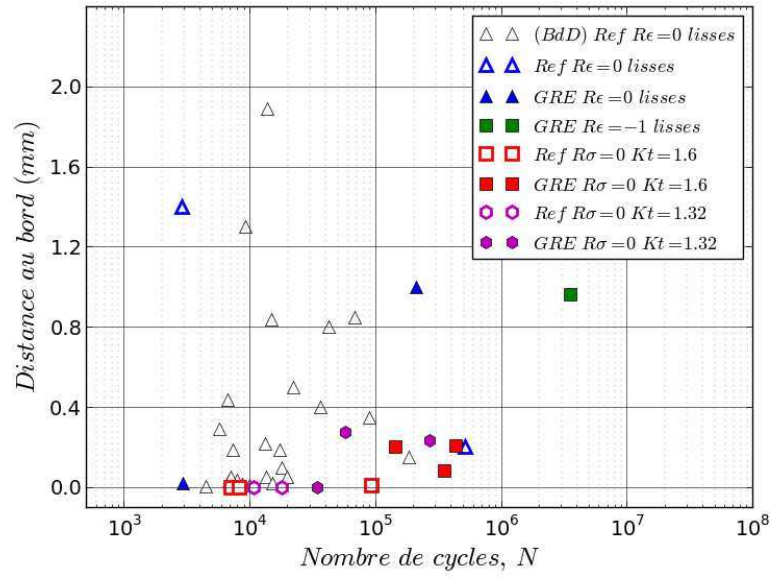


Figure II-22 : Distance au bord du lieu d'amorçage en fonction du nombre de cycles.

IV. Conclusion partielle

Dans ce chapitre, des essais de fatigue ont été effectués sur des éprouvettes lisses et à concentration de contraintes de référence et grenaillées. Ces essais ont mis en évidence le fait que le grenaillage n'a pas d'effet sur la durée de vie des éprouvettes lisses. Cela peut se justifier par le fait que lors de ces essais, la section complète de l'éprouvette est sollicitée, le rôle de la zone grenaillée, représentant 12,5% de la section totale est donc quasi nulle. En revanche, dans le cas des éprouvettes à concentration de contraintes, les niveaux testés montrent un écart significatif entre les éprouvettes de référence et les éprouvettes grenaillées. Pour les fortes contraintes nominales (>620 MPa), les éprouvettes grenaillées présentent une durée de vie plus grande que les éprouvettes de référence. Cependant en dessous de cette valeur, la tendance s'inverse.

Nous proposons dans le cadre de cette thèse de mettre en place une méthodologie permettant d'estimer la durée de vie des éprouvettes grenaillées. Nous ne considérerons ici seulement les effets bénéfiques du grenaillage, c'est-à-dire des niveaux de sollicitations élevés (> 620 MPa). Notre stratégie consiste à introduire l'état mécanique (c'est-à-dire les contraintes résiduelles et l'écrouissage) initialement présent dans les échantillons après traitement de grenaillage dans les calculs de structure par éléments finis utilisés pour le calcul de durée de vie. Pour cela, il est nécessaire de connaître cet état mécanique (*cf.* Chapitre III), d'utiliser une méthodologie permettant de l'introduire dans les calculs par éléments finis (*cf.* Chapitre IV), de suivre leur évolution au cours des sollicitations subies par la pièce (*cf.* Chapitre V) et enfin de calculer la durée de vie de ces éprouvettes grenaillées (*cf.* Chapitre VI).

CHAPITRE III

Caractérisations expérimentales de l'état mécanique induit par grenaillage sur monocristal

L'objectif de ce chapitre est de mettre en place une approche expérimentale permettant d'évaluer l'état mécanique d'un échantillon de superalliage monocristallin dont la surface été grenaillée. Cela dans le but de pouvoir le prendre en compte dans les estimations de durée de vie obtenues à l'issu de calculs de structure effectués par éléments finis. Les deux quantités mécaniques que nous nous sommes attachés à déterminer ici sont les contraintes résiduelles et l'écrouissage.

Les contraintes résiduelles sont déterminées par la technique de diffraction des rayons X. Cette technique a été choisie pour sa grande sensibilité aux déformations à l'échelle atomique du matériau et pour sa mise en œuvre aussi bien en laboratoire qu'aux grands instruments. L'AM1 étant un matériau monocristallin, c'est l'approche d'Ortner [Ortner1983] qui sera utilisée.

L'écrouissage sera, quant à lui, estimé par trois techniques : les largeurs des pics de diffraction, l'EBSD et la dureté.

Sommaire

I. Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X sur monocrystal.....	82
I.1 Orientation de l'échantillon et conditions de diffraction	84
I.2 Détermination des paramètres de maille à partir des angles de diffraction et des indices de Miller d'un ensemble de plans	90
I.3 Détermination du tenseur des déformations et des contraintes.....	92
I.3.a Principes théoriques de la méthode d'Ortner	92
I.3.b Développement de la méthode d'Ortner : du tenseur métrique au tenseur des contraintes	92
I.4 Conditions de mesure	96
I.4.a Moyens de mesure.....	96
I.4.b Protocole expérimental.....	97
I.4.c Estimation des incertitudes.....	109
I.5 Détermination des contraintes sur des pions.....	110
I.5.a Caractéristiques des pions	110
I.5.b Détermination du paramètre de maille initial A	112
I.5.c Détermination du profil de contraintes résiduelles macroscopiques sur des pions [001] de référence et grenailé	113
I.5.d Détermination des contraintes internes de la phase γ' sur un pion [001] de référence	119
I.5.e Détermination des contraintes résiduelles macroscopiques sur les pions [101] grenailés.	123
I.6 Détermination des contraintes sur des éprouvettes cylindriques lisses	125
I.6.a Discussion sur la taille du faisceau incident.....	125
I.6.b Cas d'une éprouvette cylindrique lisse de référence.....	127
I.6.c Cas d'une éprouvettes cylindrique lisse grenailée	130
I.7 Détermination des contraintes sur des éprouvettes à concentration de contraintes	130
I.8 Conclusion partielle	132
II. Quantification du taux d'écrouissage sur monocrystal.....	133
II.1. Caractérisation par essais de dureté.....	133
II.2. Caractérisations par EBSD (Electron Backscatter Diffraction)	134
II.2.a. Cas des pions [001]	134
II.2.b. Cas des éprouvettes cylindriques lisses.....	136
II.2.c. Bilan des caractérisations EBSD	142
II.3. Caractérisation via les largeurs des pics de diffraction	143
III. Bilan sur l'effet du grenailage sur le monocrystal AM1.....	148

Notations

(hkl)	: Plan d'indice de Miller h, k, l
$\{hkl\}$	: Famille de plans d'indices de Miller h, k, l
$[hkl]$	: Direction d'indice de Miller h, k, l
$\langle hkl \rangle$	: Famille de directions d'indices de Miller h, k, l
$\tilde{h}$	: Matrice des plans de diffraction ($h_{ij} = h_i h_j$)
θ_{hkl}	: Angle de Bragg du plan (hkl)
d_{hkl}	: Distance interréticulaires du plan (hkl)
λ	: Longueur d'onde du faisceau incident
$\chi, \varphi, \omega, \eta, \theta, \delta$	: Mouvements angulaires du goniomètre
$\mathcal{R}_{lab} : (\underline{X}_{lab}, \underline{Y}_{lab}, \underline{Z}_{lab})$	: Repère du laboratoire
$\mathcal{R}_\theta : (\underline{x}_\theta, \underline{y}_\theta, \underline{z}_\theta)$	: Repère du goniomètre
$\mathcal{R}_p : (\underline{x}_p, \underline{y}_p, \underline{z}_p)$	: Repère de la platine porte-échantillon
$\mathcal{R}_e : (\underline{x}_e, \underline{y}_e, \underline{z}_e)$	: Repère de l'échantillon
$\mathcal{R}_A : (\underline{A}_1, \underline{A}_2, \underline{A}_3)$	: Base directe de la maille cristalline non déformée
$A, B, C, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i$	: Paramètres de la maille cristalline non déformée
$\mathcal{R}_{A'} : (\underline{A}'_1, \underline{A}'_2, \underline{A}'_3)$	: Base directe orthonormée de la maille cristalline non déformée
G_{ij}	: Composantes du tenseur métrique de la base directe de la maille cristalline non déformée
$\mathcal{R}_{A^*} : (\underline{A}^1, \underline{A}^2, \underline{A}^3)$	: Base réciproque de la maille cristalline non déformée
$\mathcal{R}_{A'^*} : (\underline{A}'^1, \underline{A}'^2, \underline{A}'^3)$	: Base réciproque orthonormée de la maille cristalline non déformée
G^{ij}	: Composantes du tenseur métrique de la base réciproque de la maille cristalline non déformée
$\mathcal{R}_a : (\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3)$	: Base directe de la maille cristalline déformée
$a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$	: Paramètres de la maille cristalline déformée
$\mathcal{R}_{a'} : (\underline{a}'_1, \underline{a}'_2, \underline{a}'_3)$	: Base directe orthonormée de la maille cristalline déformée
g_{ij}	: Composantes du tenseur métrique de la base directe de la maille cristalline déformée
$\mathcal{R}_{a^*} : (\underline{a}^1, \underline{a}^2, \underline{a}^3)$	: Base réciproque de la maille cristalline déformée
$\mathcal{R}_{a'^*} : (\underline{a}'^1, \underline{a}'^2, \underline{a}'^3)$	: Base réciproque orthonormée de la maille cristalline déformée
g^{ij}	: Composantes du tenseur métrique de la base réciproque de la maille cristalline déformée
$\tilde{B}$	: Matrice de passage du repère réciproque dans un repère orthonormée associé
$\tilde{U}$	: Matrice de passage du repère réciproque orthonormé au repère de la platine porte-échantillon
$\tilde{F}$	: Tenseur de transformation
$\tilde{H}$	: Gradient de déplacement
$\tilde{\epsilon}, \tilde{\sigma}$	: Tenseur des déformations et des contraintes en petites transformations
$\tilde{E}$	: Tenseur des déformations de Green (dans la description Lagrangienne) du repère direct de la maille cristalline.
$\tilde{e}$	: Tenseur des déformations d'Almansi (dans la description Eulérienne) du repère direct de la maille cristalline
$\tilde{E}^*$	: Tenseur des déformations de Green (dans la description Lagrangienne) du repère réciproque de la maille cristalline
$\tilde{e}^*$	: Tenseur des déformations d'Almansi (dans la description Eulérienne) du repère réciproque de la maille cristalline
$\bar{C}$	: Tenseur d'élasticité
δ_i^j	: Symbole de Kronecker

I. Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X sur monocristal

Dans le cas de l'utilisation d'un faisceau de rayons X monochromatique sur des matériaux monocristallins (ou polycristallins à gros grains), seul un cristal participe à la diffraction et ce pour certaines orientations uniquement, contrairement au cas de matériaux polycristallins où un ensemble de grains convenablement orientés y participe. La méthode dite d'Ortner permet de déterminer les contraintes résiduelles sur monocristal à partir de la mesure d'un ensemble de plans atomiques. La démarche générale est schématisée sur la Figure III-1 dont chaque étape sera détaillée dans ce chapitre.

La première étape de cette procédure est de connaître l'orientation cristallographique de l'échantillon. Cela dans le but de connaître d'une part, les relations de passage entre le repère cristallin, le repère de l'échantillon et le repère de diffraction et d'autre part, les plans de diffraction potentiellement accessibles dans l'échantillon (cf. §I.1 p.84).

L'étape suivante consiste à choisir les plans de diffraction à mesurer. En théorie, six pics de diffraction, correspondant à des plans atomiques non colinéaires, suffisent pour obtenir les six composantes des tenseurs des déformations et des contraintes mais il est souvent recommandé d'en mesurer davantage pour plus de précision. Nous verrons, cependant, que cette précision dépend aussi du choix des plans. Il est donc impératif de choisir un « bon » système de plans. Ce point sera discuté au paragraphe §I.4.b.i p.97.

Une fois que les plans ont été choisis, on les positionne en condition de diffraction (§I.4.b.ii p.105) puis un balayage θ - 2θ est effectué pour acquérir chaque pic de diffraction. On obtient ainsi l'intensité des pics de diffraction en fonction de θ . On rappelle ici que la **condition de diffraction** d'un plan (hkl) est définie de telle sorte que pour un faisceau incident de longueur d'onde λ :

- Le détecteur des rayons X doit être positionné avec un angle de 2θ par rapport au faisceau incident de telle sorte que la loi de Bragg $2d_{hkl}\sin \theta_{hkl} = n\lambda$ soit vérifiée. Dans cette relation d_{hkl} est la distance interréticulaire de la famille de plans {hkl} et n est un entier naturel appelé ordre de diffraction
- La normale au plan diffractant (hkl) doit être confondue avec la bissectrice entre le faisceau incident et la direction du détecteur.

A partir de ces données expérimentales, des post-traitements sont effectués. Une fonction analytique est ajustée sur les intensités diffractées pour obtenir l'angle de diffraction θ_{hkl} de chaque plan (hkl) (§I.4.b.iii p.107) ; les distances interréticulaires associées sont calculées via la loi de Bragg ; puis le tenseur métrique de la base réciproque de la maille déformée est obtenu à partir des indices de Miller (h,k,l) des plans mesurés et des distances interréticulaires d_{hkl} précédemment calculées. La relation fondamentale d'Ortner permet ensuite de déterminer le tenseur des déformations dans le repère du cristal. Les contraintes dans le repère du cristal sont alors obtenues par la loi de Hooke. Les contraintes dans le repère de l'échantillon sont, enfin, calculées en effectuant un changement de repère entre le repère du cristal et de l'échantillon (§I.3 p.92).

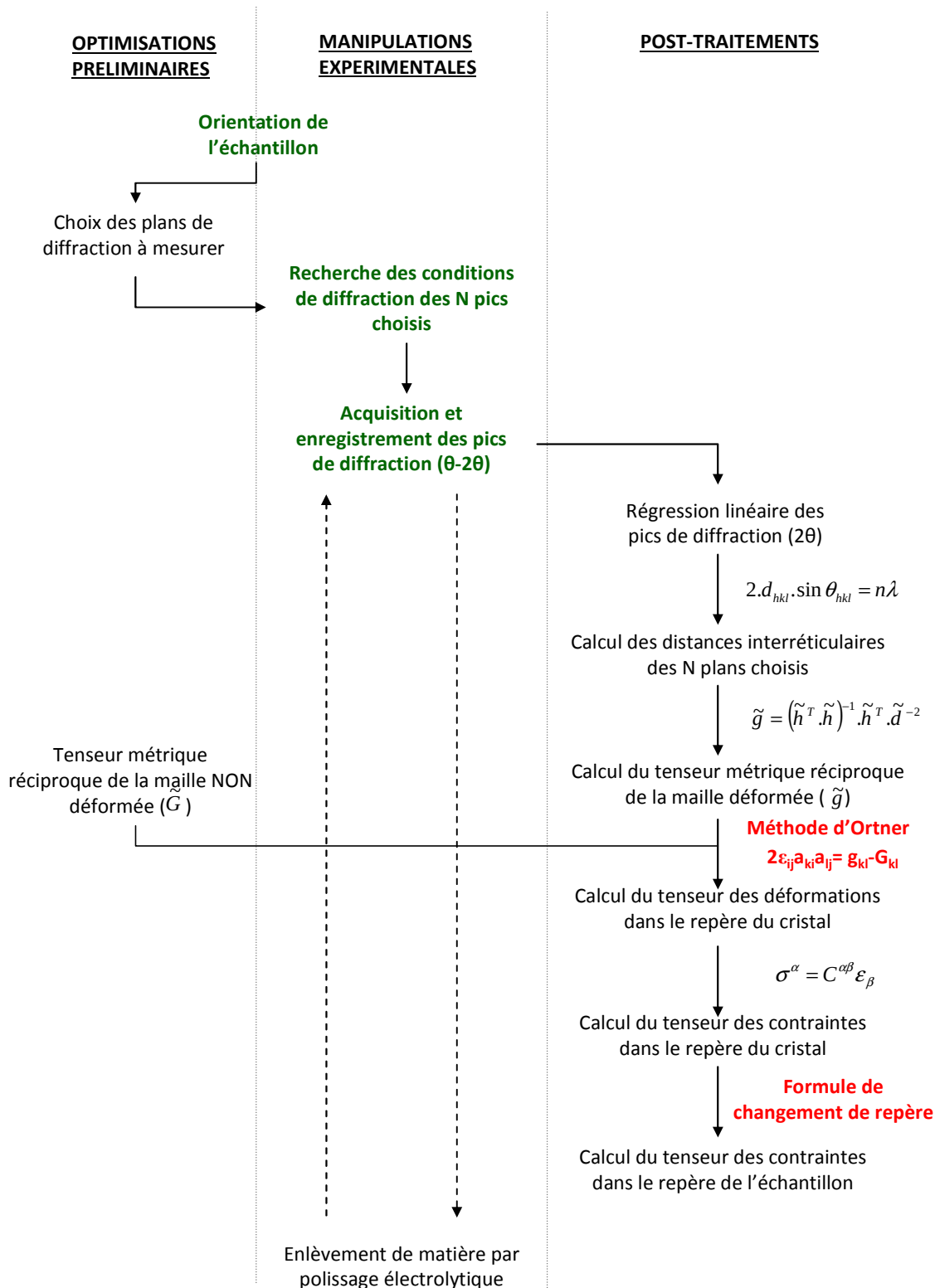


Figure III-1 : Schéma de la procédure générale d'obtention d'un profil de contraintes dans la profondeur d'un échantillon.

Pour finir, à cause de la faible pénétration des rayons X dans l'échantillon qui est de 3 à 10 μm dans notre cas (cf. § I.4.b.i p.97), des enlèvements de matière sont nécessaires pour déterminer un profil de contraintes dans la profondeur de l'échantillon. Nous utiliserons, pour cela, la technique de polissage électrolytique (§I.4.b.iv p.108).

Cette procédure a été mise en place pour la première fois à l'ONERA dans le cadre de cette thèse. Cela a consisté à s'approprier les développements théoriques de la méthode d'Ortner, à comprendre les principes de fonctionnement d'un goniomètre eulérien à 6 cercles, à développer des programmes d'aide à l'acquisition des données sur l'ordinateur de contrôle du diffractomètre, à développer les programmes de traitement des données. Cette procédure a ensuite été appliquée sur l'AM1 en prenant en compte la complexité de sa microstructure (présence de dendrites, alliage biphasé).

Cette partie est organisée comme suit. Dans un premier temps, nous décrivons le positionnement de l'échantillon en condition de diffraction à l'aide d'un goniomètre eulérien à 6 cercles. Le passage entre des angles de Bragg aux tenseurs des contraintes est développé dans un second temps. Les conditions de mesures utilisées dans cette étude ainsi que leur optimisation sont ensuite détaillées. Enfin les résultats des mesures sur des pions et des éprouvettes cylindriques sont présentés et discutés.

I.1 Orientation de l'échantillon et conditions de diffraction

Pour réaliser des mesures par diffraction des rayons X, l'échantillon que l'on souhaite étudier est placé dans un goniomètre. Le goniomètre utilisé dans le cadre de cette étude (goniomètre géré par le Laboratoire d'Etude des Microstructures (LEM) de l'ONERA - Figure III-2) est un goniomètre eulérien générique qui comporte six cercles permettant d'orienter l'échantillon et le détecteur dans l'espace : les quatre cercles associés aux moteurs χ , ϕ , ω et η permettent d'orienter l'échantillon et les deux cercles associés aux moteurs 2θ et δ permettent de positionner le détecteur. Pour nos mesures, nous avons travaillé dans une configuration où $\delta=0$ c'est-à-dire comme avec un goniomètre à 5-cercles (Figure III-3). L'échantillon est fixé rigidement à une platine porte-échantillon qui peut tourner autour de l'axe ϕ (normal à la surface de l'échantillon) et peut se déplacer en translation suivant x_s , y_s et z_s pour permettre de placer la zone de l'échantillon à analyser au centre de rotation du goniomètre. La platine porte-échantillon peut se déplacer à l'intérieur d'un cercle fermé dont l'axe de rotation est χ . L'axe ω est confondu avec l'axe de rotation du détecteur et permet de tourner le cercle dans le plan du détecteur. Le goniomètre est positionné de telle sorte que le faisceau incident passe par son centre de rotation. Le mouvement angulaire η permet la rotation du cercle χ dans le plan vertical.

Le goniomètre est conçu de telle sorte que l'ensemble de ses axes de rotation passe en principe par un même point. En pratique, à cause des aspects matériaux et mécaniques, les intersections sont contenues dans une sphère appelée « sphère de confusion ». En général, plus le goniomètre est grand, plus le diamètre de la sphère de confusion est grand. Ici, il est proche de 40 μm . Cela veut dire que le positionnement de l'échantillon est reproductible à 40 μm près si on déplace tous les moteurs du goniomètre. Cette valeur peut être légèrement inférieure si le nombre de moteur utilisé est réduit.

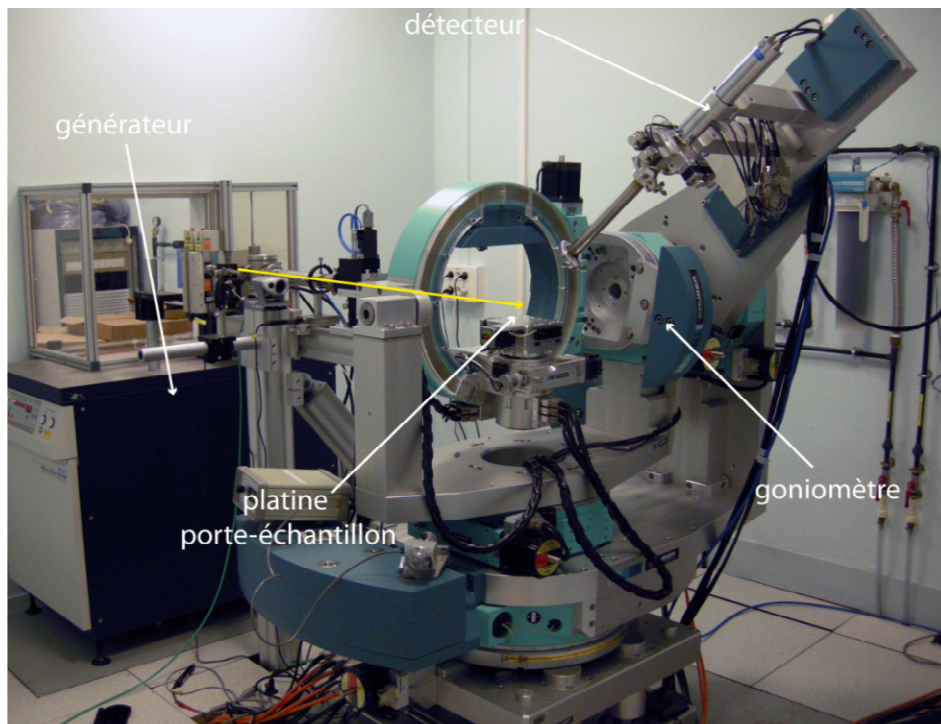


Figure III-2 : Diffractomètre 6 cercles du Laboratoire d'Etude des Microstructure (LEM).

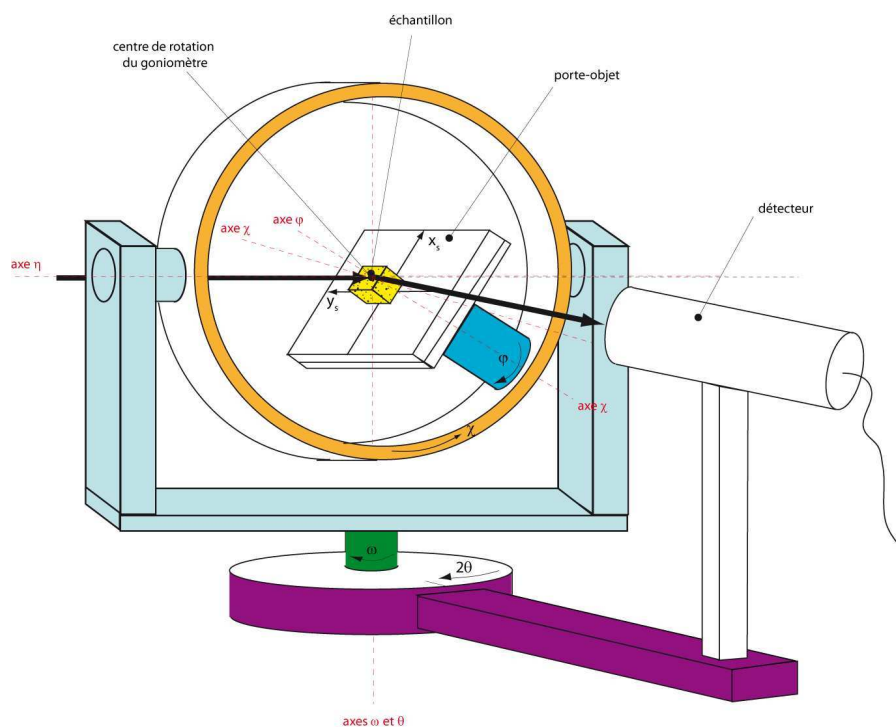


Figure III-3 : Schéma représentant le goniomètre 6 cercles du LEM.

L'objectif est de mettre en condition de diffraction un ensemble de plans atomiques de l'échantillon placé au centre du goniomètre en utilisant les mouvements de rotation de l'appareil. L'orientation dans l'espace du cristal des plans atomiques est donnée par trois nombres entiers mis entre parenthèses, les "indices de Miller" dénotés h , k et l dans la suite. Cette description fait donc appel à

la notion de réseau atomique qui est décrit dans un espace vectoriel. La maille cristalline élémentaire est la plus petite unité représentative du réseau cristallin. Elle est caractérisée par six paramètres : les normes des trois vecteurs de base et les angles qu'ils forment entre eux (Figure III-4).

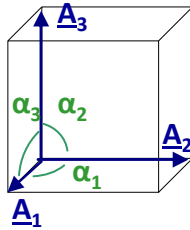


Figure III-4 : Maille cristalline élémentaire – Exemple du cas cubique.

Pour déterminer la déformation de la maille cristalline, nous avons besoin de connaître la valeur de ces paramètres pour un état de référence et pour un état déformé. Dans la suite, nous décrirons par $\underline{A}_i$ ($i=1,2,3$), les trois vecteurs de base de la maille de référence et par $\underline{a}_i$ ($i=1,2,3$), les 3 vecteurs de base de la maille déformée (Figure III-5). On parlera de bases covariantes et d'espace direct. L'analyse des angles de Bragg nous permet d'obtenir en premier lieu les composantes du tenseur des déformations dans le repère de la maille cristalline qui est, en toute généralité, non orthonormé (cf. §1.2 p.90). Un changement de repère nous permettra d'obtenir ces composantes dans un repère d'intérêt associé à l'échantillon avec, par exemple, un axe orienté selon la normale à sa surface et les deux autres axes dans le plan de sa surface. Pour effectuer ce changement de repère, il faut donc connaître la relation d'orientation entre le repère cristallin et le repère de l'échantillon. En d'autres termes, nous cherchons à obtenir les coordonnées des vecteurs de base de la maille cristalline dans le repère de l'échantillon.

Un aspect supplémentaire réside dans le fait que le phénomène de diffraction fait appel à la notion de réseau réciproque. Les trois vecteurs de base du réseau réciproque de la maille cristalline décrite par les vecteurs $\underline{a}_i$ ($i=1,2,3$) seront notés $\underline{a}^i$ ($i=1,2,3$) dans la suite. Ils sont obtenus par la relation biunivoque suivante :

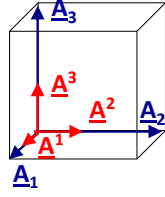
$$\underline{a}^i \cdot \underline{a}_j = \delta_j^i \quad \text{Eq III-1}$$

avec δ_j^i le symbole de Kronecker. On les construit donc à partir des vecteurs $\underline{a}_i$ ($i=1,2,3$) en utilisant les relations suivantes :

$$\underline{a}^i = \frac{\underline{a}_j \wedge \underline{a}_k}{V} \quad \text{avec } V = \underline{a}_i \otimes \underline{a}_k \bullet \underline{a}_j \quad \text{Eq III-2}$$

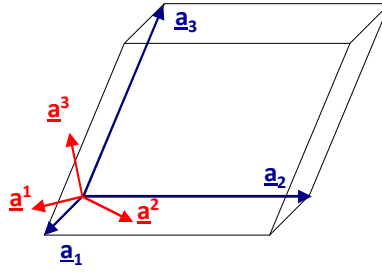
où i,j,k est une permutation circulaire de 1,2,3.

État non déformé



$(\underline{A}_1, \underline{A}_2, \underline{A}_3)$ base covariante de la maille cristalline non déformée
 $(\underline{A}^1, \underline{A}^2, \underline{A}^3)$ base contravariante de la maille cristalline non déformée
 $\underline{A}^i \cdot \underline{A}_j = \delta^i_j$
 $G_{ij} = \underline{A}_i \cdot \underline{A}_j$; $G^{ij} = \underline{A}^i \cdot \underline{A}^j$; $G_{ij} = (G^{ij})^{-1}$

État déformé



$(\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3)$ base covariante de la maille cristalline déformée
 $(\underline{a}^1, \underline{a}^2, \underline{a}^3)$ base contravariante de la maille cristalline déformée
 $\underline{a}^i \cdot \underline{a}_j = \delta^i_j$
 $g_{ij} = \underline{a}_i \cdot \underline{a}_j$; $g^{ij} = \underline{a}^i \cdot \underline{a}^j$; $g_{ij} = (g^{ij})^{-1}$

Figure III-5 : Définition des repères de la maille cristalline. Exemple d'une maille cubique dans un état non déformée se déformant en une maille monoclinique.

Dans la suite, nous décrirons par $\underline{A}^i$ ($i=1,2,3$), les trois vecteurs de base du réseau réciproque associé à la maille de référence et par $\underline{a}^i$ ($i=1,2,3$) les 3 vecteurs de base du réseau réciproque associé à la maille déformée. On parlera de bases contravariantes et d'espace réciproque. Une propriété fondamentale de la relation entre réseau cristallin et réseau réciproque est que le vecteur $\underline{h}$ de coordonnées (h,k,l) dans l'espace réciproque est orthogonal à la famille de plans atomiques (hkl) dans le réseau direct et que la distance entre plans atomiques d_{hkl} est donnée par la norme de ce vecteur :

$$d_{hkl}^{-1} = \|\underline{h}\| \quad \text{Eq III-3}$$

Comme évoqué plus haut, la condition de diffraction est réalisée lorsque le vecteur $\underline{h}$ est aligné avec la bissectrice entre le faisceau incident et la direction du détecteur. A titre d'illustration, nous avons représenté sur la Figure III-6-a un ensemble de repères cartésiens et le vecteur $\underline{h}$ en condition de diffraction. Le repère $\mathcal{R}_{lab}$ ($\underline{x}_{lab}, \underline{y}_{lab}, \underline{z}_{lab}$) est associé au laboratoire, le repère $\mathcal{R}_\theta$ ($\underline{x}_\theta, \underline{y}_\theta, \underline{z}_\theta$) est le repère de diffraction et le repère $\mathcal{R}_p$ ($\underline{x}_p, \underline{y}_p, \underline{z}_p$) correspond à celui de la platine porte échantillon. La Figure III-6-b montre la relation entre les repères rigidement liés $\mathcal{R}_p$ ($\underline{x}_p, \underline{y}_p, \underline{z}_p$) et $(\underline{a}^1, \underline{a}^2, \underline{a}^3)$ ainsi qu'avec le vecteur $\underline{h}$.

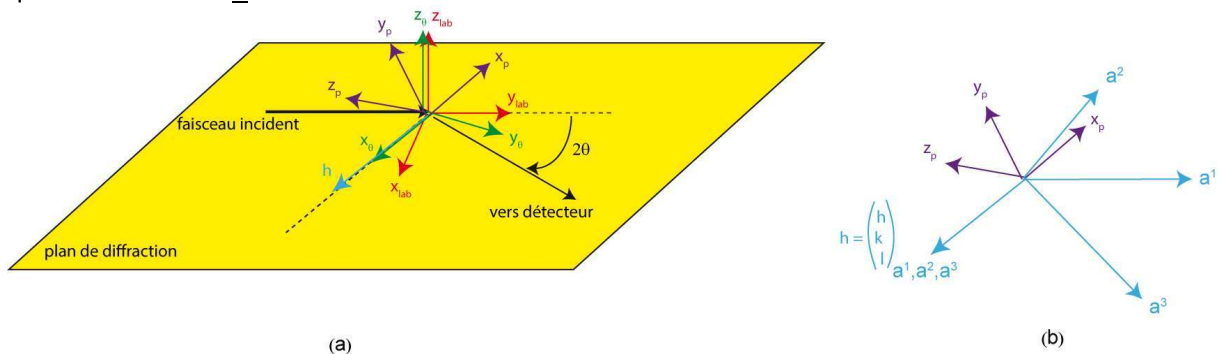


Figure III-6 : (a) Définition des repères cartésiens associés au laboratoire, à la condition de diffraction et à la platine porte-échantillon. Le vecteur $\underline{h}$ est vecteur du réseau réciproque associé à la famille de plans atomiques d'indices de Miller (hkl) . (b) Relations entre le repère porte-échantillon et le repère associé au réseau réciproque de la maille cristalline $(\underline{a}^1, \underline{a}^2, \underline{a}^3)$.

Lorsque le vecteur $\underline{h}$ du réseau réciproque d'indices de Miller (h,k,l) connus est en condition de diffraction, ses composantes dans le réseau réciproque sont (h,k,l) et ($||h||$,0,0) dans le repère de diffraction $\mathfrak{R}_\theta$. Le passage d'un repère à l'autre est donné par la relation suivante:

$$\begin{pmatrix} ||h|| \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = [R][UB] \begin{pmatrix} h \\ k \\ l \end{pmatrix} \quad \text{Eq III-4}$$

Dans cette relation :

- [R] est la matrice de rotation entre le repère cartésien $\mathfrak{R}_p$ associé à la platine porte-échantillon et le repère cartésien $\mathfrak{R}_\theta$. Elle s'exprime en fonction des matrices de rotations associées aux mouvements du goniomètre. Pour le goniomètre de l'ONERA, on a $[R] = [R_\Omega][R_\eta][R_\chi][R_\varphi]$ avec :

$$\begin{aligned} [R_\Omega] &= \begin{pmatrix} \cos(\omega - \theta) & \sin(\omega - \theta) & 0 \\ -\sin(\omega - \theta) & \cos(\omega - \theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad [R_\chi] = \begin{pmatrix} \cos \chi & 0 & \sin \chi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \chi & 0 & \cos \chi \end{pmatrix} \\ [R_\eta] &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \eta & -\sin \eta \\ 0 & \sin \eta & \cos \eta \end{pmatrix} \quad [R_\varphi] = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad \text{Eq III-5}$$

Plus de détails concernant les repères associés au positionnement de l'échantillon et du détecteur sont donnés dans les références [Busing1967], [Lohmeier1993] et [You1999].

- [UB] est la matrice d'orientation entre le repère non orthonormé du réseau réciproque et le repère cartésien $\mathfrak{R}_p$ associé à la platine porte-échantillon. Elle s'exprime comme le produit d'une matrice de rotation [U] entre un repère cartésien $\mathfrak{R}_{a^*}$ (associé au réseau réciproque orthonormé dans l'état déformé) et le repère $\mathfrak{R}_p$ par la matrice [B] dont les vecteurs colonnes correspondent aux coordonnées des vecteurs ($\underline{a}^1, \underline{a}^2, \underline{a}^3$) dans le repère cartésien $\mathfrak{R}_{a^*}$. Cette matrice s'exprime ainsi (cf. Annexe B pour plus de détails).

$$[B] = \begin{pmatrix} a^1 & a^2 \cos \alpha^3 & a^3 \cos \alpha^2 \\ 0 & a^2 \sin \alpha^3 & -a^3 \cos \alpha_1 \sin \alpha^2 \\ 0 & 0 & 1/a_3 \end{pmatrix} \quad \text{Eq III-6}$$

La matrice [B] contient l'ensemble des informations concernant la forme du réseau réciproque c'est-à-dire les trois normes a^i ($i=1,2,3$) des vecteurs de base ainsi que les angles α^i qu'ils forment entre eux. L'ensemble de ces valeurs peut être déterminé à partir des angles de Bragg et des indices de Miller associés aux plans diffractants (cf. §1.2 p.90).

Pour déterminer les valeurs de la matrice [U], nous avons utilisé la méthode à deux réflexions d'indices de Miller connus et décrite dans [Busing1967]. Cela consiste à relever la position de l'ensemble des moteurs du goniomètre ($\varphi, \chi, \omega, \eta$ et θ) lorsque deux réflexions non colinéaires de deux vecteurs $\underline{h}_1$ et $\underline{h}_2$ sont en condition de diffraction.

Deux cas peuvent alors être distingués :

CAS 1 : Lorsque les paramètres de maille sont connus (c'est-à-dire lorsque [B] a pu être calculée) la matrice [U] peut être déterminée à partir des positions des moteurs du goniomètre φ , χ , ω , η et θ lorsque deux plans $\underline{h}_1$ et $\underline{h}_2$ non colinéaires (c'est-à-dire si $\underline{h}_1 \wedge \underline{h}_2 \neq 0$) sont en condition de diffraction. A chaque réflexion i ($i = 1, 2$), on peut définir un vecteur unitaire $\underline{u}_p$ tel que

$$[R]\underline{u}_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{Eq III-7}$$

On obtient ainsi l'expression du vecteur $\underline{u}_p$ en inversant (ou en transposant) la matrice de rotation [R].

$$\underline{u}_p = [R]^T \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = [R_\varphi]^T [R_\chi]^T [R_\eta]^T [R_\theta]^T \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{Eq III-8}$$

$$\underline{u}_p = \begin{pmatrix} \cos \omega' \cos \chi \cos \varphi - \sin \omega' \sin \varphi \cos \eta + \cos \varphi \sin \chi \sin \omega \sin \eta \\ \cos \omega' \cos \chi \sin \varphi + \sin \omega' \cos \varphi \cos \eta + \sin \varphi \sin \chi \sin \omega \sin \eta \\ \cos \omega' \sin \chi - \cos \chi \sin \omega \sin \eta \end{pmatrix}$$

pour un goniomètre 5-cercles, avec $\omega' = \omega - \theta$

Les indices et les paramètres de maille étant connus pour les deux réflexions, les composantes en coordonnées cartésiennes des vecteurs $(\underline{h}_{a^*})_1$ et $(\underline{h}_{a^*})_2$ associées au réseau réciproque orthonormé dans l'état déformé, le sont aussi. On a alors :

$$(\underline{h}_{a^*})_1 = [B](\underline{h}_a)_1 \quad \text{et} \quad (\underline{h}_{a^*})_2 = [B](\underline{h}_a)_2 \quad \text{Eq III-9}$$

La matrice d'orientation [U] permet de transformer les vecteurs $(\underline{h}_a)_1$ et $(\underline{h}_a)_2$ de telle sorte qu'ils soient colinéaires avec les vecteurs $\underline{u}_{p,1}$ et $\underline{u}_{p,2}$:

$$(\underline{h}_p)_1 = [U](\underline{h}_{a^*})_1 \quad \text{et} \quad (\underline{h}_p)_2 = [U](\underline{h}_{a^*})_2 \quad \text{Eq III-10}$$

Cependant, à cause des erreurs de mesure des angles et de l'incertitude sur les paramètres de maille, il n'est généralement pas possible de trouver une matrice [U] qui satisfasse les deux conditions précédentes à la fois. Pour contourner cette difficulté, on requiert que $(\underline{h}_p)_1$ soit aligné avec $\underline{u}_{p,1}$ et que $(\underline{h}_p)_2$ soit dans le plan défini par $\underline{u}_{p,1}$ et $\underline{u}_{p,2}$. Deux repères orthonormés $T_p = (\underline{t}_{p1}, \underline{t}_{p2}, \underline{t}_{p3})$ et $T_{a'} = (\underline{t}_{a'1}, \underline{t}_{a'2}, \underline{t}_{a'3})$ sont alors construits dans le repère de la platine porte-échantillon $\mathcal{R}_p$ et dans le repère cristallin orthonormé de la maille cristalline déformée $\mathcal{R}_{a^*} (= \mathcal{R}_{a'^*})$ tels que :

- $\underline{t}_{p1}$ soit aligné avec $\underline{u}_{p,1}$, $\underline{t}_{p2}$ soit dans le plan défini par $\underline{u}_{p,1}$ et $\underline{u}_{p,2}$ et $\underline{t}_{p3}$ soit perpendiculaire à ce plan. On notera dans la suite T_p la matrice dont les colonnes correspondent à $\underline{t}_{p1}$, $\underline{t}_{p2}$ et $\underline{t}_{p3}$;
- $\underline{t}_{a'1}$ soit aligné avec $(\underline{h}_{a^*})_1$, $\underline{t}_{a'2}$ soit dans le plan défini par $(\underline{h}_{a^*})_1$ et $(\underline{h}_{a^*})_2$ et $\underline{t}_{a'3}$ soit perpendiculaire à ce plan. On notera dans la suite $T_{a'}$ la matrice dont les colonnes correspondent à $\underline{t}_{a'1}$, $\underline{t}_{a'2}$ et $\underline{t}_{a'3}$.

De cette manière, la matrice U peut donc s'exprimer ainsi :

$$[U] = [T_p][T_{a'}]^T \quad \text{Eq III-11}$$

Notons cependant qu'à cause des erreurs de mesure des angles et de l'incertitude sur les paramètres de maille, les composantes de la matrice [U] dépendront des deux réflexions choisies. Nous verrons dans le paragraphe I.4.c (p.109) comment estimer et limiter les erreurs liées à ces calculs.

CAS 2 : Lorsque les paramètres de la maille cristalline ou du réseau réciproque ne sont pas préalablement déterminés, il est possible de déterminer les matrices [U] et [B] à partir des positions des moteurs du goniomètre relevées lorsque trois réflexions d'indices de Miller connus sont en condition de diffraction [Busing1967]. Nous n'avons pas utilisé cette méthode dans le cadre de cette étude car nous calculons d'abord les paramètres du réseau cristallin et réciproque avec l'approche explicitée dans le paragraphe suivant.

A ce stade, il est important de noter que la matrice d'orientation [UB] obtenue à partir de la position des moteurs du goniomètre correspond à l'orientation du réseau réciproque du cristal par rapport à la platine porte-échantillon. Nous cherchons à obtenir l'orientation du réseau cristallin par rapport à l'échantillon. En conséquence, il peut être nécessaire de définir deux matrices de passage supplémentaires. L'une, imposée par la physique, pour passer du repère orthonormé associé au réseau réciproque vers un repère orthonormé associé au réseau atomique et l'autre, choisie par l'utilisateur, pour passer du repère cartésien de la platine porte-échantillon vers un repère cartésien associé à l'échantillon.

I.2 Détermination des paramètres de maille à partir des angles de diffraction et des indices de Miller d'un ensemble de plans

Pour déterminer les six paramètres de la maille cristalline à partir des angles de diffraction, nous avons utilisé la méthode proposée par Ortner [Ortner1983]. Comme évoqué plus haut, une propriété fondamentale de la relation entre réseau cristallin et réseau réciproque est que le vecteur $\underline{h}$ de coordonnées (h,k,l) dans l'espace réciproque soit orthogonal à la famille de plans atomiques (hkl) dans le réseau direct et que la distance entre plans atomiques soit donnée par la norme de ce vecteur :

$$d_h^{-1} = \|\underline{h}\| \quad \text{Eq III-12}$$

La norme du vecteur $\underline{h}$ dans un espace non cartésien s'écrit

$$\|\underline{h}\| = \sqrt{\sum_{i,j=1}^3 g^{ij} h_i h_j} \quad \text{Eq III-13}$$

avec h_i ($i=1,2,3$), les composantes (h,k,l) du vecteur $\underline{h}$ et $g^{ij} = a^i \cdot a^j$ les composantes du tenseur métrique du réseau réciproque.

La loi de Bragg permet finalement de relier les angles de diffraction aux paramètres du réseau réciproque par :

$$g^{ij} h_i h_j = d_h^{-2} = \left(\frac{2 \sin \theta_h}{n\lambda} \right)^2 \quad \text{avec } i,j = 1,2,3 \quad \text{Eq III-14}$$

Le tenseur métrique ayant six composantes indépendantes, il faut donc au minimum mesurer les angles de diffraction d'au moins 6 réflexions linéairement indépendantes et résoudre le système linéaire associé à l'Eq III-14. Cependant dans le but de réduire les incertitudes dans cette résolution, plusieurs plans N sont généralement mesurés [Ortner1985, François1987]. L'Eq III-14 peut également s'écrire sous la forme matricielle de la manière suivante :

$$[h][g] = [d^{-2}]$$

avec

$$[h] = \begin{bmatrix} (h_1)^2 & (k_1)^2 & (l_1)^2 & 2k_1l_1 & 2h_1l_1 & 2h_1k_1 \\ (h_2)^2 & (k_2)^2 & (l_2)^2 & 2k_2l_2 & 2h_2l_2 & 2h_2k_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ (h_N)^2 & (k_N)^2 & (l_N)^2 & 2k_Nl_N & 2h_Nl_N & 2h_Nk_N \end{bmatrix} \quad \text{Eq III-15}$$

$$[g] = [g^{11}, g^{22}, g^{33}, g^{23}, g^{13}, g^{12}] \text{ et } [d^{-2}] = \left[\left(\frac{2 \sin \theta_1}{n\lambda} \right)^2, \dots, \left(\frac{2 \sin \theta_N}{n\lambda} \right)^2 \right]$$

où N est le nombre de plans mesurés

Cette équation peut alors être résolue par la méthode des moindres carrée, ce qui revient à résoudre l'équation suivante :

$$[h]^T [h][g] = [h]^T [d^{-2}] \quad \text{Eq III-16}$$

Ainsi, la composante contravariante g^{ij} du tenseur métrique est donnée, sous la forme matricielle par la relation ci-dessous (à condition que la matrice $[h]^T[h]$ soit inversible) :

$$[g] = ([h]^T [h])^{-1} [h]^T [d^{-2}] \quad \text{Eq III-17}$$

On peut noter que, contrairement à la diffraction de poudre (diffraction sur polycristaux), les plans d'une même famille sont considérés ici comme différents.

Notons, également, que suivant les plans choisis, la solution de cette équation est plus ou moins sensible aux erreurs de mesure des valeurs de d. Nous discuterons de ce point et notamment du choix des plans au paragraphe §I.4.b.i p.97 pour le cas de l'AM1.

A partir de la définition du tenseur métrique, les paramètres de maille s'obtiennent alors de la manière suivante :

$$a^1 = \sqrt{g^{11}}; a^2 = \sqrt{g^{22}}; a^3 = \sqrt{g^{33}} \text{ et} \quad \text{Eq III-18}$$

$$\alpha^1 = \arccos(g^{12} / a^1 a^2); \alpha^2 = \arccos(g^{13} / a^1 a^3); \alpha^3 = \arccos(g^{23} / a^2 a^3)$$

Il est ensuite possible de déterminer les paramètres de maille dans l'espace direct. Les relations ainsi que leur démonstration sont présentées en Annexe B.

I.3 Détermination du tenseur des déformations et des contraintes

I.3.a Principes théoriques de la méthode d'Ortner

L'étape clé de la méthode de détermination des contraintes pour le cas d'un monocristal, est le calcul des déformations. Ce calcul peut être effectué via la relation fondamentale proposée par Ortner qui relie les composantes des tenseurs métriques des bases directes de la maille déformée g_{ij} et non déformée G_{ij} , et le tenseur de déformation $\tilde{\epsilon}$ de la manière suivante [Ortner1983] :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} P_i^k P_j^l (g_{kl} - G_{kl}) \quad \text{Eq III-19}$$

Où, $[P]$ est la matrice de passage de la base covariante $\mathfrak{R}_a$ vers la base covariante orthonormée associée $\mathfrak{R}_a$. La convention d'Einstein est utilisée dans cette équation.

Les composantes du tenseur métrique de la base directe g_{ij} s'obtiennent alors en inversant le tenseur métrique de la base réciproque.

Cette relation a également été réécrite par [François1987], en se basant, cette fois, sur les tenseurs métriques des bases réciproques du repère cristallin non déformé et déformé, de la manière suivante :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} P_k^m P_l^n G_{mp} G_{nq} (G^{pq} - g^{pq}) \quad \text{Eq III-20}$$

Dans ces équations la matrice $[P]$ et les composantes G_{ij} et G^{ij} sont connus pour peu que l'on connaisse les paramètres de la maille non déformée du matériau, comme expliqué précédemment. La convention d'Einstein est utilisée dans cette équation.

L'intérêt de cette seconde écriture est qu'elle ne nécessite pas l'inversion du tenseur métrique de la base réciproque comme dans l'Eq III-19 qui peut introduire des erreurs numériques, liées à d'éventuelles erreurs de mesure des distances interréticulaires.

I.3.b Développement de la méthode d'Ortner : du tenseur métrique au tenseur des contraintes

Les équations d'Ortner et de François (Eq III-19 et Eq III-20) sont peu documentées dans la bibliographie. Dans le cadre de cette thèse, nous avons donc redémontré ces équations en détail. A cette occasion une relation directe entre le tenseur métrique de la base réciproque et le tenseur des contraintes dans le cas des grandes transformations a été proposée. Ces démonstrations ont fait l'objet d'une publication [Morançais2015]. Dans ce mémoire, seule la démonstration de l'Eq III-20 est présentée.

I.3.b.i Relation entre les déformations et le tenseur métrique du réseau réciproque

La déformation homogène du cristal peut être décrite en utilisant le tenseur de transformation $\tilde{F}$ par :

$$\underline{a}_i = \tilde{F} \cdot \underline{A}_i \quad \text{Eq III-21}$$

Avec, pour rappel, $(\underline{A}_1, \underline{A}_2, \underline{A}_3)$ et $(\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3)$ les vecteurs de base direct de la maille cristalline dans l'état initial et déformé respectivement.

Ce tenseur de transformation $\tilde{F}$ peut être exprimé en fonction du gradient de déplacement $\tilde{H} = \nabla \underline{u}$ où $\underline{u}$ est le vecteur déplacement $\underline{u} = \underline{a} - \underline{A}$:

$$\tilde{F} = \tilde{I} + \tilde{H} \quad \text{Eq III-22}$$

avec $\tilde{I}$ le tenseur unité d'ordre 2.

D'après les équations Eq III-21 et Eq III-22 et d'après la définition des tenseurs métriques de la base directe (Figure III-5), on obtient une relation entre les coefficients du tenseur métrique et les composantes du tenseur des déformations $\tilde{E}$ et $\tilde{e}$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(g_{ij} - G_{ij}) &= \underline{A}_i \cdot \tilde{E} \cdot \underline{A}_j = E_{ij} \\ &= \underline{a}_i \cdot \tilde{e} \cdot \underline{a}_j = e_{ij} \end{aligned} \quad \text{Eq III-23}$$

où $\tilde{E} = (\tilde{F}^T \cdot \tilde{F} - \tilde{I})/2$ est le tenseur de déformation de Green (dans la description Lagrangienne) et $\tilde{e} = (\tilde{I} - \tilde{F}^{-T} \cdot \tilde{F}^{-1})/2$ le tenseur de déformation d'Almansi (dans la description Eulérienne).

Par définition des repères réciproques, les tenseurs métriques réciproques (avec les composantes g^{ij} et G^{ij}) sont respectivement les inverses des tenseurs métriques dans l'espace direct (avec les composantes g_{ij} et G_{ij}). Les vecteurs de la base réciproque de la maille cristalline non déformée $\underline{A}^i$ se transforment comme suit :

$$\underline{a}^i = \tilde{F}^{-T} \cdot \underline{A}^i \quad \text{Eq III-24}$$

Ainsi, la différence entre les coefficients des tenseurs métriques réciproques est liée aux coefficients de la base directe des tenseurs des déformations $\tilde{E}^*$ et $\tilde{e}^*$ par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(g^{ij} - G^{ij}) &= -\underline{A}^i \cdot \tilde{E}^* \cdot \underline{A}^j = E^{*ij} \\ &= \underline{a}^i \cdot \tilde{e}^* \cdot \underline{a}^j = e^{*ij} \end{aligned} \quad \text{Eq III-25}$$

Avec $\tilde{E}^* = (\tilde{F}^{-1} \cdot \tilde{F}^{-T} - \tilde{I})/2$ et $\tilde{e}^* = (\tilde{I} - \tilde{F} \cdot \tilde{F}^T)/2$.

Dans le cas particulier des petites perturbations, on a $H_{ij} \ll 1$. En s'appuyant sur l'expression de $\tilde{F}$ en fonction de $\tilde{H}$ de l'Eq III-22, on peut donc simplifier les expressions de $\tilde{E}^*$ et $\tilde{e}^*$ en négligeant les termes de second d'ordre en $\tilde{H}$. De plus, le terme $\tilde{F}^{-1}$ peut être approximé par $\tilde{I} - \tilde{H}$. Ces simplifications conduisent aux expressions suivantes :

$$\tilde{E} = \tilde{e} = -\tilde{E}^* = -\tilde{e}^* = \frac{1}{2} \{ \tilde{H} + \tilde{H}^T \} \approx \tilde{\mathcal{E}} \quad \text{Eq III-26}$$

Dans la description Lagrangienne des déformations (notées avec un exposant L dans l'espace direct et un indice L dans l'espace réciproque), les équations Eq III-23 et Eq III-25 se transforment en :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (g_{ij} - G_{ij}) &= \underline{A}_i \cdot \tilde{\mathcal{E}} \cdot \underline{A}_j = \varepsilon_{ij}^L \\ \frac{1}{2} (g^{ij} - G^{ij}) &= -\underline{A}^i \cdot \tilde{\mathcal{E}} \cdot \underline{A}^j = -\varepsilon_L^{ij} \end{aligned} \quad \text{Eq III-27}$$

Les composantes directes et réciproques du tenseur $\tilde{\mathcal{E}}$ sont reliées via les coefficients du tenseur métrique de la manière suivante :

$$\varepsilon_{ij}^L = G_{ik} G_{jl} \varepsilon_L^{kl} \quad \text{Eq III-28}$$

Ainsi on obtient :

$$\varepsilon_{ij}^L = \frac{1}{2} G_{ik} G_{jl} (G^{kl} - g^{kl}) \quad \text{Eq III-29}$$

Dans ces équations, les composantes sont données en fonction du système du cristal qui est non normalisé et peut être non orthogonal. La loi de transformation pour le tenseur des déformations est $\varepsilon'_{ij} = P_i^k P_j^l \varepsilon_{kl}$ où [P] est la matrice de changement de repère de la base covariante quelconque à la base covariante orthonormée ($\underline{A}_i = P_i^j \underline{A}_j$). L'Eq III-29 s'écrit alors de la manière suivante :

$$\boxed{\varepsilon_{ij}^{'L} = \frac{1}{2} P_i^m P_j^n G_{mp} G_{nq} (G^{pq} - g^{pq})} \quad \text{Eq III-30}$$

On retrouve ici l'expression de la déformation proposée par [François1987].

Par souci de simplicité et grâce aux conditions de symétrie des tenseurs de déformations et de contraintes, cette relation peut ensuite être écrite avec les notations de Mandel [Mehrabadi1990]¹ sous la forme suivante :

$$\hat{\mathcal{E}}_\alpha^{'L} = \frac{1}{2} \hat{Q}_{\alpha\gamma} (\hat{G}^\gamma - \hat{g}^\gamma) \quad \text{Eq III-31}$$

Avec α allant de 1 à 6.

Les relations entre $P_{\alpha\beta}$ et P_{ij} ainsi que celles entre $Q_{\alpha\gamma}$ et P_{ij} et G_{ij} sont présentées en Annexe C.

¹ Dans cette notation, les tenseurs d'ordre 2 dans un espace à 3 dimensions (x_{ij}) sont reliés à un vecteur équivalent de dimension 6 (x_α) par $(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6) = (x_{11}, x_{22}, x_{33}, \sqrt{2}x_{23}, \sqrt{2}x_{13}, \sqrt{2}x_{12})$.

I.3.b.ii Calcul des contraintes

Cas général :

Le tenseur des contraintes dans le repère de la maille cristalline s'obtient à partir de la loi de Hooke. A partir de l'Eq III-31, on obtient ainsi :

$$\hat{\sigma}_L^\alpha = \frac{1}{2} \hat{C}^{\alpha\beta} \hat{Q}_{\beta\gamma} (\hat{G}^\gamma - \hat{g}^\gamma) \quad \text{Eq III-32}$$

Où $\hat{C}^{\alpha\beta} = \hat{P}_\mu^\alpha \hat{P}_\nu^\beta \hat{C}^{\mu\nu}$ est un tenseur d'ordre 2 qui a une représentation matricielle de la forme suivante :

$$\hat{C}' = \begin{bmatrix} C'^{1111} & C'^{1122} & C'^{1133} & \sqrt{2}C'^{1123} & \sqrt{2}C'^{1113} & \sqrt{2}C'^{1112} \\ C'^{1122} & C'^{2222} & C'^{2233} & \sqrt{2}C'^{2223} & \sqrt{2}C'^{2213} & \sqrt{2}C'^{2212} \\ C'^{1133} & C'^{2233} & C'^{3333} & \sqrt{2}C'^{3323} & \sqrt{2}C'^{3313} & \sqrt{2}C'^{3312} \\ \sqrt{2}C'^{1123} & \sqrt{2}C'^{2223} & \sqrt{2}C'^{3323} & 2C'^{2323} & 2C'^{2313} & 2C'^{2312} \\ \sqrt{2}C'^{1113} & \sqrt{2}C'^{2213} & \sqrt{2}C'^{3313} & 2C'^{2313} & 2C'^{1313} & 2C'^{1312} \\ \sqrt{2}C'^{1112} & \sqrt{2}C'^{2212} & \sqrt{2}C'^{3312} & 2C'^{2312} & 2C'^{1312} & 2C'^{1212} \end{bmatrix} \quad \text{Eq III-33}$$

Lorsque la base $(\underline{A}'_1, \underline{A}'_2, \underline{A}'_3)$ correspond à la base orthogonale conventionnelle associée au cristal, les coefficient C'^{ijkl} dans l'Eq III-33 sont les composantes usuelles du tenseur d'élasticité du cristal. Dans cette description lagrangienne de la contrainte, toutes les quantités sont exprimées dans la base directe de l'espace déformé $(\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3)$ mis à part $\hat{G}^\gamma$ évidemment.

Cas particulier d'un réseau cubique

On choisit ici les vecteurs de base $(\underline{A}'_1, \underline{A}'_2, \underline{A}'_3)$ comme étant une base orthonormée alignée avec les bases du repère direct et réciproque. Le tenseur d'élasticité d'ordre 4 $\hat{C}'$ a 3 composantes indépendantes. La matrice de passage [P] et le tenseur métrique $\hat{G}$ sont diagonaux avec :

$$\hat{P}_\alpha^\beta = \frac{1}{A} \delta_\alpha^\beta ; \hat{G}^{\alpha\beta} = \frac{1}{A^2} \delta^{\alpha\beta} ; \hat{G}_{\alpha\beta} = A^2 \delta_{\alpha\beta} \quad \text{Eq III-34}$$

L'Eq III-35 donne l'expression du tenseur des contraintes dans le cas des petites transformations :

$$\begin{bmatrix} \sigma'^{11} \\ \sigma'^{22} \\ \sigma'^{33} \\ \sqrt{2}\sigma'^{23} \\ \sqrt{2}\sigma'^{13} \\ \sqrt{2}\sigma'^{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'^{1111} & C'^{1122} & C'^{1122} & 0 & 0 & 0 \\ C'^{1122} & C'^{1111} & C'^{1122} & 0 & 0 & 0 \\ C'^{1122} & C'^{1122} & C'^{1111} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C'^{2323} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C'^{2323} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C'^{2323} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - A^2 g^{11} \\ 1 - A^2 g^{22} \\ 1 - A^2 g^{33} \\ A^2 g^{23} \sqrt{2} \\ A^2 g^{13} \sqrt{2} \\ A^2 g^{12} \sqrt{2} \end{bmatrix} \quad \text{Eq III-35}$$

Où les composantes du tenseur métrique réciproque sont obtenues à partir de l'Eq III-17.

Le paramètre de maille A (à l'état sans contrainte) ainsi que les constantes d'élasticité sont des paramètres matériaux qui sont généralement connus. On verra néanmoins au paragraphe I.5.b p.112 que la détermination du paramètre de maille initial A n'est pas toujours évident.

Il est également important de rappeler que le tenseur des contraintes est, à ce stade, exprimé dans le repère de la maille cristalline. Il est donc nécessaire de faire un changement de repère pour obtenir le tenseur dans le repère de l'échantillon en s'appuyant sur les relations de passage entre les différents repères précédemment décrites (cf. §I.1 p.84).

I.4 Conditions de mesure

Le protocole de mesure des contraintes par la méthode d'Ortner a été mis en place dans le cadre de cette thèse au laboratoire de diffraction des rayons X de l'ONERA. En effet, aucune mesure de ce type n'y avait été effectuée auparavant. Cela a consisté à écrire et mettre en place les programmes de traitement des données brutes sur l'ordinateur de contrôle du diffractomètre. La mise en place et l'optimisation de ce protocole a été effectuée en collaboration avec M. Fèvre, responsable du laboratoire de diffraction des rayons X et N. Guel, qui a implémenté et testé dans le cadre de son stage de fin d'étude, une série de programmes permettant d'optimiser la géométrie de mesure et la recherche des pics de diffraction et de déterminer les valeurs des incertitudes des contraintes résiduelles.

Des pions parallélépipédiques, dont la surface est orientée selon la direction $[001]$ (noté par la suite « pion $[001]$ »), ont été utilisés pour mettre en place cette méthode. Un des pions est grenailé, le second, seulement poli, sert de référence. Des mesures ont ensuite été réalisées sur pion grenailé présentant une normale à la surface d'orientation $[101]$ (noté par la suite « pion $[101]$ ») et sur des éprouvettes cylindriques de référence et grenillées. Le détail des spécifications de ces échantillons, ainsi que les résultats obtenus sont présentés à partir du paragraphe I.5 p.110. Le paragraphe ci-dessous présente les conditions de mesure expérimentales utilisées.

On note ici que, pour le calcul des contraintes, nous avons utilisé les valeurs des constantes d'élasticités macroscopique de l'AM1 identifiées par Espié [Espié1996] : $C_{11} = 296$ GPa, $C_{12} = 204$ GPa et $C_{44} = 125$ GPa (ces valeurs ont déjà été présentées au Chapitre I, Tableau I-2 p. 43).

I.4.a Moyens de mesure

Les mesures de contraintes résiduelles sont effectuées en utilisant le goniomètre 6-cercles « haute résolution » du laboratoire d'Etude des Microstructures (LEM) de l'ONERA.

Ce diffractomètre est composé d'un générateur à rayons X microfoyer Rigaku Micromax-007 HFM à anode tournante en cuivre ($\lambda_{\text{CuK}\alpha 1} = 1,540562$ Å et $\lambda_{\text{CuK}\alpha 2} = 1,544390$ Å). Un miroir parabolique Xenocs FOX2D permet de capter les rayons X issus de la source et de les collimater afin d'obtenir un faisceau faiblement divergent (divergence axiale : 1 mrad, divergence équatoriale : 2 mrad) et d'une section de 1×1 mm².

Les mesures se font à la pression atmosphérique et à température ambiante. Un télescope pointant sur le centre du goniomètre permet un contrôle visuel de la position de l'échantillon.

Le diffractomètre est commandé par le logiciel SPEC (Certified Scientific Software).

I.4.b Protocole expérimental

Dans cette partie nous allons évoquer les différentes étapes du protocole expérimental.

I.4.b.i Choix des plans de diffraction

Conditions usuelles :

En pratique, il est possible de déterminer les plans qui diffractent pour un matériau quelconque. On utilise pour cela le facteur de structure qui permet de calculer l'intensité des pics de diffraction. Il est défini comme suit :

$$F = \sum_{n=1}^N f_n \exp(2\pi i(hx_n + ky_n + lz_n)) \quad \text{Eq III-36}$$

Où N est le nombre d'atome dans la maille unitaire, (x_n, y_n, z_n) , les coordonnées des atomes de la maille unitaire, (h, k, l) les indices de Miller et f_n le facteur de diffusion atomique de l'atome n qui dépend de la nature de l'atome et de l'angle de diffraction θ .

Pour certaines valeurs de h, k, l le facteur de structure peut être nul. Ces plans (h, k, l) ne diffractent donc pas dans ce cas. Les valeurs non nulles des facteurs de structure pour les phases γ et γ' présentes dans l'AM1 et en utilisant la longueur d'onde du cuivre sont présentées dans le Tableau III-1.

Les phases γ et γ' ont respectivement une structure cubique à faces centrées et cubique à face centrées ordonnée. On rappelle, en effet, que la phase γ' est composée d'atomes de nickel disposés en cubique simple et d'atomes d'aluminium également en cubique simple avec les deux cubiques simples décalés l'un par rapport à l'autre. Ainsi, pour ces deux phases, on peut mesurer les réflexions (hkl) ayant la même parité² soit 8 familles de plans (correspondant à 46 plans). Les pics de diffraction associés sont appelés pics de structure ou **fondamentaux**. Néanmoins pour le cas de l'AM1, les deux phases sont en cohérence c'est-à-dire que les paramètres de maille de ces dernières sont très proches (le désaccord paramétrique³ entre ces deux phases est de l'ordre de -5.10^{-4} [Royer1998]), les positions de ces pics de structure sont donc quasiment confondues. En revanche, la phase γ' donne lieu à une série de pics de diffraction supplémentaires appelés **pics de surstructure**. Il s'agit de 14 familles de plans (s'ajoutant aux 8 précédentes) donnant lieu à 138 pics de surstructure supplémentaires.

Il est donc, en principe, possible de déterminer séparément le tenseur de déformation (et donc de contraintes) moyen de l'alliage (associé aux deux phases) via les pics fondamentaux et de celui de la phase γ' via les pics de surstructure. Cela dit, les pics de surstructure ont une intensité 256 fois plus petite que celle des pics de structure. On verra donc que dans certains cas, et en particulier lorsque l'échantillon présente un fort écrouissage, ces pics de surstructure sont difficilement mesurables avec le dispositif disponible à l'ONERA.

² Cette condition correspond à la règle d'extinction pour les cubiques faces centrées.

³ Le désaccord paramétrique (ou misfit) est défini comme la différence relative des paramètres de maille de la phase γ (a_γ) et γ' ($a_{\gamma'}$) : $\delta = 2(a_{\gamma'} - a_\gamma) / (a_{\gamma'} + a_\gamma)$. Pour l'AM1, cette valeur est faiblement négative et décroît avec la température.

Le nombre de pics de diffraction potentiellement mesurables est donc relativement grand et le temps de mesure pour chaque pic est assez élevé. Il est donc important de faire un compromis entre le temps d'acquisition et la précision des mesures.

{hkl}	{100}	{110}	{111}	{200}	{210}	{211}	{220}	{300}/ {221}	{310}
2 θ (°)	24,8	35,3	46,6	50,8	57,3	63,4	74,7	80,1	85,5
F γ (e)			83,7	78,5			65,1		
F γ' (e)	5,1	4,5	82,6	77,1	3,4	3,0	63,3	2,3	2,2

hkl	{311}	{222}	{320}	{321}	{400}	{410}/ {322}	{411}/ {330}	{331}	{420}	{421}
2 θ (°)	90,7	96	101,4	106,8	118,2	124,4	131,1	138,5	147,3	159
F γ (e)	57,7	55,8			48,9			45,3	44,6	
F γ' (e)	55,9	54,0	1,8	1,7	47,4	1,5	1,4	43,9	43,3	1,2

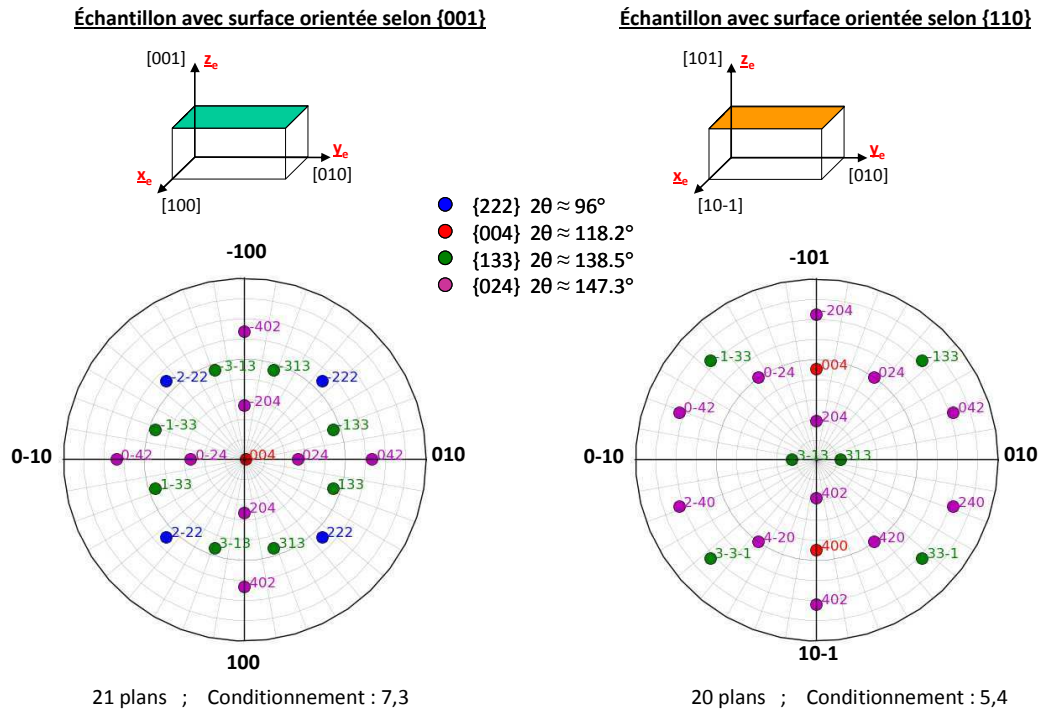
Tableau III-1: Liste de l'ensemble des familles de plans mesurables avec la longueur d'onde du cuivre, leur angle de Bragg (en degré) associé ainsi que le facteur de structure (en unité électronique) calculé pour les phases γ et γ' à partir des données des facteurs de diffusion atomique pour le cas de l'AM1 [Buchon1990].

Les pics de surstructure sont en bleus.

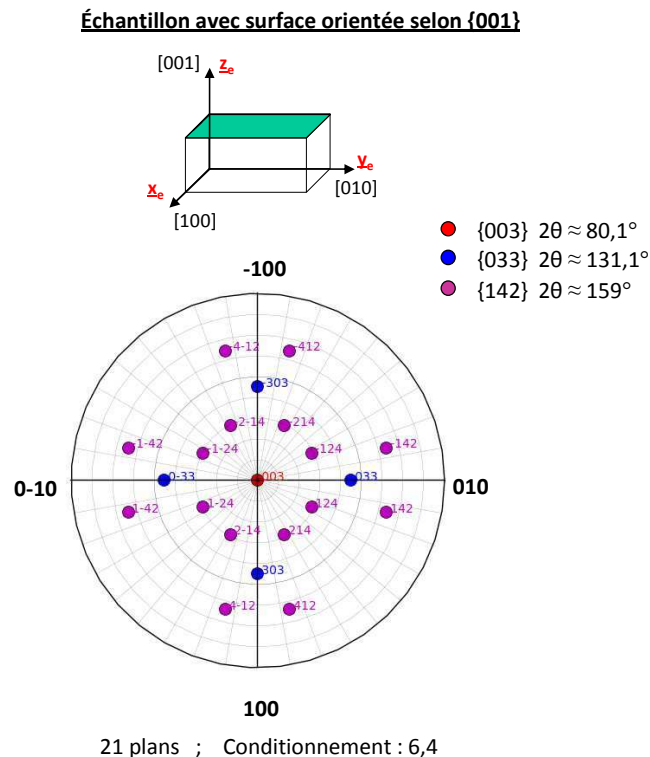
En général, les auteurs se basent sur les conditions suivantes :

- Mesurer des plans à grands angles de Bragg ($2\theta > 90^\circ$). En effet, la variation du paramètre de maille engendrera un déplacement des pics de diffraction beaucoup plus important aux grands angles qu'aux petits.
- Mesurer un nombre relativement grand de pics de diffraction. François [François1987] montre qu'au moins 10 plans sont nécessaires pour diminuer les erreurs. Cela dit, d'un point de vu statistique, il est généralement préconisé d'avoir trois fois plus de données que le nombre d'inconnues pour résoudre un problème. Dans notre cas, nous avons six inconnues (les 6 composantes du tenseur des contraintes), il est alors préconisé de mesurer au moins 18 plans ;
- Eviter de mesurer les pics impliquant un faisceau incident trop rasant en surface de l'échantillon [François1987]. Cela induit, en effet, des problèmes de défocalisation et de déformation des pics de diffraction. Concrètement, cela revient à proscrire les pics qui se situent sur les bords des figures de pôles;
- Pour finir, rappelons qu'une étape nécessaire à l'application de la méthode d'Ortner est la résolution de l'Eq III-16 : $[h]^T[h][g] = [h]^T[d^{-2}]$. La résolution de ce système implique que la matrice $[h]^T[h]$ soit inversible. De plus, l'aptitude d'un système linéaire à limiter les erreurs numériques dans les résultats peut être exprimée à l'aide d'un nombre appelé conditionnement du système (ou de sa matrice). Ce nombre est défini comme suit : soit M une matrice carrée inversible, le conditionnement est défini par le nombre $\text{cond}(M) = |M| \cdot |M^{-1}|$ où $|\cdot|$ est une norme de la matrice (par exemple la norme 1 ou la norme ∞). Le système sera d'autant plus robuste que ce nombre est faible. Cette condition mathématique se traduit également par des conditions géométriques sur la configuration de plans choisie à savoir que l'ensemble des plans doivent être uniformément répartis dans l'espace (dans la figure de pôle – cf. Figures III-7 et III-8)

L'application théorique de ces conditions, nous a conduit à choisir les plans à mesurer pour notre cas. Pour les cas des pics fondamentaux (pour l'étude des contraintes macroscopiques), on obtient un ensemble de 25 et 20 pics fondamentaux pour le cas d'un échantillon orienté selon [001] et [101] respectivement (Figure III-7). Cela conduit à des conditionnements respectifs de 7,3 et 2,72.



Pour les cas des pics de surstructure pour un pion dont la normale est la direction [001], nous obtenons un ensemble de 21 plans avec un conditionnement de 6,4 (Figure III-8).



Validation du choix des plans de diffraction :

Afin de valider les choix des systèmes de plans, nous avons choisi de déterminer les erreurs numériques éventuelles commises sur la détermination des contraintes par méthode inverse. Considérons, pour cela, le tenseur des contraintes supposé égal à :

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} -1000 & 0 & 0 \\ 0 & -1000 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{MPa} \quad \text{Eq III-37}$$

En utilisant l'expression inverse de la relation fondamentale d'Ortner (ou de François), on peut calculer le tenseur des déformations et le tenseur métrique correspondant à cet état de contraintes. Ici on prend $A = 3,58985 \text{ \AA}$ et $\lambda = 1,540562 \text{ \AA}$.

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} -0,00457 & 0 & 0 \\ 0 & -0,00457 & 0 \\ 0 & 0 & 0,00630 \end{pmatrix} \text{ et } \tilde{G} = \begin{pmatrix} 0,07759 & 0 & 0 \\ 0 & 0,07759 & 0 \\ 0 & 0 & 0,07759 \end{pmatrix}$$

Cas du pion de normale [001] – pics fondamentaux :

Si on considère maintenant que l'on prenne les 21 plans choisis pour le cas du pion de normale [001] (correspondant à la figure de pôle de gauche de la Figure III-7). On peut calculer la matrice [h], les distances interréticulaires des plans ainsi que les angles de Bragg correspondants au tenseur des contraintes ci-dessus (Eq III-37). Ces valeurs sont présentées dans le Tableau III-2.

Plans	$d_{hkl} (\text{\AA})$	$2\theta (\text{\AA})$
004	0,90316	117,0490
2-22, 222, -222, -2-22	1,03532	96,1469
3-13, 313, -313, -3-13, 133, -133, -1-33, 1-33	0,82404	138,3775
0-24, 024, -204, 204	0,80604	145,7356
-402, 402, 0-42, 042	0,80079	148,2628

Tableau III-2 : Angles de Bragg et distances interréticulaires calculés pour chaque famille de plans correspondants au tenseur des contraintes de l'Eq III-37.

Les valeurs calculées dans ce tableau correspondent, donc, aux valeurs théoriques des angles de Bragg permettant d'obtenir le tenseur des contraintes supposé (Eq III-37). Cependant, en pratique les angles de Bragg sont mesurés avec différentes incertitudes (statistique de comptage, alignement du goniomètre, ...). Nous choisissons alors d'introduire artificiellement une erreur aléatoire de distribution uniforme centrée comprise entre $-0,04^\circ$ et $0,04^\circ$ (l'écart type correspondant est de $0,04/\sqrt{3} = 0,023^\circ$) sur les angles de Bragg de chacun des 21 plans. Cette valeur est choisie arbitrairement et pourrait correspondre à l'incertitude de mesure des angles de Bragg dus aux fluctuations de paramètres de maille présentes dans un matériau tel que l'AM1 (dû à la fluctuation de composition – cf. §I.4.b.ii p.105). A titre indicatif, la précision du goniomètre de l'ONERA est de $0,005^\circ$. A partir de ces introductions d'erreurs artificielles, on peut alors recalculer les distances interréticulaires, le tenseur des déformations, le tenseur métrique et enfin le tenseur des contraintes correspondants. En faisant plusieurs tirages aléatoires sur l'erreur de l'angle de Bragg (ici 10000 tirages), on peut tracer les valeurs obtenues pour chaque composante du tenseur des contraintes en fonction, par exemple, de l'écart type des erreurs des angles de Bragg de chaque pic $\delta\theta$ (Figure III-9) calculé de la manière suivante :

$$Ecart\ Type = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta\theta_i)^2 - \delta\theta_{moy}^2} \quad \text{Eq III-38}$$

Où $\delta\theta_{moy}$ est la moyenne arithmétique des erreurs des angles de Bragg de chaque pic avec

$$\delta\theta_{moy} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta\theta_i \quad \text{Eq III-39}$$

Avec n le nombre de pic (ici n=21).

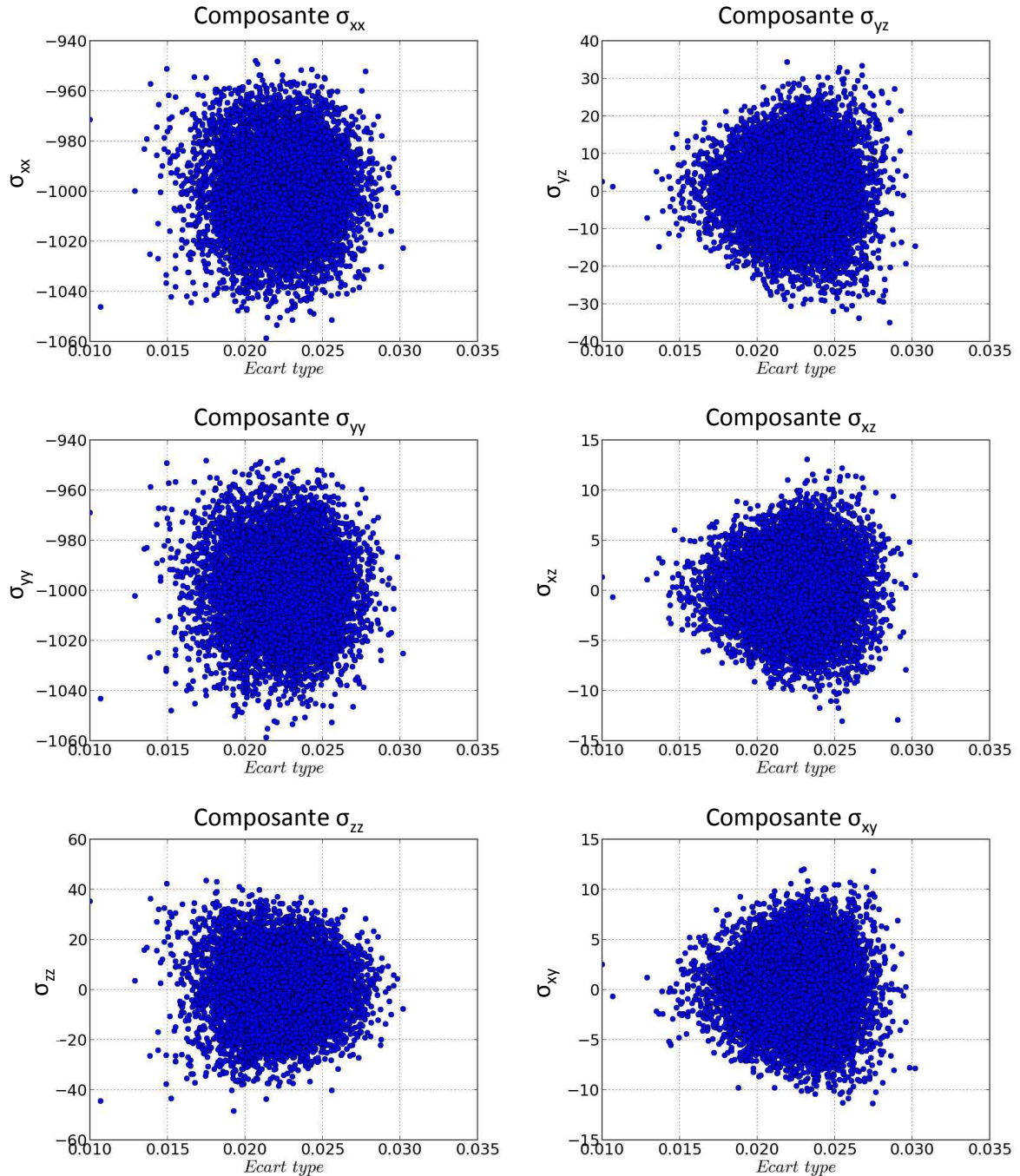


Figure III-9: Estimation de l'erreur (en MPa) de chaque composante du tenseur des contraintes en fonction de la moyenne des erreurs aléatoires sur l'angle de Bragg, en utilisant les 21 plans du Tableau III-2.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus en termes d'amplitude ($\Delta\sigma/2$) et d'écart type pour chaque composante du tenseur des contraintes.

	σ_{11}	σ_{22}	σ_{33}	σ_{23}	σ_{13}	σ_{12}
$\Delta\sigma/2$ (MPa)	55	55	44	35	12	12
Ecart type (MPa)	16	16	12	10	3	3

Tableau III-3: Résultats obtenus en termes d'amplitude et d'écart type pour chaque composante du tenseur des contraintes.

On note alors, pour une erreur sur la détermination de θ comprise entre $-0,04^\circ$ et $0,04^\circ$ dont l'écart type correspondant est $0,023^\circ$, on obtient alors le tenseur d'incertitude des contraintes suivant :

$$\delta\tilde{\sigma} \approx \begin{pmatrix} 55 & 12 & 12 \\ 12 & 55 & 35 \\ 12 & 35 & 44 \end{pmatrix} MPa$$

Cas du pion de normale de direction [101] – pics fondamentaux :

Si on considère maintenant que l'on prenne les 20 plans choisis pour le cas du pion de normale de direction [101] (correspondant à la figure de pôles de droite de la Figure III-7). Le Tableau III-4 présente les résultats obtenus pour les distances interréticulaires des plans et les angles de Bragg théoriques correspondants au tenseur des contraintes de l'Eq III-37.

Plans	d_{hkl} (Å)	2θ (Å)
004	0,90316997	117,04907052
400	0,89338886	119,12929199
313, 3-13, -133, -1-33	0,82404499	138,37752243
3-3-1, 33-1	0,820295	139,77833128
024, 0-24, -204, 204	0,80604709	145,73566721
042, 0-42, 402, 402	0,80079825	148,26286772
420, 4-20, 240, 2-40	0,79907129	149,14606765

Tableau III-4 : Angles de Bragg et distances interréticulaires calculés pour chaque famille de plans correspondants au tenseur des contraintes de l'Eq III-37..

On note dans ce tableau que pour une même famille de plans, les distances interréticulaires ne sont pas identiques. Cela est attendu et est dû aux déformations élastiques.

En faisant la même démarche que précédemment, c'est-à-dire pour une erreur sur la détermination de θ comprise entre $-0,04^\circ$ et $0,04^\circ$ dont l'écart type est $0,023^\circ$, on obtient alors le tenseur d'incertitude sur les contraintes suivant :

$$\delta\tilde{\sigma} \approx \begin{pmatrix} 50 & 15 & 15 \\ 15 & 50 & 15 \\ 15 & 15 & 50 \end{pmatrix} MPa$$

Cas du pion de normale de direction [001] – pics de surstructure :

Le dernier cas est relatif à l'ensemble des 21 plans de surstructure sur le pion de normal de direction [001] correspondant à la Figure III-8. Le Tableau III-5 présente les résultats obtenus pour les distances

interréticulaires des plans et les angles de Bragg théoriques correspondants au tenseur des contraintes de l'Eq III-37.

Plans	d_{hkl} (Å)	2θ (Å)
003	1,20422663	79,53113462
033, 0-33, 303, -303	0,8468683	130,8903646
124, -124, -1-24, 1-24, 214, -214, -2-14, 2-14, 142, -142, -1-42, 1-42, 412, -412, 4-12, -4-12	0,78629319	156,83456284

Tableau III-5 : Angles de Bragg et distances interréticulaires calculés pour chaque famille de plans correspondants au tenseur des contraintes de l'Eq III-37.

En faisant la même démarche que précédemment, c'est-à-dire pour une erreur sur la détermination de θ comprise entre $-0,04^\circ$ et $0,04^\circ$ dont l'écart type est égale à $0,023^\circ$, on obtient alors le tenseur d'incertitude sur les contraintes suivant :

$$\delta\tilde{\sigma} \approx \begin{pmatrix} 40 & 10 & 10 \\ 10 & 40 & 15 \\ 10 & 15 & 35 \end{pmatrix} MPa$$

Bilan :

Les choix d'ensemble de plans que nous avons fait donnent, pour chaque configuration étudiée ci-dessus, des incertitudes acceptables en regard des erreurs de mesure par diffraction des rayons X standard [AFNOR2004].

Détermination de la profondeur moyenne de pénétration :

La profondeur moyenne de pénétration dépend du matériau étudié et de l'orientation de l'échantillon par rapport au faisceau incident (et donc des plans mesurés). Elle se calcule à partir de l'intensité diffractée. Cette dernière subit une décroissance exponentielle en fonction du parcours effectué par les rayons X dans le matériau. Elle s'exprime comme suit :

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad \text{Eq III-40}$$

Où I_0 est l'intensité du faisceau direct, d est la distance parcourue dans le matériau et μ est le coefficient d'absorption linéaire du matériau ($0,0423 \mu\text{m}^{-1}$ pour l'AM1).

La distance parcourue par les rayons X dans le matériau est composé de deux branches : la branche incidente et la branche diffractée respectivement de distance d_i et d_d .

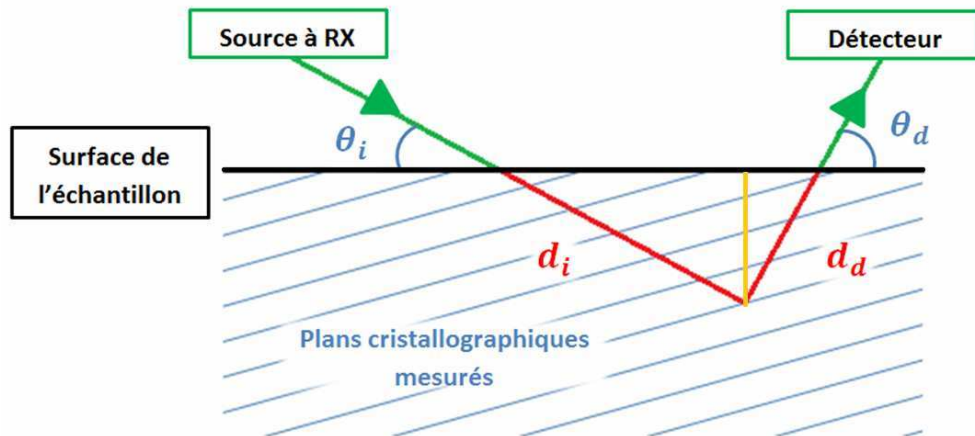


Figure III-10 : Parcours effectué par les rayons X dans le matériau.

La distance parcourue dans le matériau peut ainsi être exprimée en fonction de la profondeur de pénétration p :

$$d = d_i + d_d = p \frac{\sin \theta_i + \sin \theta_d}{\sin \theta_i \times \sin \theta_d} \quad \text{Eq III-41}$$

Où θ_i est l'angle formé par le faisceau incident et la surface de l'échantillon et θ_d celui formé par le faisceau diffracté et la surface de l'échantillon.

En prenant les positions des moteurs du goniomètre et du détecteur, il est possible de déterminer le rapport d'intensité I/I_0 en fonction de la profondeur (Figure III-11). La profondeur de pénétration est souvent définie dans la littérature en prenant la profondeur correspondant à un rapport d'intensité de 63%.

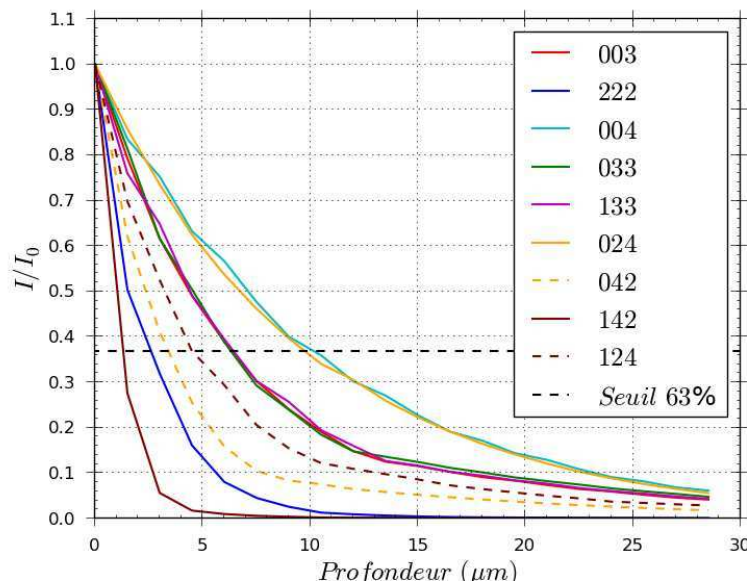


Figure III-11 : Détermination de la profondeur de pénétration pour différents plans cristallographiques.

On note alors que suivant les plans, cette profondeur n'est pas identique. Nous avons, par exemple, la famille de plans $\{142\}$ (dont les plans sont positionnés vers l'extérieur de la figure de pôle) qui présente une profondeur moyenne de pénétration plus faible d'environ $3 \mu\text{m}$ et la famille de plans $\{024\}$ et $\{004\}$ qui présente une profondeur plus élevée de $10 \mu\text{m}$.

Pour chaque configuration (Pion [001] (pics fondamentaux et pics de surstructure) et Pion [101]) on peut alors calculer la profondeur moyenne de pénétration en faisant la moyenne des profondeurs de pénétration de chaque plans mesurés dans chaque cas. On a alors :

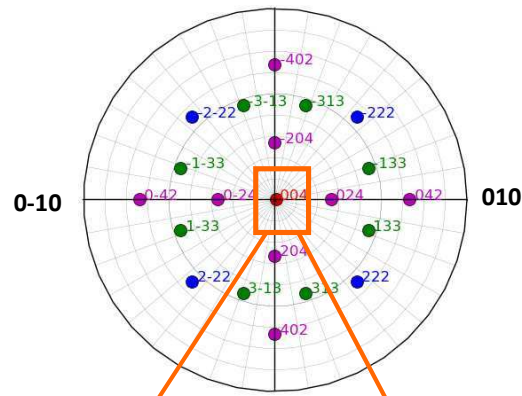
- Pour le cas du Pion [001] – pics fondamentaux (avec les familles de plans {004}, {222}, {133} et {024}), une profondeur moyenne de pénétration d'environ 6 μm ;
- Pour le cas du Pion [001] – pic de surstructure (avec les familles de plans {003}, {033} et {124}), une profondeur moyenne de pénétration d'environ 5 μm
- Pour le cas du Pion [101] – pics fondamentaux (avec les familles de plans {004}, {133} et {024}), une profondeur de pénétration moyenne de pénétration d'environ 7 μm .

I.4.b.ii Recherche des pics et morphologie des taches de diffraction

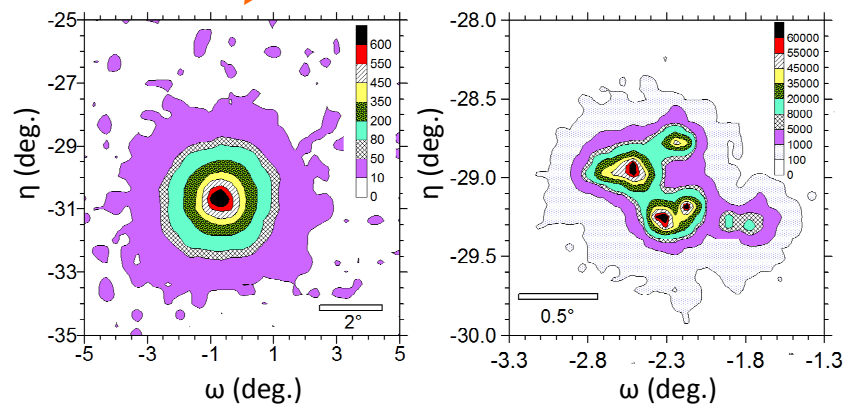
L'acquisition des pics de diffraction s'effectue, comme nous l'avons vu, par l'orientation de l'échantillon en déterminant les positions des moteurs du goniomètre pour que les pics soient en condition de diffraction. Les méthodes de [Busing1967], [Lohmeier1993] et [You1999] vues précédemment permettent d'obtenir ces positions approximativement (*cf.* §1.1 p.84). En principe, un monocristal ne diffracte que pour certaines orientations idéales définies par la structure cristalline et les conditions de Bragg. En pratique, du fait de la microstructure du matériau, de la distorsion du cristal et des effets instrumentaux, on constate qu'il existe une distribution d'intensité autour de cette orientation idéale. On considère alors que la position (en 2θ) des pics de diffraction doit être déterminée, non pas pour l'orientation idéale mais pour l'orientation correspondant au maximum d'intensité. Ce maximum est obtenu à l'aide d'une carte des intensités au voisinage de l'orientation idéale en bougeant deux moteurs avec des pas de déplacement fins (pouvant aller jusqu'à 0,001°).

La Figure III-12 montre, par exemple, une carte d'intensité (ω , η) du plan cristallographique (004) en surface d'un pion grenailé [001] (Figure III-12-a) et en surface du pion de référence (seulement poli) [001] (Figure III-12-b). En surface du pion grenailé, on n'observe qu'un seul pic, très large, car la surface a été écrouie par le procédé de grenailage ; dans ce cas une seule acquisition en $\theta/2\theta$ est réalisée pour l'orientation (ω_0 , η_0) correspondant au maximum d'intensité. En revanche, dans l'échantillon de référence (ou en profondeur de l'échantillon grenailé), de légères désorientations inférieures à 1° entre les dendrites sont visibles. Les pics de diffraction sont alors plus fins et plusieurs maxima d'intensité sont détectables. Ce phénomène, appelé « **mosaïcité** », a déjà été observé par [Marty1997, Brückner1998] sur des monocristaux à base de nickel (respectivement SRR99 et CMSX-4). Les cristallites correspondant aux différentes désorientations peuvent avoir des paramètres de maille différents à cause des fluctuations de composition ou à cause de la présence de porosités au sein de la microstructure. Dans ce cas, nous avons choisi de réaliser une acquisition en $\theta/2\theta$ pour les N_m maximums locaux observés. La recherche des pics et leur acquisition étant relativement longs (≈ 20 min), nous nous sommes limités à chercher au maximum quatre maxima pour chaque pôle (c'est-à-dire $N_m \leq 4$). Pour chaque pôle, N_m angles de Bragg sont donc déterminés. En comparant ces valeurs entre elles, nous avons constaté un écart relativement faible de l'ordre de 0,02°. La Figure III-13 montre, par exemple, les angles de Bragg pour le plan (004) en surface de l'échantillon de référence. Ces écarts sur l'angle de Bragg ne représentent finalement qu'une erreur d'environ 20 MPa sur le calcul de la contrainte.

**Figure de pôle théorique
du pion avec surface
orientée selon [001]**



**Cartes d'intensité obtenues
expérimentalement pour le
plan (004)**



En surface du pion grenaillé

En surface du pion de référence

Figure III-12 : Cartographies du plan cristallographique (004) en surface du pion [001] grenaillé et du pion [001] de référence.

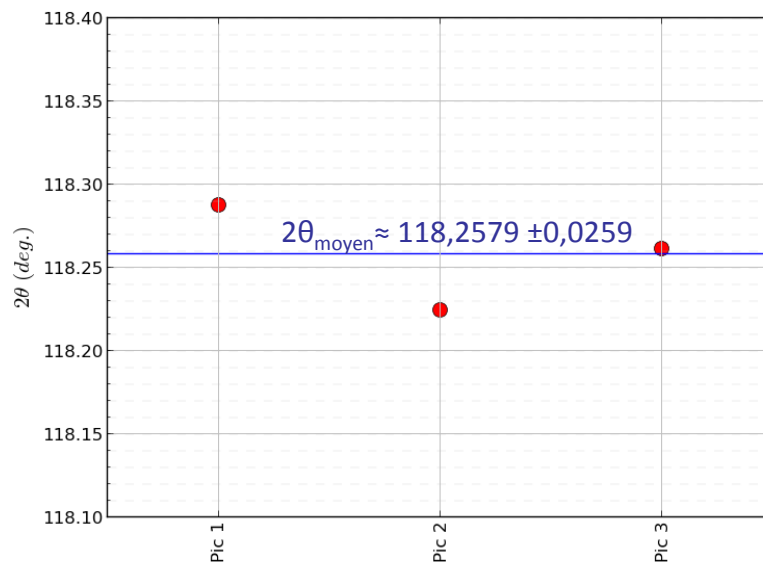


Figure III-13 : Angles de Bragg mesurés sur les différents maxima d'intensité pour le plan (004) en surface du pion [001] de référence.

Dans le but de réduire le temps d'acquisition un code de programmation a été développé permettant de déterminer la position de chaque maximum d'intensité à partir de ce genre de cartographie. Ce code a été développé dans le cadre du stage de Nicolas Guel [Guel2014] et a permis un gain de temps de recherche de pics de 15 min par pic.

I.4.b.iii Traitement des pics de diffraction

Une fois les positions en ω et η correspondant à un maximum d'intensité trouvées, une acquisition en $\theta/2\theta$ est effectuée pour acquérir les pics de diffraction. Les données brutes doivent être corrigées de plusieurs phénomènes physiques.

- **Le bruit de fond** : cette correction consiste à soustraire le bruit de fond à l'intensité totale du pic obtenu (Figure III-14). Dans notre cas, l'intervalle en 2θ utilisé pour les acquisitions étant petit, le bruit de fond peut être représenté par une droite affine dont le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine sont déterminés par moindres carrés sur quelques points aux extrémités de l'intervalle en 2θ .

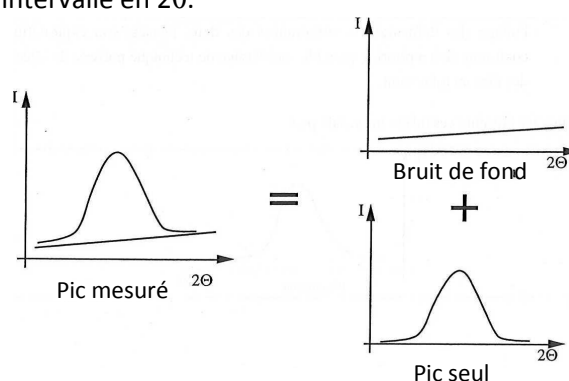


Figure III-14 : Décomposition des pics mesurés

- **le facteur de Lorentz-Polarisation** : Ce facteur prend en compte, d'une part la dépendance en 2θ de l'intensité diffractée à la polarisation du rayonnement généré par la source de rayons X et d'autre part le temps durant lequel le plan cristallographique étudié est en condition de diffraction lors du balayage θ - 2θ . Il est appliqué à toutes les mesures en divisant les intensités mesurées pour chaque pas d'acquisition par l'expression suivante [Buerger1940]:

$$LP(\theta) = \frac{1}{\sin 2\theta} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \quad \text{Eq III-42}$$

Après corrections des données brutes, les pics de diffraction sont modélisés par une fonction analytique et ajustés par moindres carrés sur les acquisitions. La fonction choisie est la somme de deux pseudo-fonctions de Voigt (ou pseudo-Voigt) PV1 et PV2 permettant de prendre en compte les deux pics de diffraction correspondant respectivement aux raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ du cuivre (Figure III-15-a). Cette pseudo-Voigt est la somme pondérée d'une gaussienne et d'une lorentzienne :

$$PV_i(\theta) = h_i \left(n_i \exp \left(- \frac{\pi (2\theta - 2\theta_0)^2}{(b_i)^2} \right) + (1 - n_i) \frac{b_i^2}{b_i^2 + \pi^2 (2\theta - 2\theta_0)^2} \right) \quad \text{Eq III-43}$$

Où h est la hauteur nette du pic, $2\theta_0$ représente la position théorique du pic, b est la largeur intégrale et n la proportion de gaussienne. L'indice i est égal à 1 ou 2 et correspond aux raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$.

Les conditions de Rachinger [Rachinger1948] permettent d'imposer certaines conditions lorsque i passe de 1 à 2 ; c'est-à-dire que $h_1 = h_2/2$; $b_1 = b_2$ et $2\theta_{02} = 2\theta_{01} + \delta 2\theta_0$ (où $\delta 2\theta_0$ est calculé à partir des longueurs d'onde de $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$). Cette hypothèse permet de prendre en compte, dans la forme du pic, les deux contributions même si les deux pics ne sont pas distincts (Figure III-15-b), ce qui améliore la qualité de l'ajustement. Il n'y a donc que quatre paramètres à identifier pour chaque ajustement de pic. Cette détermination est effectuée par la méthode des moindres carrés.

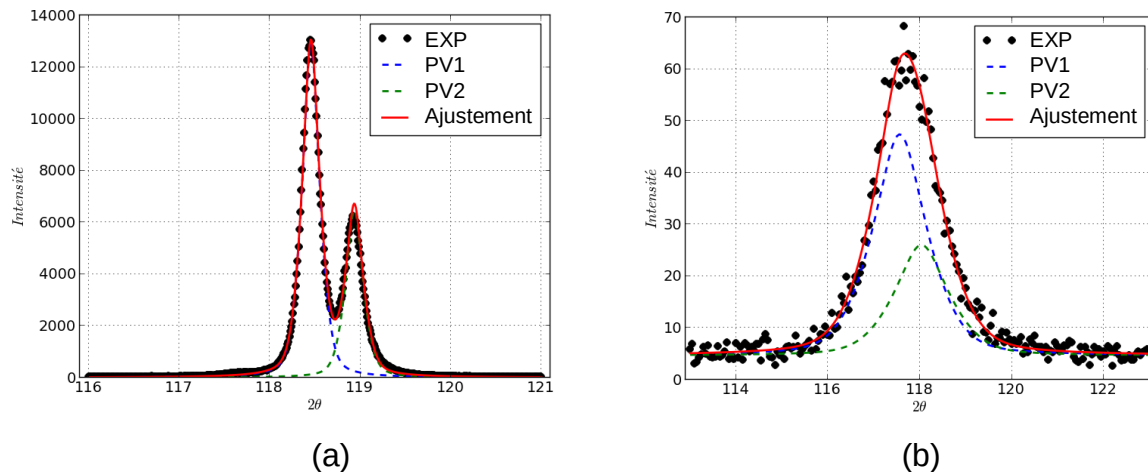


Figure III-15 : Ajustement des pics de diffraction. Exemple du pic de diffraction du plan (004) mesuré en surface du pion [001] de référence (a) et du pion [001] grenailé (b).

I.4.b.iv Polissage électrolytique

Nous disposons à présent d'une méthodologie permettant de déterminer des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X en surface d'un échantillon monocristallin. Cependant, à cause de la faible pénétration des rayons X dans l'échantillon (3-10 μm), des enlèvements de matière sont nécessaires pour déterminer un profil de contraintes dans la profondeur. Pour cela, la technique de polissage électrolytique est utilisée. Cette technique permet d'enlever de la matière sans introduire d'écrouissage (contrairement aux techniques de polissage mécanique, par exemple). Le principe est le suivant : l'échantillon est plongé dans un bain électrolytique (spécifique à chaque matériau) que l'on relie à un pôle anodique d'un courant qui varie par impulsion. Ce courant induit donc un enlèvement de matière progressif en fonction de l'intensité surfacique du courant. La surface obtenue est polie et propre.

Ces enlèvements de matière induisent un rééquilibrage des contraintes résiduelles dans l'échantillon. Il est donc impératif de faire une correction sur les contraintes mesurées.

Différents travaux ont été menés afin de quantifier et corriger l'influence de cet enlèvement de matière sur le profil [Pederson1989, Savaria2012]. La méthode de Moore et Evans [Moore1958] est la plus simple à mettre en œuvre et la plus couramment utilisée. Notons néanmoins que cette méthode suppose d'une part que l'état de contrainte est en contrainte plane et d'autre part que le matériau est isotrope. Les résultats obtenus sur AM1 suite à la correction pourront donc être discutés.

Les relations de la méthode de Moore et Evans sont rappelées en Annexe D pour le cas d'un échantillon parallélépipédique et cylindrique.

I.4.c Estimation des incertitudes

Ce dernier paragraphe concernant les conditions de mesures est dédié à l'estimation des incertitudes. En effet, il est évident que des données expérimentales ne sont pas pertinentes sans l'association de leur incertitude de mesure. Dans le cas de mesures des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X, il existe plusieurs sources d'incertitudes. On a par exemple : les erreurs liées au détecteur (précision de l'appareil), aux réglages avant les mesures (alignement du détecteur et de l'échantillon), aux fluctuations éventuelles de la température pendant la mesure [François2004], à l'incertitude sur les constantes d'élasticité utilisées pour calculer les contraintes à partir des déformations mesurées ou encore aux fluctuations liées à la statistique de comptage. Cela dit dans notre cas les erreurs vont principalement venir de deux sources :

- L'incertitude sur la **détermination de l'angle θ_{hkl}** pour chaque plan (hkl). Cette incertitude peut être liée à l'ajustement des pics de diffraction (§I.4.b.iii p.107) mais également liée à la microstructure du matériau et en particulier à sa mosaïcité qui peut induire plusieurs valeurs de θ_{hkl} pour un même plan (hkl) (§I.4.b.ii p.105);
- L'incertitude sur le **calcul de la matrice d'orientation [U]**, qui est, pour rappel, déterminée à partir des positions des moteurs du goniomètre pour lesquels deux plans non colinéaires sont en condition de diffraction (I.4.b.i p.97).

La stratégie adoptée permettant de prendre en compte ces incertitudes est décrite ci-dessous.

- L'incertitude sur la détermination de l'angle θ_{hkl} liée à l'ajustement des pics de diffraction est directement donnée par la méthode des moindres carrés. On notera cette incertitude $\delta\theta_{hkl}$.

- Cette incertitude peut être cumulée avec celle liée à la mosaïcité du matériau. Dans ce cas, nous déterminons une incertitude globale notée $\Delta\theta_{hkl}$. Cette incertitude est estimée en calculant, pour chaque plan (hkl), la différence entre l'incertitude maximale et minimale des incertitudes liées à l'ajustement des pics de ce plan. Autrement dit, on a : $\Delta\theta_{hkl} = \max(\delta\theta_{hkl,i}/2) - \min(\delta\theta_{hkl,i}/2)$ avec i le nombre de pics par plans. Dans le cas où il n'y a qu'un seul pic par plan on a $\Delta\theta_{hkl} = \delta\theta_{hkl}$.

- Il s'agit ensuite de propager ces incertitudes jusqu'au calcul de contraintes. Pour cela, une boucle de Monte-Carlo avec un tirage uniforme dans l'intervalle $[2\theta_{hkl} - \Delta\theta_{hkl}, \theta_{hkl} + \Delta\theta_{hkl}]$ est utilisée pour calculer successivement les distances interréticulaires, les composantes du tenseur métrique réciproque, les paramètres de maille, les composantes de la matrice [B], les composantes du tenseur des déformations dans le repère du cristal et enfin les composantes du tenseur des contraintes dans le repère du cristal.

-Par ailleurs, les incertitudes sur la matrice [U] sont obtenues en calculant ces composantes à partir de toutes les combinaisons possibles de deux plans mesurés. Ainsi, les incertitudes sur les composantes du tenseur des contraintes dans le repère de l'échantillon peuvent être estimées.

L'écart type de chaque valeur est calculé via l'expression suivante :

$$E = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2 - \bar{x}^2} \quad \text{Eq III-44}$$

Avec $\bar{x}$ la valeur moyenne des mesures et n le nombre de mesure.

Bilan de la mise en place de la méthode de détermination des contraintes résiduelles sur superalliage monocristallin :

La méthode d'Ortner a été mise en place pour le cas d'un superalliage monocristallin à base de nickel AM1. La procédure générale qui permet de calculer les composantes du tenseur des contraintes et des déformations dans les systèmes de coordonnées du cristal, du goniomètre et de l'échantillon a été implémentée. Les erreurs de mesures sont déterminées en utilisant des boucles de Monte-Carlo en incluant les variations du paramètre de maille dû à la fluctuation de composition, à la mosaïcité introduit par les dendrites et à l'erreur introduite par les procédures d'ajustement des pics de diffraction par moindres carrés. Des cas particuliers d'orientation [001] et [101] ont été étudiés et ont montré que pour le cas d'un superalliage monocristallin industriel présentant de la mosaïcité, une vingtaine de pics de diffraction correspondant à des réflexions non colinéaires sont requis pour avoir une solution stable avec des écart-types de l'ordre de 30 MPa.

Les paragraphes suivants sont dédiés à l'application de cette méthodologie sur des pions et des éprouvettes cylindriques.

I.5 Détermination des contraintes sur des pions

I.5.a Caractéristiques des pions

La mise en place de la méthodologie de détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X a été effectuée sur des pions parallélépipédiques. Cette géométrie a pour avantage d'être relativement simple par sa surface plate. Ces pions ont été découpés par électroérosion dans un barreau de matière d'AM1 ayant subi le traitement thermique T⁴. Ils sont découpés de telle sorte que la normale à leur surface d'étude soit orientée dans la direction [001] (« pion [001] »), pour les uns et [101] (« pion [101] »), pour les autres (Figure III-16). Ils sont ensuite polis manuellement en suivant les recommandations de la gamme SNECMA. Les pions sont ensuite traités thermiquement par les traitements R1⁵ et R2⁶. Pour rappel, ces traitements thermiques « standards » de l'AM1 ont pour objectif d'homogénéiser et d'optimiser la microstructure pour une résistance mécanique du matériau optimal. Certains de ces pions sont grenailés avec les paramètres de grenailage présentés dans le Chapitre II (Tableau II-1 p. 58) en réduisant le temps de traitement à 35 secondes car le traitement est effectué en statique, d'autres seulement polis, serviront de référence.

⁴ T : Mise en solution à 1300°C pendant 3h à l'air.

⁵ R1 : Revenu à 1100°C pendant 5h à l'air.

⁶ R2 : Revenu à 870°C pendant 16h à l'air.

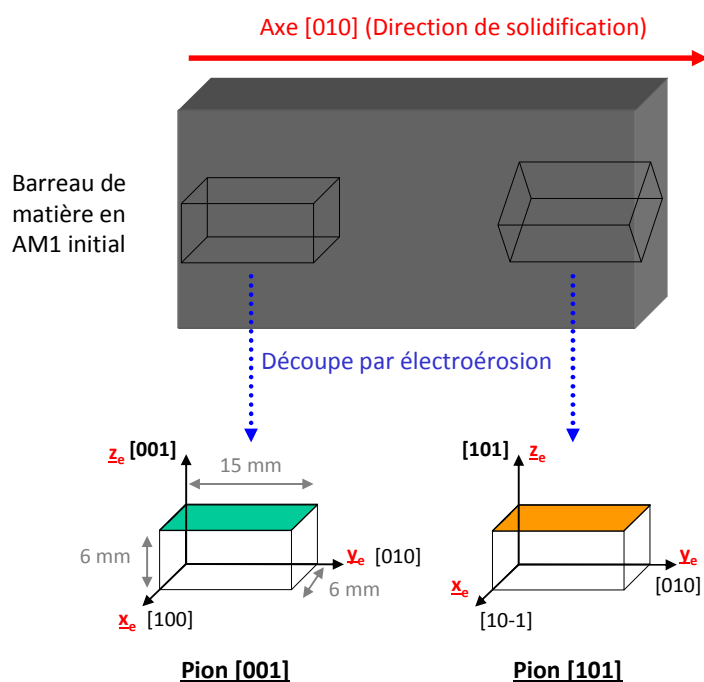


Figure III-16 : Schéma de la découpe des pions par électroérosion.

Des tests de rugosité ont été effectués dans la direction longitudinale et transversale d'un pion [001] de référence et d'un pion [001] grenailé. Le Tableau III-6 présente les résultats obtenus pour les paramètres de rugosité R_a (écart moyen arithmétique du profil) et R_t (hauteur totale du profil).

	Pion [001] poli		Pion [001] Grenailé	
	largeur	longueur	largeur	longueur
R_a (μm)	$0,1488 \pm 0,0067$	$0,1182 \pm 0,0011$	$0,4800 \pm 0,0014$	$0,3931 \pm 0,0052$
R_t (μm)	$1,5302 \pm 0,4541$	$1,0277 \pm 0,0448$	$2,8792 \pm 0,0156$	$2,8636 \pm 0,2351$

Tableau III-6 : Analyse de rugosité sur [001] de référence et grenailé.

Ces résultats montrent que le grenailage appliqué sur le pion [001] conduit à un R_a proche de $0,45 \mu\text{m}$ en moyenne, ce qui est 3,5 fois plus élevé que le R_a obtenu sur le pion [001] de référence. Malgré son ordre de grandeur similaire à la profondeur de pénétration moyenne des rayons X (variant de $3 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ suivant les plans utilisés) des études ont montré que ce niveau de rugosité n'influe pas sur les mesures par diffraction des rayons X [Peng2006].

Les contraintes résiduelles ont donc été mesurées sur ces pions. Ces mesures nécessitent dans un premier temps de connaître les composantes du tenseur métrique de la maille cristalline non déformée c'est-à-dire de connaître les paramètres de maille initiaux A. Nous avons choisi d'effectuer cette mesure sur le pion [001] de référence. Une fois ces paramètres déterminés, des profils de contraintes résiduelles macroscopiques ont été déterminés pour un pion [001] de référence et un pion [001] grenailé. Pour cela, les pics fondamentaux ont été utilisés. Dans un second temps, les contraintes internes de la phase γ' ont été déterminées en surface du pion [001] via les pics de surstructure. Enfin, les contraintes résiduelles macroscopiques ont été déterminées en surface du pion [101] grenailé. Les résultats et discussions sont présentés ci-dessous.

Les données expérimentales présentées dans la suite rassemblent les résultats des mesures que j'ai effectué (pion [001] grenailé) ainsi que celles réalisées par N. Guel (pion [001] de référence et grenailé) et M. Fèvre (pion [101]).

I.5.b Détermination du paramètre de maille initial A

Comme nous l'avons vu précédemment, les mesures de contraintes avec la méthode d'Ortner nécessitent la connaissance des composantes du tenseur métrique de la maille cristalline non déformée et donc la connaissance des paramètres de maille initiaux (non contraint). Il existe plusieurs manières de mesurer ce paramètre [Withers2007]. Nous avons choisi, ici, de mesurer cet état initial sur le pion [001] de référence. La Figure III-17 présente l'évolution du paramètre de maille obtenue dans la profondeur de ce pion. Les points sont positionnés à la profondeur de pénétration du faisceau qui est d'en moyenne 6 μm dans notre cas (cf. §I.4.b.i p.97). Cette figure montre qu'à partir de 30 μm de profondeur, les paramètres de maille oscillent autour d'une valeur moyenne de $3,58985 \pm 0,00042$ Å (représentée en mauve sur la figure). Les valeurs plus faibles à la surface montrent que le polissage manuel effectué sur le pion après découpe, bien que relativement doux, génère des contraintes résiduelles sur quelques micromètres.

Notons également qu'en profondeur, où le matériau est supposé non contraint, les valeurs des paramètres de mailles A_1 , A_2 et A_3 ne sont pas strictement identiques comme attendu car le cristal présente une maille cubique; cependant cette dispersion reste dans l'intervalle d'incertitude de la mesure.

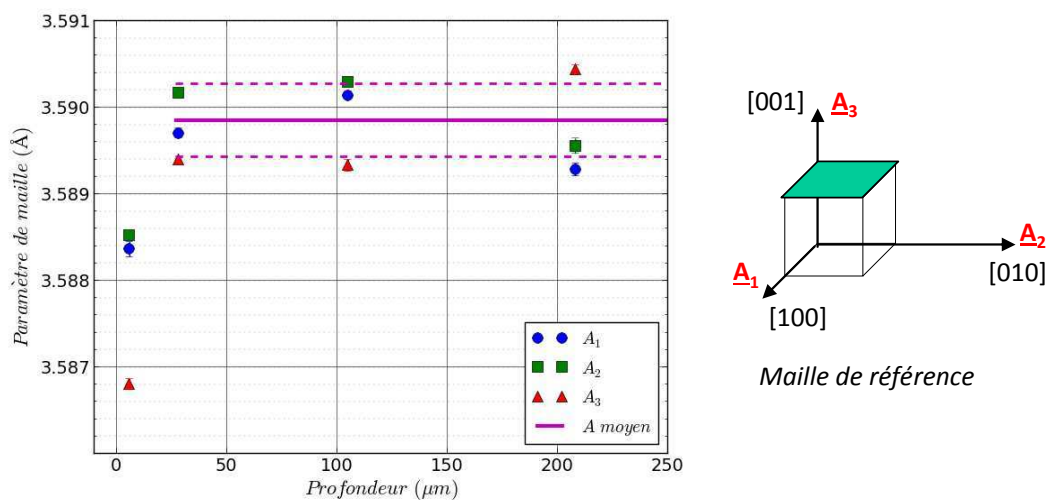


Figure III-17 : Paramètres de maille obtenus dans la profondeur du pion [001] de référence. La ligne mauve représente la valeur moyenne des paramètres de maille en profondeur estimée à $3,58985 \pm 0,00042$ Å (L'écart type est représenté par les lignes en pointillées).

La Figure III-18 présente le profil des paramètres de maille mesuré dans la profondeur du pion [001] grenailé. Les valeurs correspondantes à la profondeur de 5935 μm ($=6000-59-6$) ont été déterminées par des mesures effectuées sur la face opposée à celle qui a été grenailée après un enlèvement de matière par polissage électrolytique de 59 μm . On remarque qu'en subsurface, les paramètres de maille a_1 et a_2 sont plus faibles que la valeur moyenne de 3,58985 Å précédemment obtenu sur le pion [001] de référence, alors que le paramètre a_3 est au-dessus. En valeur absolue, les valeurs de ces paramètres de maille diminuent en fonction de la profondeur pour rejoindre, à une profondeur d'environ 130 μm , les valeurs du pion [001] de référence (symboles creux sur la Figure III-18).

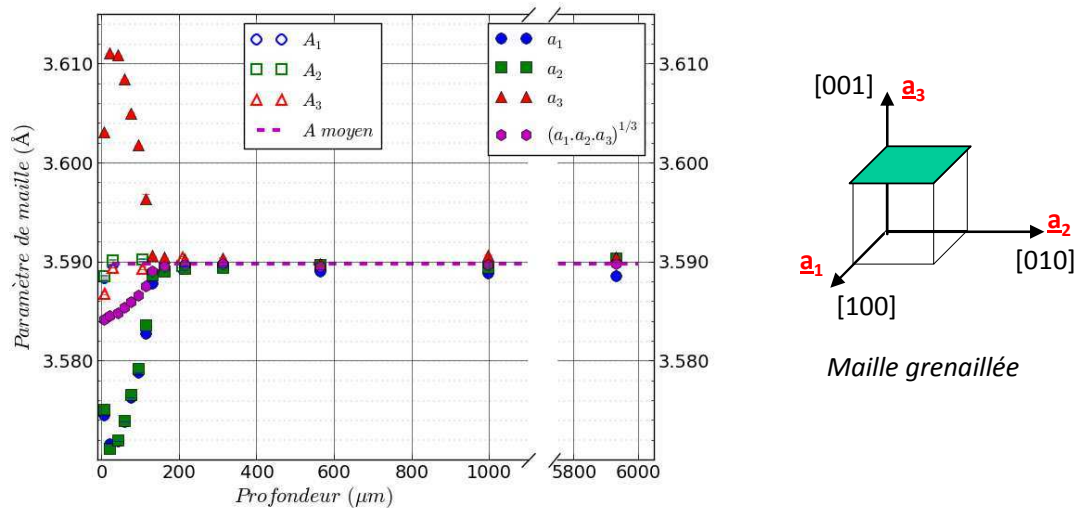


Figure III-18 : Comparaison des paramètres de maille du pion [001] grenillé (en symboles pleins) et de du pion [001] de référence (symboles creux). La ligne en pointillée représente la valeur moyenne du paramètre de maille de l'échantillon de référence.

Ces résultats nous donnent donc une première approximation du paramètre de maille sans contrainte. Nous choisissons de le prendre constant dans toutes les directions et égale à $3,58985 \pm 0,00042$ Å.

I.5.c Détermination du profil de contraintes résiduelles macroscopiques sur des pions [001] de référence et grenillé

La Figure III-19 présente les résultats obtenus sur le pion [001] de référence. Les valeurs présentées ($\sigma_{ij}^{corr.}$) ont été corrigées de l'enlèvement de matière. A titre de comparaison, le profil des valeurs « brutes » (sans prise en compte de l'effet de l'enlèvement de matière) est présenté en Annexe E. Notons néanmoins que les composantes σ_{33} présentées sont les valeurs brutes (sans prise en compte de l'enlèvement de matière) car la méthode de Moore et Evans suppose ces valeurs nulles. Cette hypothèse est néanmoins validée à quelques MPa près mis à part en surface du pion pour la composante σ_{33} . On discutera de ce point plus loin.

On constate que, en surface du pion, les composantes diagonales du tenseur des contraintes sont proches et sont environ égales à -390 MPa. Dans le reste de la profondeur, en revanche les valeurs sont proches de zéro avec une fluctuation de ± 10 MPa. Cette fluctuation est cohérente avec celle du paramètre de maille observé précédemment et avec les incertitudes sur les contraintes estimées plus haut.

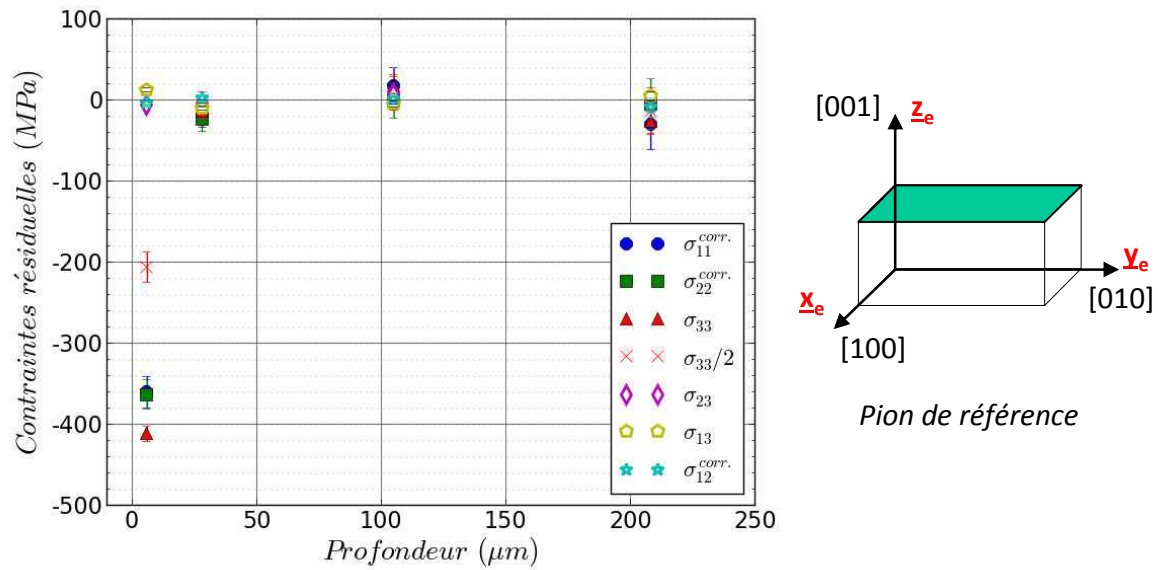


Figure III-19 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur pion [001] de référence. Valeurs corrigées de l'enlèvement de matière. La composante « $\sigma_{33}/2$ » est la moitié de σ_{33} calculé directement à partir des positions des pics de diffraction (cf. détails dans le texte p. 115).

La Figure III-20 présente, quant à elle, le profil de contraintes résiduelles obtenu sur le pion [001] grenailé. De même que précédemment, les valeurs présentées ($\sigma_{ij}^{corr.}$) ont été corrigées de l'enlèvement de matière. Le profil des valeurs « brutes » est présenté en Annexe E. On constate que les valeurs des composantes σ_{11} et σ_{22} sont très proches (elles diffèrent d'une valeur inférieure à 30 MPa). Leur valeur maximale est proche de -1360 MPa atteint à 20 microns de profondeur. La composante σ_{33} a une valeur maximale en surface de -600 MPa, puis diminue (en valeur absolue) dans la profondeur. La partie en compression s'étend sur une profondeur de 160 μm . Les composantes de cisaillement, quant à elles, sont proches de zéro dans toute la profondeur.

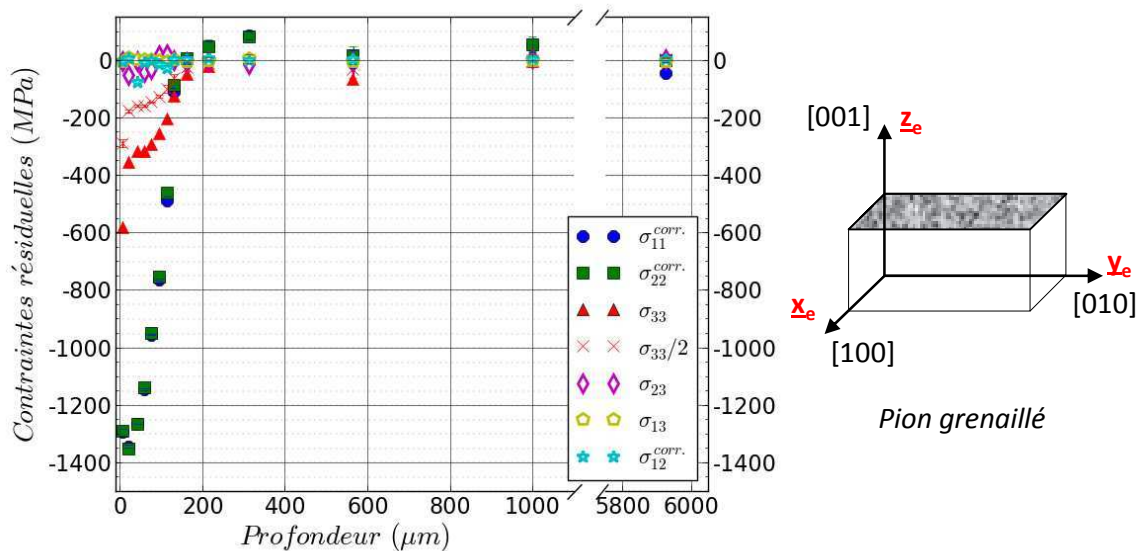


Figure III-20 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur pion [001] grenailé. Valeurs corrigées de l'enlèvement de matière. La composante « σ_{33} corr. » est la moitié de σ_{33} calculé directement à partir des positions des pics de diffraction (cf. détails dans le texte p. 115).

Dans les deux cas (pion de référence et grenailé), les erreurs de mesure, déterminées par la procédure présentée dans le § I.4.c p.109 sont de l'ordre de 20 MPa. Cependant, cette estimation d'erreur ne prend pas en compte l'erreur sur la détermination du paramètre de maille initial A. En effet, nous avons déterminé la valeur du paramètre de maille initial à partir des mesures faites en profondeur de l'échantillon de référence avec une incertitude de $\pm 0,00042 \text{ \AA}$ (Figure III-17). Cette imprécision induit une incertitude d'environ $\pm 80 \text{ MPa}$ sur le calcul des contraintes résiduelles.

Discussion :

Les profils de contraintes résiduelles présentés ci-dessus ont été déterminés en appliquant la méthode d'Ortner au superalliage AM1. Ils peuvent être discutés sur plusieurs points.

Tout d'abord, les valeurs des contraintes résiduelles ont été déterminées à partir des constantes d'élasticité mesurées à l'issue d'essais mécaniques avec des échantillons macroscopiques où les effets des fluctuations locales de la microstructure ou de composition sont moyennés et non quantifiés. Il n'est donc pas certain qu'elles correspondent à la réponse mécanique du matériau sondé lors des mesures par diffraction des rayons X. L'incertitude sur ces valeurs peut donc engendrer des incertitudes sur les valeurs des contraintes résiduelles.

Ensuite, on remarque que les composantes σ_{11} et σ_{22} sont relativement proches dans les deux cas (pion de référence et pion grenailé). Cela était attendu car le grenailage est un procédé présentant une symétrie de révolution. Pour le cas du pion [001] grenailé, la valeur maximale atteinte par ces composantes est de l'ordre de -1360 MPa. Cette valeur semble relativement grande en regard de la limite de rupture à 20°C du superalliage qui est de 1100 MPa [Caron2011]. Cette valeur de limite de rupture est néanmoins déterminée par des essais de traction sur des échantillons macroscopiques. Cette contradiction peut être levée si on considère que dans la profondeur affectée par le grenailage, le matériau original est écroui et que les contraintes mesurées par des essais mécaniques sont macroscopiques et peuvent différer significativement des contraintes internes mesurées à l'échelle microscopique. Des mesures supplémentaires en différents points pourraient nous aider à justifier ces arguments.

Enfin, on note, que ce soit pour le pion de référence ou le pion grenailé, que la composante σ_{33} normale à la surface étudiée n'est pas nulle ce qui n'est pas cohérent avec la théorie de la mécanique des milieux continus. En effet, les mesures sont effectuées à chaque profondeur sur une surface libre. On peut proposer une explication de cette valeur élevée de la composante σ_{33} en rappelant que la pénétration du faisceau incident dans la matière est estimée entre 3 μm et 10 μm en fonction des plans mesurés. La présence des deux phases γ et γ' et d'autres défauts, dans la zone sondée, peut alors engendrer un gradient de contraintes qui pourrait se traduire par une valeur non nulle de la composantes σ_{33} . Dans ce cas, cette composante doit être corrigée pour prendre en compte l'absorption des rayons X dans la matière [Genzel1996] en utilisant l'équation suivante :

$$\sigma_{33}(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{33}(z) e^{-z/\tau} dz}{\int_0^{\infty} e^{-z/\tau} dz} = \frac{1}{2} L\left(\sigma_{33}(z), \frac{1}{\tau}\right) \quad \text{Eq III-45}$$

Où L est la transformée de Laplace, $\sigma_{33}(z)$ est la vraie valeur de la composante σ_{33} en fonction de z, et $\sigma_{33}(\tau)$ est la valeur mesurée de la composante pour chaque profondeur du profil. Par ailleurs, l'expression de $\sigma_{33}(z)$ au voisinage de $z=0$ peut être développée à l'ordre 2 :

$$\sigma_{33}(z) \approx \sigma_{33}(z=0) + z \left(\frac{\partial \sigma_{33}(z)}{\partial z} \right)_{z=0} + z^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma_{33}(z)}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad \text{Eq III-46}$$

D'après les équations fondamentales de la mécanique des milieux continus, les conditions aux limites imposent que $\sigma_{33}(z=0)=0$ et les équations d'équilibre s'écrivent de la manière suivante :

$$\text{Div}(\tilde{\sigma}) = 0 \quad \text{Eq III-47}$$

En supposant, qu'il n'y ait pas de gradient des contraintes macroscopiques dans le plan de la surface plate (suivant $\underline{x}_e$ et $\underline{y}_e$), l'Eq III-47 devient :

$$\frac{\partial \sigma_{i3}}{\partial z} = 0 \quad \text{avec } i = 1, 2, 3 \quad \text{Eq III-48}$$

En introduisant dans cette équation, l'expression de $\sigma_{33}(z)$ de l'Eq III-46 on obtient :

$$\sigma_{33}(z) = z^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma_{33}(z)}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad \text{Eq III-49}$$

Enfin, en utilisant les équations Eq III-45 et Eq III-49 on a :

$$\sigma_{33}(\tau) = 2\sigma_{33}(z) \quad \text{Eq III-50}$$

Ainsi, lorsqu'il y a un gradient de contrainte dans la profondeur analysée par le faisceau des rayons X, la composante σ_{33} mesurée expérimentalement en surface est surestimée d'un facteur 2. Les croix rouges des Figures III-19 et III-20 présentent les valeurs de la composante σ_{33} corrigée. On observe tout de même des contraintes en compression entre 100 MPa et 200 MPa dans la zone affectée par le grenaillage. Ces valeurs bien que plus faibles, restent encore significatives et ne trouvent pas d'explication dans le cas d'un massif semi-infini homogène avec des contraintes constantes le long de la surface. En effet, l'Eq III-47 est valable quelle que soit la profondeur z et pas seulement en surface. On se propose alors dans le paragraphe suivant de déterminer le profil de contraintes résiduelles avec une autre hypothèse à savoir que la profondeur de pénétration est suffisamment faible pour considérer que chaque mesure est effectuée en surface c'est-à-dire que σ_{33} soit égal à zéro.

Détermination du profil de contraintes résiduelles des pions [001] avec l'hypothèse de la surface libre

Dans ce paragraphe on émet l'hypothèse que, étant donné que le faisceau des rayons X ne pénètre que de quelques micromètres en moyenne, on peut supposer qu'à chaque enlèvement de matière la composante σ_{33} (perpendiculaire à la surface grenaillée) est nulle car il s'agit d'une surface libre. On peut alors recalculer le paramètre de maille initial A correspondant à cette hypothèse. La Figure III-21 montre les valeurs de ces paramètres de maille recalculés en fonction de la profondeur pour le cas du pion [001] de référence (en triangles bleus clairs) et le cas du pion [001] grenaillé (en ronds rouges). Sur cette figure, les lignes mauves rappellent la valeur du paramètre de maille moyen de 3,58985 Å (et ses écart-types) obtenue en profondeur des pions. On remarque que les valeurs de paramètres de maille A recalculées pour les deux pions sont en dessous de cette valeur moyenne en surface. Les valeurs recalculées augmentent ensuite en fonction de la profondeur pour atteindre, à

une profondeur d'environ 30 μm pour le pion de référence et de 160 μm pour le pion grenailé, la valeur de A moyen avec des écarts inférieurs à 10^{-4} Å.

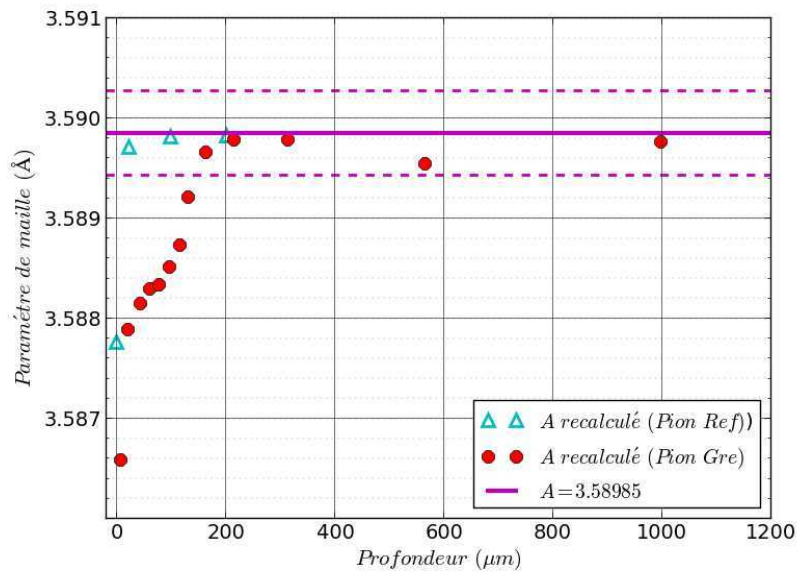
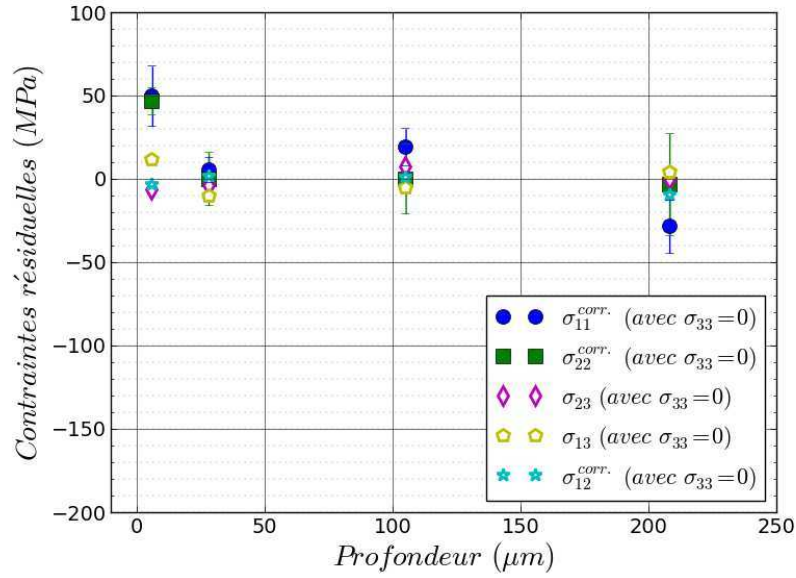
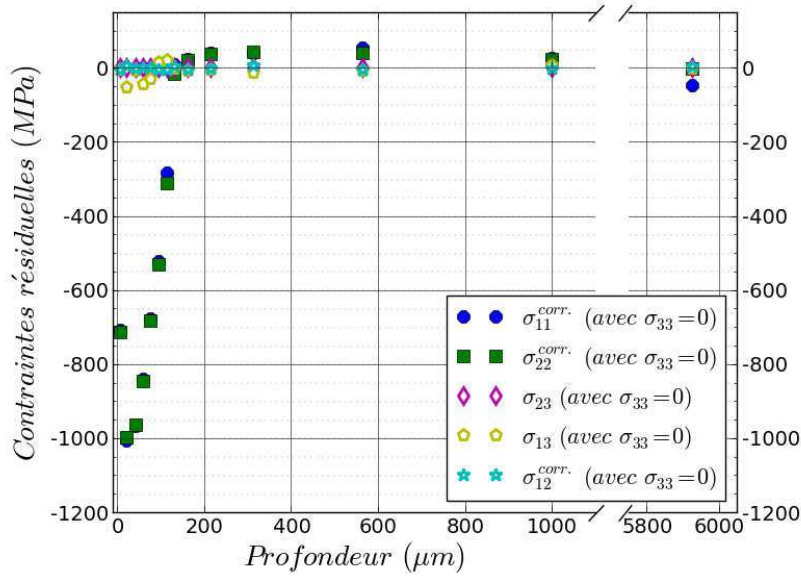


Figure III-21 : Paramètres de maille A initial calculés en utilisant l'hypothèse de la surface libre pour le pion [001] de référence (triangles bleus clairs) et le pion [001] grenailé (ronds rouges). Le paramètre de maille moyen initial A et ses écart-types sont présentés en lignes mauves.

Les valeurs des composantes de contraintes recalculées avec ces paramètres de maille et corrigées de l'enlèvement de matière sont présentées sur la Figure III-22 respectivement pour le pion [001] de référence (a) et grenailé (b). Pour le cas du pion [001] de référence, on voit que les composantes σ_{11} et σ_{22} du tenseur des contraintes en surface sont cette fois en traction avec une valeur proche de 50 MPa. Pour le cas du pion [001] grenailé, la valeur maximale de ces composantes σ_{11} et σ_{22} est cette fois de -1000 MPa. Les composantes de cisaillement restent, quant à elles, proches de zéro. Une exception est observé pour la composante σ_{13} dans le cas du pion grenailé qui a une valeur proche de -30 MPa sur 100 μm (symboles jaunes sur la figure).



(a)



(b)

Figure III-22 : Profils de contraintes résiduelles dans la profondeur calculés avec l'hypothèse de la surface libre et corrigés de l'enlèvement de matière. (a) Pion [001] de référence – (b) Pion [001] grenailé.

Avec cette hypothèse de la surface libre, la valeur maximale en compression obtenue semble plus cohérente au regard de la limite de rupture du matériau et de l'équilibre global (traction/compression) sur la section du pion. Toutefois, il reste à expliquer l'évolution régulière du paramètre de maille (à l'état relâché) dans l'épaisseur affectée par le grenailage, alors qu'il reste constant au-delà de 200 μm . Cette évolution n'étant clairement pas liée aux incertitudes de mesure ou à des fluctuations statistiques, on peut émettre deux hypothèses :

- Les fortes déformations plastiques induites par le grenailage peuvent provoquer une dissolution partielle, hors équilibre thermodynamique, de certains éléments chimiques présents dans l'alliage, à l'instar de ce qui est observé, par exemple sur les aciers eutectoïdes tréfilés [Languillaume1997].

- Le paramètre de maille observé au-delà de 200 μm sur le pion grenailé ou sur le pion de référence n'est pas réellement le paramètre de maille à l'état relâché. Il correspond au contraintes de cohérence entre les phases γ et γ' [Royer1998]. Dans l'épaisseur affectée par le grenailage, ces contraintes pourraient alors être partiellement relâchées par la déformation plastique due au grenailage.

Nous n'avons pas, actuellement, de moyens de valider ou d'invalider ces hypothèses. La deuxième pourrait, par exemple, être comparée à des modélisations (ab initio, par exemple). On peut cependant noter que les différences de paramètres de mailles observés sur la Figure III-21 sont au maximum de : $(3,590-3,588)/3,590 = 5,6 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur est à rapprocher de la différence relative de paramètre de mailles entre les phases γ et γ' mentionnée plus haut et égale à $5 \cdot 10^{-4}$. La proximité des deux valeurs rend plausible la deuxième hypothèse sur les contraintes de cohérence.

I.5.d Détermination des contraintes internes de la phase γ' sur un pion [001] de référence

Cas du pion [001] de référence :

Jusqu'à présent nous avons mesuré les contraintes résiduelles macroscopiques ($\gamma + \gamma'$) via l'utilisation des pics fondamentaux. L'objectif, ici, est de mesurer les contraintes internes de la phase γ' dans le cas du pion [001] de référence via les pics de surstructure. En regard des conditions recommandées pour le choix des plans, nous avons déterminé, dans le paragraphe I.4.b.i p.97, un système de plans optimal (Figure III-8). Les pics de diffraction correspondant ont donc été mesurés. Cependant par manque de temps, les plans (412), (-412), (4-12), (-4-12) n'ont pas pu être mesurés. Ce manque conduit à une augmentation considérable du conditionnement du système passant de 6,4 à 35 (Figure III-23).

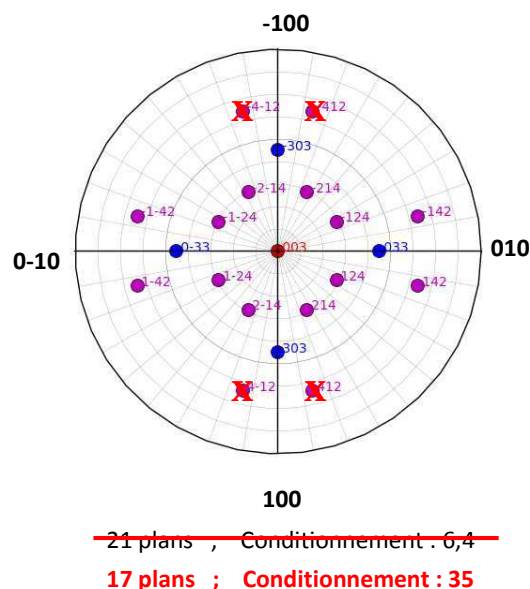


Figure III-23 : Figure de pôles des pics de surstructure mesurés sur le pion [001] de référence.

Afin de pallier ce problème, nous proposons en première approche d'introduire artificiellement les positions des angles de Bragg de ces plans en prenant la moyenne obtenue sur les plans (412), (-412), (4-12) et (-4-12) de la même famille. Cette approximation revient à dire que l'état mécanique est identique selon la largeur et la longueur du pion, ce qui est totalement justifié en regard, d'une part,

du fait que les axes du pion sont selon les mêmes directions du type $\langle 001 \rangle$, et d'autre part, que le grenailage est un traitement avec une symétrie de révolution comme précédemment confirmée. De plus, on observe également pour les autres plans que nous avons bien les mêmes valeurs de positions de pics pour une famille de plans. Pour illustrer cette remarque, on montre, par exemple, les angles de Bragg obtenus pour la famille de plans $\{303\}$ sur la Figure III-24. On rappelle que les différentes valeurs d'angle de Bragg obtenues pour un plan sont liées à la mosaïcité du matériau. Sur cette figure, on ne voit pas apparaître de tendance nette de différence de valeur d'angle de Bragg entre les plans (033) , $(0-33)$ et les plans (-303) et (303) . Nous pouvons donc bien appliquer cette hypothèse pour les plans « manquants » de la famille de plans $\{412\}$.

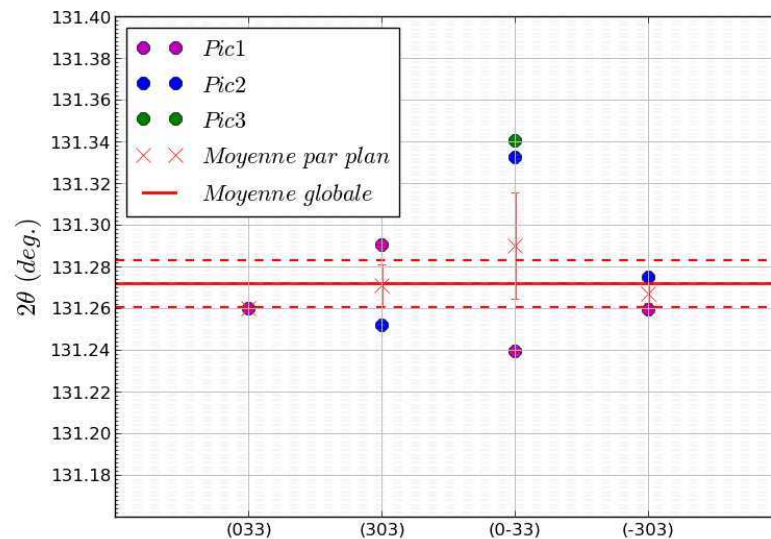


Figure III-24 : Angles de Bragg des plans (033) , (303) , $(0-33)$ et (-303) obtenus sur le pion de référence $[001]$.

La Figure III-25 présente les valeurs des angles de Bragg obtenues pour ces plans. La moyenne obtenue est de $159,1828^\circ \pm 0,007371$. C'est donc cette valeur que nous choisissons de prendre pour les plans « manquants ».

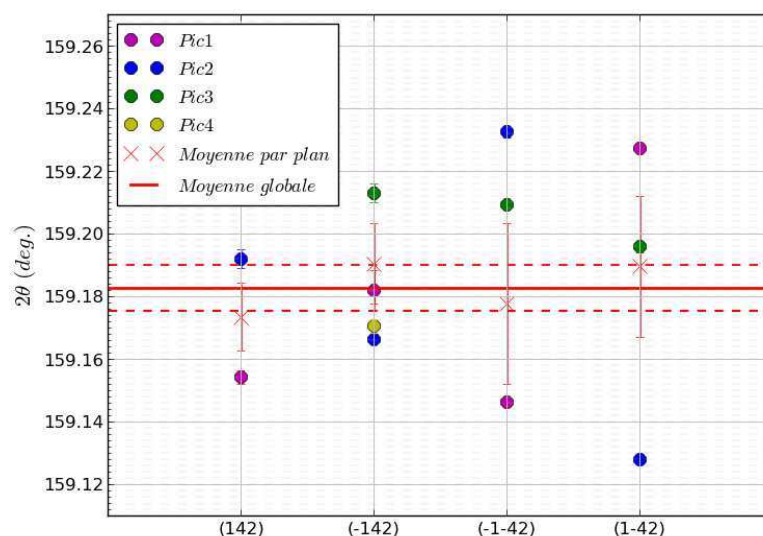


Figure III-25 : Détermination des angles de Bragg des plans (142) , (-142) , $(-1-42)$ et $(1-42)$ sur le pion de référence $[001]$.

Ayant à présent l'ensemble des valeurs des angles de Bragg associées au système de pics de surstructure (dont 4 artificiels parmi 21), nous pouvons ainsi calculer les paramètres de maille. Le Tableau III-7 présente les valeurs des paramètres de maille obtenues. A titre de comparaison le paramètre de maille moyen initial (A) et ceux mesurés en surface du pion [001] de référence via les pics fondamentaux sont également présentés. La Figure III-26 présente de manière plus visuelle les résultats pour les paramètres de maille a_1 , a_2 et a_3 . Le paramètre moyen obtenu pour la phase γ' est de 3,58841 Å.

	γ'	Référence	$(\gamma+\gamma')$	Différence relative entre γ' et $(\gamma+\gamma')$ (%)
a_1 (Å)	3,589537± 0,000025	3,58985	3,588608± 0,000047	0,02588
a_2 (Å)	3,589488± 0,000055	3,58985	3,588475± 0,000053	0,02822
a_3 (Å)	3,586218± 0,000051	3,58985	3,586677± 0,000037	0,01279
α_1 (°)	89,999026± 0,000931	90	89,997693± 0,000799	0,00148
α_2 (°)	89,998486± 0,001253	90	89,988166± 0,001145	0,01146
α_3 (°)	90,000042± 0,001761	90	89,992062± 0,001903	0,00886

Tableau III-7 : Paramètres de maille obtenus sur le pion de référence [001] avec les pics fondamentaux $(\gamma+\gamma')$ et des pics de surstructure (γ')

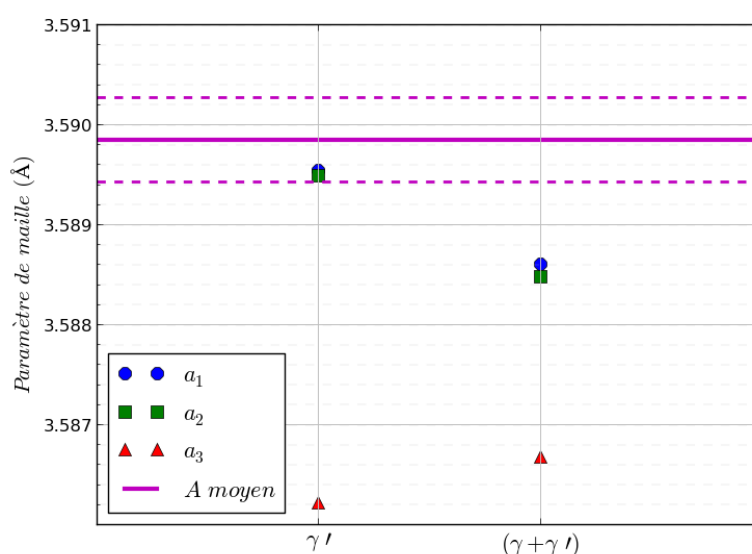


Figure III-26 : Comparaison des paramètres de maille obtenus via les pics fondamentaux $(\gamma+\gamma')$ et les pics de surstructure (γ') mesurés en surface du pion [001] de référence. Le paramètre de maille moyen initial A et ses écart-types sont présentés en lignes mauves.

Ces valeurs de paramètres de maille permettent de calculer le tenseur de contraintes dans le repère de l'échantillon avec l'hypothèse de paramètre de maille initial fixe.

$$\tilde{\sigma}_e^{\gamma'} = \begin{pmatrix} -253 \pm 9 & -2 \pm 2 & 1 \pm 1 \\ -2 \pm 2 & -254 \pm 9 & 2 \pm 1 \\ 1 \pm 1 & 2 \pm 1 & -338 \pm 8 \end{pmatrix} \text{ MPa}$$

Si on choisit à présent l'hypothèse de surface libre, on obtient :

$$\tilde{\sigma}_e^{\gamma'}(\sigma_{33} = 0) = \begin{pmatrix} 85 \pm 9 & -2 \pm 2 & 1 \pm 1 \\ -2 \pm 2 & 84 \pm 9 & 2 \pm 1 \\ 1 \pm 1 & 2 \pm 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ MPa}$$

Avec un nouveau paramètre de maille de 3,588126 Å plus faible que le paramètre de maille moyen initial A de 3,58985 Å.

Cependant, nous mesurons, ici, les contraintes de cohérence, l'hypothèse de surface libre ne nous paraît pas justifiée. En effet, le matériau est un matériau biphasé présentant des tailles de précipités de l'ordre de 0,45 µm ce qui est faible en regard de la profondeur moyenne de pénétration du faisceau qui est ici de 5 µm. On accordera, ainsi, plus de confiance au premier tenseur des contraintes qui est, de plus, quasiment hydrostatique, ce qui est attendu. Cependant, les valeurs obtenues dans ce tenseur sont négatives alors que des travaux [Glatzel1989, Ganghoffer1991 et Benyoucef1994] effectués sur superalliages base nickel ont montré par calculs éléments finis que le désaccord paramétrique entre les deux phases induit des contraintes de compression dans la phase γ et des contraintes de traction dans la phase γ'. L'ordre de grandeur obtenu par ces auteurs pour la phase γ' est de quelques dizaines de MPa. Cela dit, les valeurs ici ont été calculées avec les valeurs du paramètre de maille moyen global du matériau obtenu précédemment sur le pion de référence [001] à partir des pics fondamentaux. En effet, pour être corrects, les calculs auraient dû être établis avec une valeur de paramètre de maille initial de la phase γ' ainsi qu'avec les constantes d'élasticité de cette phase. A notre connaissance ces valeurs n'ont pas été déterminées. Des mesures de paramètres de maille de cette phase ont certes été effectuées mais sur des échantillons souvent sollicités en fluage [Royer1997]. Des mesures complémentaires sont donc à prévoir pour la détermination plus précise des contraintes de cohérence dans ce cas. De plus, il faudrait bien évidemment mesurer les 4 plans pour lesquels nous avons mis des valeurs artificielles.

Cas du pion [001] grenailé

Nous avons souhaité effectuer la même démarche pour le cas du pion [001] grenailé. Cependant, ici, le matériau en surface est plus écroui ce qui induit un élargissement des pics de diffraction et une diminution de leur intensité. Les pics de surstructure, n'ayant initialement qu'une très faible intensité, il devient impossible, avec notre équipement, de les identifier. Pour illustrer cette remarque, la Figure III-27 compare les pics de diffraction obtenus pour le plan fondamental (3-13) ($2\theta \approx 138,5^\circ$) mesuré en surface des pions [001] de référence et grenailé ainsi que le plan de surstructure (303) ($2\theta \approx 131,1^\circ$) mesuré sur le pion [001] de référence. L'échelle de l'axe des ordonnées de cette figure est logarithmique pour plus de lisibilité.

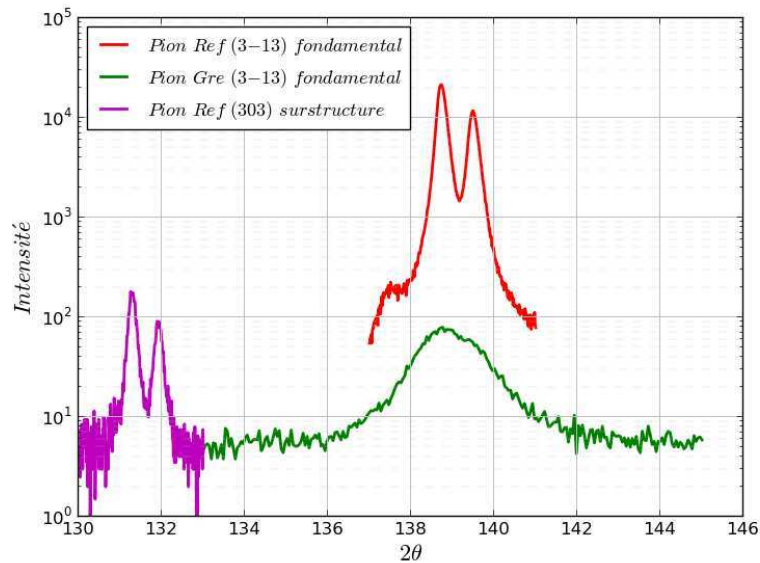


Figure III-27 : Comparaison des intensités des pics de diffraction correspondant aux plans (3-13) (pic fondamental) obtenu sur les pion [001] grenailé et de référence et le plan (303) (pic de surstructure) mesuré sur le pion [001] de référence.

Des mesures au synchrotron seraient intéressantes pour pouvoir déterminer les contraintes dans la phase γ' sur ce pion grenailé. En effet l'intensité du faisceau incident y est plus forte de plusieurs ordres de grandeur.

I.5.e Détermination des contraintes résiduelles macroscopiques sur les pions [101] grenailés.

L'objectif, ici, est de déterminer l'état de contraintes résiduelles en surface du pion [101] grenailé. En effet, du fait de l'anisotropie élastique et plastique du monocristal, on peut penser que l'effet du grenailage varie suivant la direction cristalline selon laquelle les impacts se produisent. Pour analyser cela, l'ensemble des 20 plans déterminés dans le paragraphe I.4.b.i p.97 a été mesuré. Le tableau ci-dessous présente les résultats des valeurs des paramètres de maille obtenus. A titre de comparaison, les valeurs obtenues en surface du pion [001] grenailé sont rappelées.

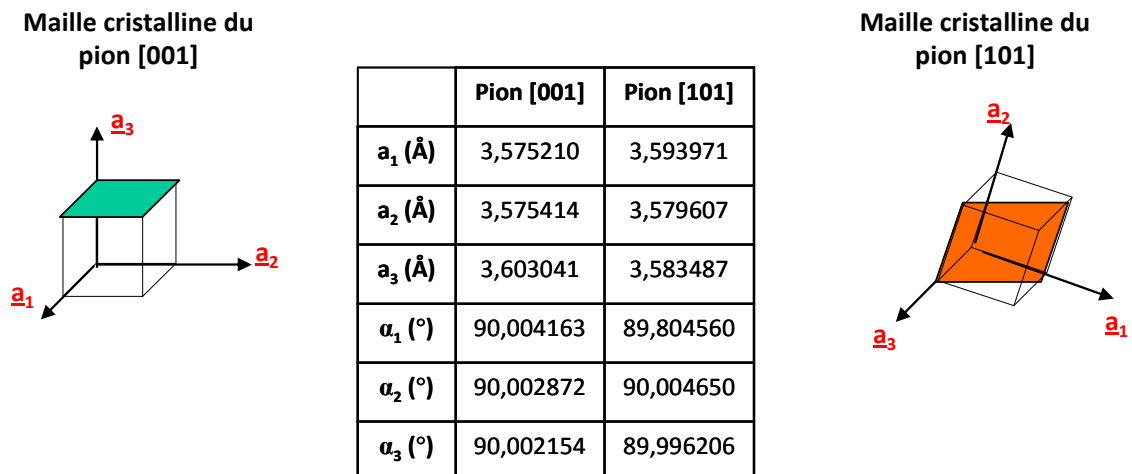


Figure III-28 : Paramètres de maille obtenus pour les pions grenailés [001] et [101].

Ces valeurs de paramètres de maille permettent de calculer le tenseur de contraintes dans le repère de la maille cristalline avec l'hypothèse de paramètre de maille initial fixe.

$$\tilde{\sigma}_{maille}^{[101]} = \begin{pmatrix} -594 \pm 5 & 0 \pm 2 & 427 \pm 1 \\ 0 \pm 2 & -965 \pm 5 & 4 \pm 1 \\ 427 \pm 1 & 4 \pm 1 & -864 \pm 5 \end{pmatrix}$$

Puis dans le repère de l'échantillon avec cette même hypothèse :

$$\tilde{\sigma}_e^{[101]} = \begin{pmatrix} -1182 \pm 5 & 15 \pm 2 & 17 \pm 1 \\ 15 \pm 2 & -977 \pm 5 & 1 \pm 1 \\ 17 \pm 1 & 1 \pm 1 & -286 \pm 5 \end{pmatrix}$$

En divisant à présent la composante σ_{33} par deux comme expliqué précédemment (p. 113), on obtient alors :

$$\tilde{\sigma}_e^{[101]} = \begin{pmatrix} -1182 \pm 5 & 15 \pm 2 & 17 \pm 1 \\ 15 \pm 2 & -977 \pm 5 & 1 \pm 1 \\ 17 \pm 1 & 1 \pm 1 & -143 \pm 5 \end{pmatrix}$$

Si on considère à présent l'hypothèse de la surface libre, on obtient le tenseur des contraintes suivant dans le repère de l'échantillon :

$$\tilde{\sigma}_e^{[101]}(\sigma_{33} = 0) = \begin{pmatrix} -1039 \pm 5 & 15 \pm 2 & 17 \pm 1 \\ 15 \pm 2 & -834 \pm 5 & 4 \pm 1 \\ 17 \pm 1 & 4 \pm 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Avec un nouveau paramètre de maille de 3,5884 Å.

On voit ici que les contraintes obtenues sont un peu plus faibles que pour celles déterminées sur le pion [001] grenailé mais restent du même ordre de grandeur.

Bilan de l'analyse des contraintes sur pion :

La méthode mise en place dans le cadre de cette thèse pour déterminer les contraintes résiduelles sur un superalliage monocristallin a été appliquée ici pour le cas de pions parallélépipédiques. Plusieurs pions ont été analysés : le pion [001] de référence, le pion [001] grenailé et le pion [101] grenailé. De plus, les contraintes internes de la phase γ' ont été déterminées sur le pion [001] de référence. Ces premières analyses ont montré tout d'abord qu'il y avait deux voies de post-traitement des résultats :

- soit on choisit de prendre un paramètre de maille initial constant, dans ce cas la composante σ_{33} , perpendiculaire à la surface de l'échantillon, présente un gradient dans la profondeur et la valeur apparente est deux fois plus grande que la valeur réelle.
- Soit on fait l'hypothèse de la surface libre ($\sigma_{33}=0$) auquel cas les paramètres de maille initiaux évoluent dans la profondeur.

Ces deux hypothèses sont discutables et ne pourront être validées que par des études supplémentaires, au synchrotron par exemple. Gardons cependant en tête que, dans notre cas, les mesures des contraintes sont effectuées pour être ensuite introduites dans un calcul par éléments finis. Les modèles que nous utiliserons sont macroscopiques et donneront dans tous les cas à l'état d'équilibre une composante σ_{33} nulle en surface et donc dans la profondeur pour le cas d'un échantillon plat. L'hypothèse de la surface libre sera alors privilégiée par la suite pour être

cohérent avec les futures analyses numériques.

Ensuite, les mesures sur le pion [001] grenailé ont montré que le grenailage induisait des contraintes de compression dans une profondeur d'environ 150 μm avec une valeur maximale de -1000 MPa. Les composantes de cisaillement sont ici proches de zéro. Pour le cas du pion [101] en revanche, on voit apparaître une différence entre les composantes σ_{11} et σ_{22} respectivement égaux à -1039 MPa et -834 MPa. Les composantes de cisaillement sont également proches de zéro dans ce cas.

Pour finir, nous avons évoqué le fait que pour les analyses sur pics de surstructure pour le pion [001] de référence, l'hypothèse de surface libre était difficilement justifiable en raison de l'ordre de grandeur de la taille des précipités. Les contraintes quasiment hydrostatiques obtenues sont de l'ordre de -280 MPa. Des mesures complémentaires sont néanmoins nécessaires pour confirmer ces résultats. Nous avons également montré que ces pics de surstructure ne pouvaient pas être mesurés sur les échantillons grenailés avec le diffractomètre disponible à l'ONERA.

Les prochains paragraphes sont dédiés à l'analyse des contraintes sur éprouvettes cylindriques.

I.6 Détermination des contraintes sur des éprouvettes cylindriques lisses

Les caractéristiques des éprouvettes de fatigue cylindriques lisses, étudiées dans ce paragraphe, ont déjà été présentées dans le Chapitre II. Pour rappel, la taille du diamètre de leur partie utile est de 6,22 mm et a été choisie pour limiter les erreurs de mesure par diffraction des rayons X. Il est, en effet, recommandé d'avoir une taille de faisceau incident quatre fois inférieure au rayon de courbure de l'éprouvette [Dionnet2008] pour avoir moins de 10% d'erreur sur la mesure de la composante circonférentielle. Sachant que les éprouvettes ont donc un rayon de 3,11 mm et que la section du faisceau incident est de 1x1 mm² (défini pour le cas des pions), les conditions d'acquisition sont donc discutables. Dans un premier paragraphe, ces conditions sont justifiées, puis les résultats obtenus sont présentés sur une éprouvette de référence, d'une part et une éprouvette grenailée, d'autre part.

I.6.a Discussion sur la taille du faisceau incident

Dans le but de valider les conditions de mesure ; à savoir d'avoir un faisceau incident de 1x1 mm² ; nous proposons de comparer les surfaces irradiées pour chaque plan dans le cas du pion et de l'éprouvette cylindrique lisse. Dans le cadre de son stage N. Guel [Guel2014] a développé un code Python permettant, en effet, de visualiser la trace du faisceau incident ainsi que la surface analysée par le détecteur. Le code est basé sur les positions des moteurs du goniomètre (ω , ϕ , χ , η et 2θ) lors de l'acquisition de chaque plan cristallographique. Il renvoie alors les tailles et les géométries des surfaces irradiées, détectées et mesurées pour chaque plan et permet de les visualiser.

Les Figures III-29 et III-30 montrent, par exemple, les résultats obtenus pour le plan (042) respectivement pour le cas du pion (surface plate) et de l'éprouvette cylindrique où les surfaces irradiées, détectées et mesurées sont respectivement représentées en orange, vert et rouge.

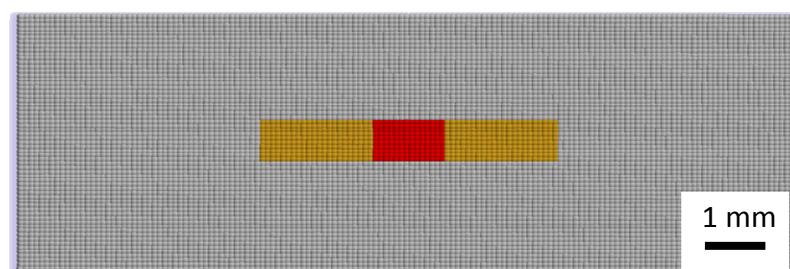


Figure III-29 : Visualisation des surfaces irradiées (en orange), détectées (en vert) et mesurées (en rouge) pour le plan (042) lors des mesures sur pion [Guel2014].

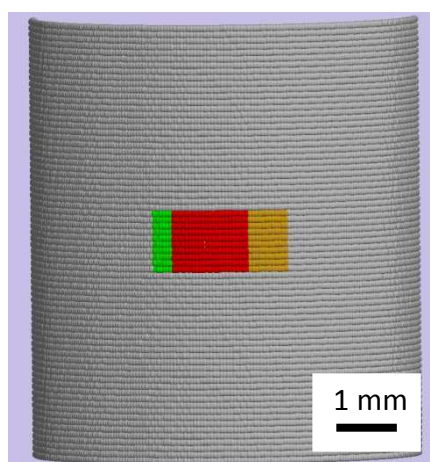


Figure III-30 : Visualisation des surfaces irradiées (en orange), détectées (en vert) et mesurées (en rouge) pour le plan (042) lors des mesures sur l'éprouvette cylindrique lisse [Guel2014].

Le tableau ci-dessous compare les moyennes des valeurs des surfaces mesurées des plans de chaque famille obtenues sur éprouvette et sur pion. Dans ce tableau, on distingue deux cas pour la famille de plans {024} : les plans {024} (finissant par 4) situés à « l'intérieur » de la figure de pôle et les plans {042} (finissant par 2) situés à « l'extérieur » de la figure de pôle et pour lesquels le faisceau incident arrive de manière plus rasante sur l'échantillon.

Surfaces mesurées (mm ²)	{004}	{024}	{042}	{133}	{222}
Cas du pion	1,15	1,0	1,45	1,15	1,27
Cas de l'éprouvette cylindrique	1,10	1,03	1,25	1,10	/

Tableau III-8: Comparaison des surfaces mesurées pour le cas du pion et celui de l'éprouvette cylindrique lisse.

Nous constatons que ces surfaces mesurées sont relativement proches sauf pour la famille de plans {042}.

Ces analyses montrent que la taille du faisceau semble convenable en regard des mesures sur pions, même si d'après les recommandations [Dionnet2008], il serait préférable de réduire la taille du faisceau. Par ailleurs, les pics que nous obtenons sur éprouvette cylindrique et, en particulier, sur les éprouvettes grenailées, sont relativement larges et donc avec une faible intensité. Si nous devions

réduire la taille du faisceau, les pics auraient une intensité encore plus faible et les erreurs se répercuteraient sur la mauvaise estimation de la position du pic.

I.6.b Cas d'une éprouvette cylindrique lisse de référence

Des premières mesures ont été effectuées sur l'éprouvette cylindrique lisse de référence. Pour cette éprouvette, les contraintes résiduelles n'ont pas pu être mesurées en surface car les pics de diffraction sont trop élargis et leur position n'est pas identifiable. Un premier polissage électrolytique de 4 μm a donc été effectué. La Figure III-31 présente l'évolution des paramètres de maille obtenue dans une des directions [100] secondaires de l'éprouvette (Figure III-31). On a choisi ici de travailler avec un repère cylindrique, plus adapté dans ce cas.

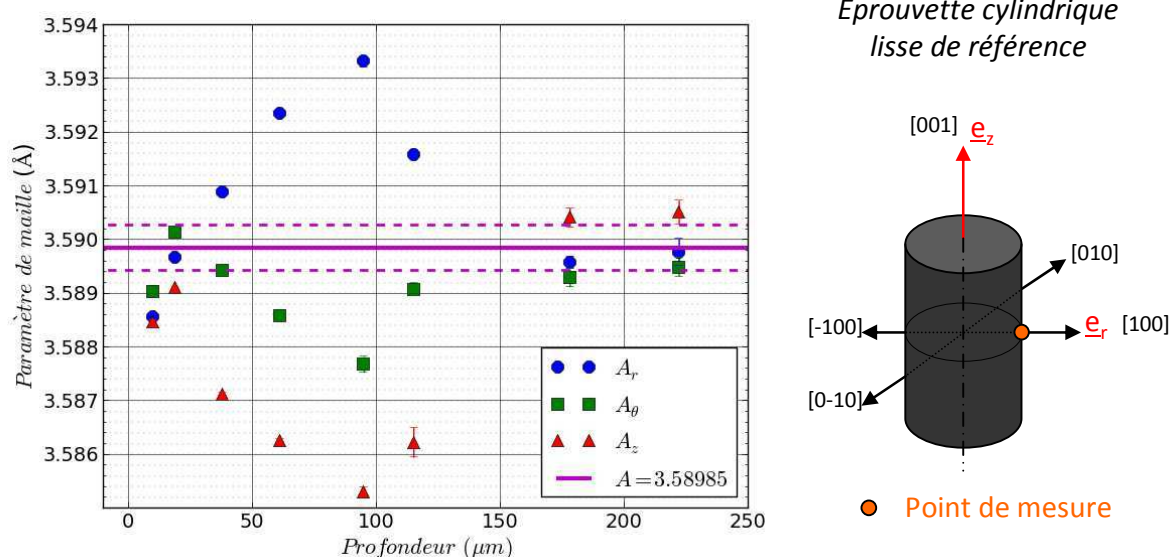


Figure III-31 : Evolution des paramètres de maille mesurés sur éprouvette cylindrique lisse de référence en fonction de la profondeur. Le paramètre de maille moyen (ligne mauve) et son écart-type (lignes pointillées mauves) obtenu sur pion de référence est également reporté à titre comparatif.

Contrairement au cas du pion [001] de référence où les paramètres de maille se stabilisaient relativement rapidement (à une profondeur d'environ 30 μm -Figure III-17), on observe, cette fois, une forte évolution sur une profondeur conséquente d'environ 175 μm . On rappelle, ici, que toutes les éprouvettes cylindriques ont été usinées suivant les recommandations de la gamme de SNECMA (tournage, rectification, polissage mécanique). La dernière étape de cet usinage est un polissage mécanique effectué sur machine contrairement au pion qui a été poli manuellement. L'abrasion effectuée sur l'éprouvette cylindrique peut donc, en effet, être plus sévère que celle effectuée sur le pion car elle a été effectuée sur une polisseuse mécanique. On voit néanmoins qu'à partir de 180 μm les paramètres de maille mesurés tendent vers la valeur moyenne initiale A de 3,58985 Å précédemment obtenue sur le pion.

La Figure III-32 présente les contraintes résiduelles calculées à partir de la mesure de ces paramètres de maille. Les symboles creux présentent les valeurs des composantes « brutes » (sans correction de l'enlèvement de matière) et les traits pleins, les valeurs corrigées de l'enlèvement de matière. On constate, en effet, qu'il reste, même après traitement thermique, des contraintes résiduelles de plusieurs centaines de MPa sur une profondeur non négligeable d'environ 175 μm . Les contraintes

de cisaillement ne sont pas représentées pour des raisons de lisibilité mais sont proches de zéro à 30 MPa près.

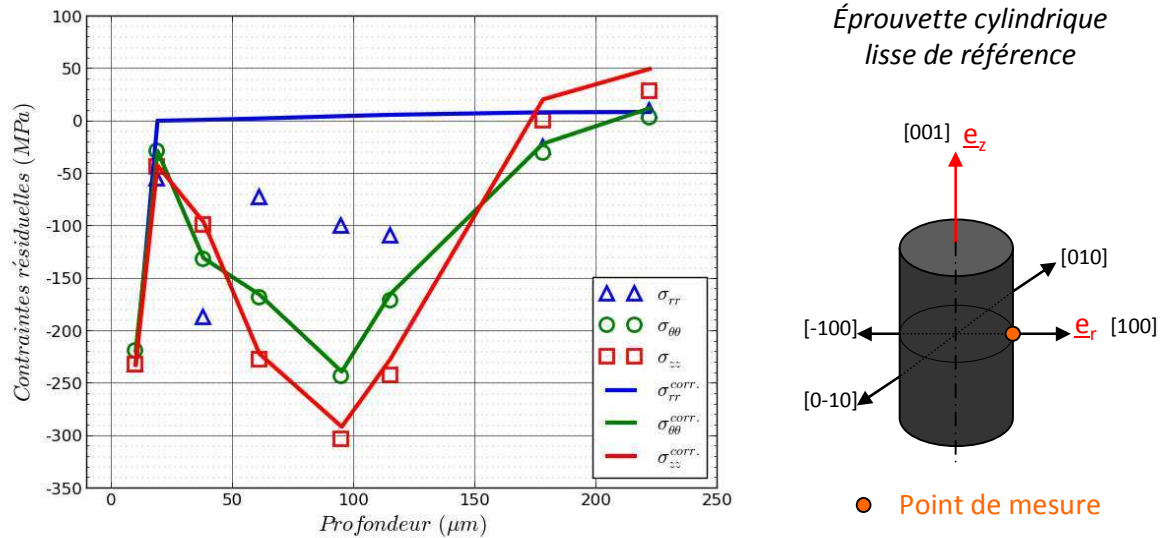


Figure III-32 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur l'éprouvette cylindrique lisse de référence. Les symboles creux représentent les contraintes déterminées avec les données « brutes », et les traits pleins, leurs valeurs corrigées de l'enlèvement de matière.

Considérons à présent l'hypothèse de la surface libre ($\sigma_{rr}=0$). La Figure III-33 montre les valeurs des paramètres de maille initiaux recalculés en utilisant cette hypothèse. On constate qu'en subsurface, les valeurs des paramètres de maille se situent en dessous de la valeur moyenne du paramètre de maille moyen A mesuré sur le pion puis augmente pour tendre vers cette valeur en profondeur. On constate, ici, qu'il n'y a quasiment pas de corrélation entre la contrainte due au polissage et le paramètre de maille obtenu avec l'hypothèse de la surface libre. Cela permet, d'une part, de conforter l'utilisation de cette hypothèse de la surface libre et d'autre part, de conforter l'idée que le grenailage, du fait des fortes déformations plastiques induites, a pu modifier le paramètre de maille initial.

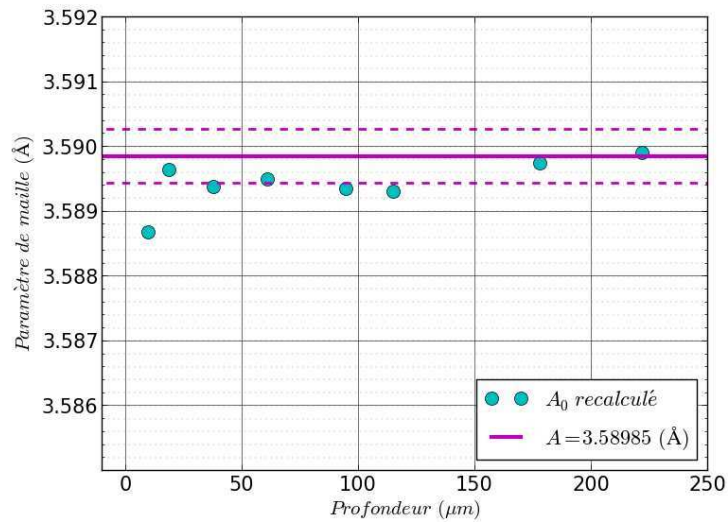
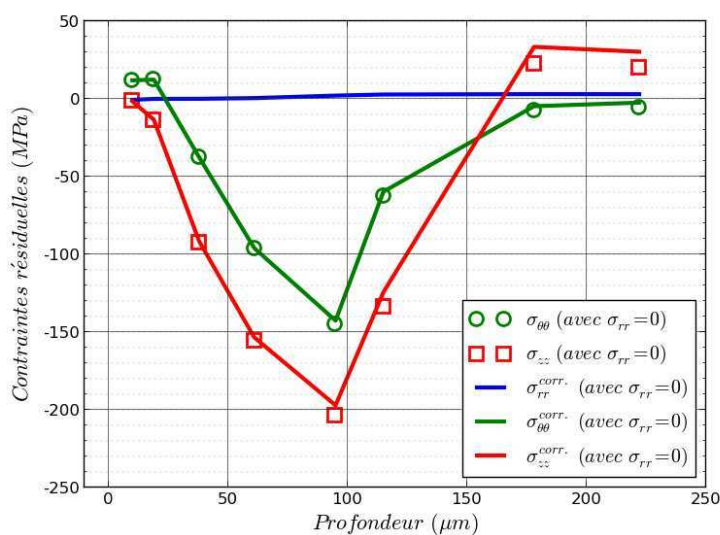


Figure III-33 : Paramètre de maille initial recalculé sur l'éprouvette cylindrique lisse avec l'hypothèse de la surface libre.

La Figure III-34 présente, quant à elle, le profil de contraintes résiduelles obtenu avec ces nouvelles valeurs de paramètre de maille. Les symboles creux présentent les valeurs des composantes des contraintes obtenues (sans correction de l'enlèvement de matière) et les traits pleins, les valeurs corrigées de l'enlèvement de matière. Contrairement au cas du pion, on observe, sur cette figure, une légère différence entre les composantes $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} avec des valeurs maximales respectives de -140 MPa et -200 MPa atteintes à une profondeur de 95 μm . La composante σ_{rr} reste proche de zéro après correction de l'enlèvement de matière. Notons également que les contraintes en surface sont toutes proches de zéro. Cette dernière observation montre l'importance de faire un profil de contraintes dans la profondeur des éprouvettes que l'on souhaite étudier.



Éprouvette cylindrique lisse de référence

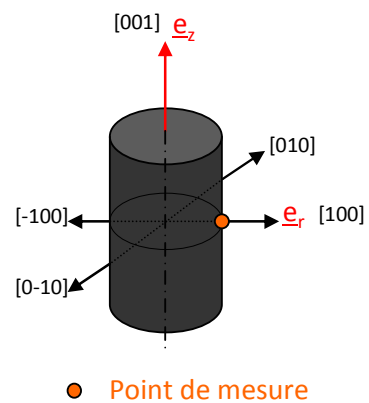
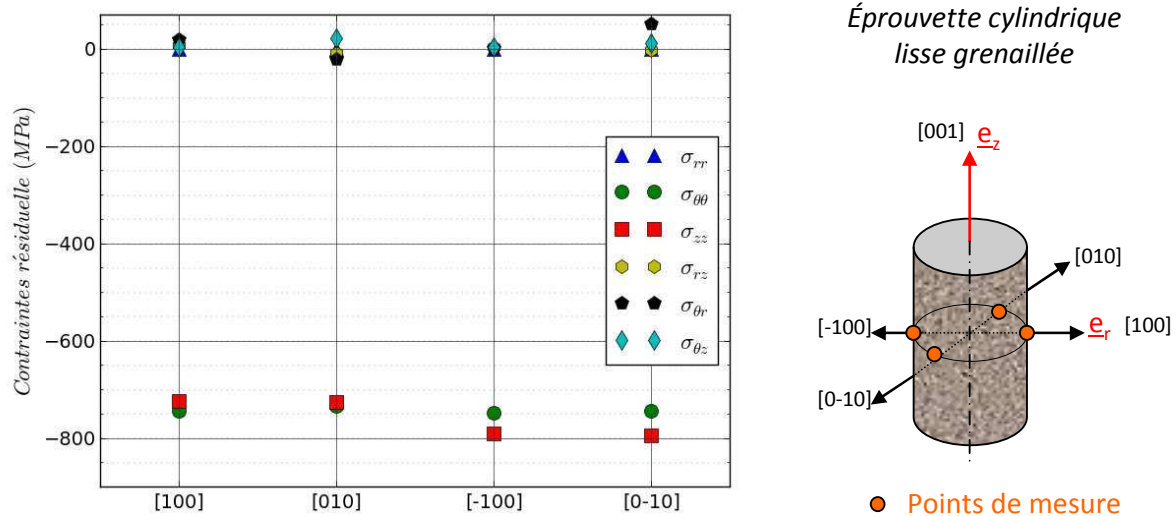


Figure III-34 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur l'éprouvette cylindrique lisse de référence. Les symboles creux représentent les contraintes déterminées avec l'hypothèse de la surface libre ($\sigma_{rr}=0$), et les traits pleins, leurs valeurs corrigées de l'enlèvement de matière.

I.6.c Cas d'une éprouvette cylindrique lisse grenaillée

Des mesures ont ensuite été effectuées sur une éprouvette cylindrique lisse grenaillée (référéncée 7368H2). Cette fois, les mesures ont été effectuées sur les quatre directions secondaires $\langle 001 \rangle$ en surface de l'éprouvette. Comme précédemment, un enlèvement de matière de $4 \mu\text{m}$ a été effectué avant les mesures. La Figure III-35 présente les résultats obtenus avec l'hypothèse de la surface libre ($\sigma_{rr}=0$). Les valeurs des contraintes pour les quatre directions sont proches avec une valeur de $-750 \pm 20 \text{ MPa}$. Les composantes de cisaillement, quant à elles, sont toutes proches de zéro. Ces résultats montrent que le procédé de grenaillage appliqué est homogène dans la direction $\langle 001 \rangle$. Notons également que les valeurs obtenues sont proches de celles déterminées à la surface du pion grenaillé (Figure III-22).



Des mesures sur les directions $\langle 110 \rangle$ ont également été tentées mais les pics n'ont pas pu être localisés du fait de la forte déformation plastique selon cette orientation cristallographique qui engendre un élargissement des pics de diffraction.

I.7 Détermination des contraintes sur des éprouvettes à concentration de contraintes

Les dernières éprouvettes que nous avons étudiées sont les éprouvettes à concentration de contraintes dont les géométries ont été présentées au Chapitre II. Cependant, pour ces éprouvettes, les mesures sont plus compliquées et n'ont pas abouti. Deux raisons principales sont responsables de cet échec : le double rayon de courbure des éprouvettes et la difficulté à atteindre le fond d'entaille des éprouvettes avec le faisceau incident. Pour illustrer cette dernière remarque, nous avons, de la même manière que pour les éprouvettes cylindriques, analysé les surfaces mesurées sur ces éprouvettes.

Les Figures III-36 et III-37 comparent les surfaces mesurées respectivement sur éprouvette de $K_t=1,32$ et $K_t=1,6$ pour les plans (204) avec des faisceaux incidents d'une taille de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ et $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Dans le cas du $K_t=1,32$, on montre que, pour les deux tailles de faisceau, la surface mesurée reste

localisée dans la zone de concentration de contrainte. En revanche, pour la taille de faisceau de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, le gradient de contrainte mesuré dû à l'inhomogénéité du grenailage éventuel ainsi que les effets géométriques dans la zone de concentration de contraintes seront importants, les mesures pourront alors être biaisées. Dans le cas où la taille du faisceau est de $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$, la zone mesurée semble pertinente. Cela dit, la réduction de la taille du faisceau engendrera une diminution de l'intensité des pics de diffraction et donc une incertitude supplémentaire pour la détermination des contraintes.

Par ailleurs, pour le cas du $K_t = 1,6$, on voit clairement, cette fois, que les mesures avec un faisceau de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ne sont pas faisables. Le cas d'une taille de faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ peut être discuté. Il faudra, néanmoins, d'une part vérifier que les pics de diffraction présentent une intensité assez élevée pour être exploités et d'autre part, adapter les mesures pour qu'il n'y ait pas d'effet d'ombre lorsque l'éprouvette est tournée.

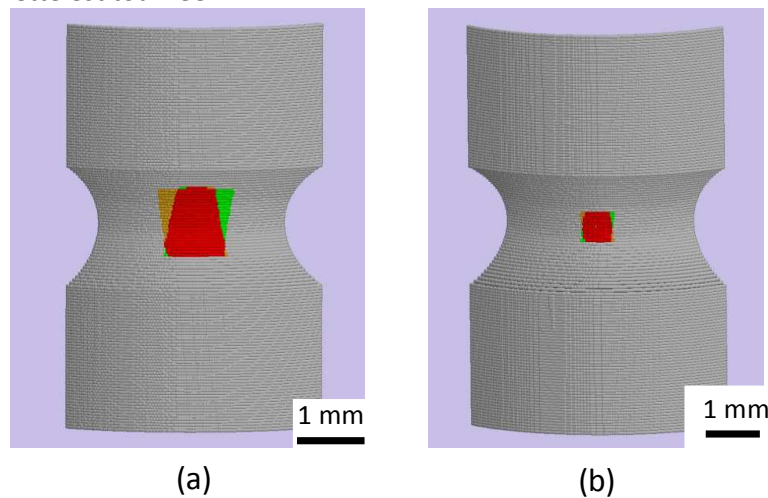


Figure III-36 : Visualisation des zones mises en jeu pour le plan (204) avec une taille de faisceau de 1 mm (a) et de 0,5 mm (b) sur une éprouvette à $K_t=1,32$. [Guel2014]. En vert : zone irradiée par le faisceau, en orange : zone vue par le détecteur et en rouge : zone mesurée.

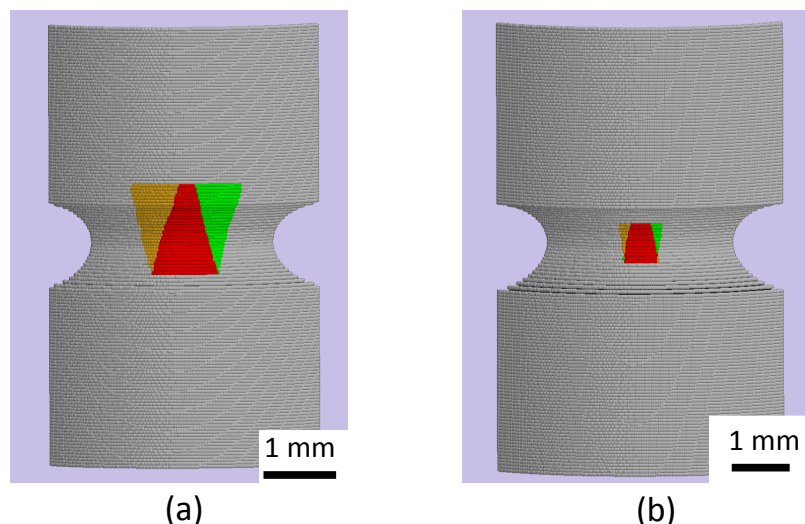


Figure III-37 : Visualisation des zones mises en jeu pour le plan (204) avec une taille de faisceau de 1 mm (a) et de 0,5 mm (b) sur une éprouvette à $K_t=1,6$. [Guel2014]. En vert : zone irradiée par le faisceau, en orange : zone vue par le détecteur et en rouge : zone mesurée.

Des mesures au synchrotron seraient plus adaptées pour ce type de géométries.

I.8 Conclusion partielle

Dans cette partie, la méthode d'Ortner est appliquée au superalliage monocristallin à base de nickel grenailé afin de déterminer des profils de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X. L'écriture théorique complète de la formulation montre que pour les petites transformations, qui sont généralement utilisées dans le cas de mesures des déformations élastiques par diffraction des rayons X, le tenseur des contraintes dans le cristal peut directement être obtenu à partir des composantes du tenseur métrique du réseau réciproque. Nous avons également rappelé que la représentation des tenseurs des contraintes et des déformations dans un espace de dimensions six proposée par Mehrabadi [Mehrabadi1990] donne une formulation qui est mathématiquement homogène pour les contraintes et les déformations contrairement à la notation de Voigt dans un espace à 6 dimensions. L'expression des matrices de transformation nécessaire pour exprimer les composantes du tenseur des contraintes dans la représentation de Mehrabadi dans un système orthonormée de coordonnées relié au réseau cristallin est donnée pour le cas général et ensuite détaillé pour le cas cubique.

La procédure générale qui permet de calculer les composantes du tenseur des contraintes dans le repère de l'échantillon est détaillée et implémentée. Cette méthodologie a, ensuite, été appliquée sur des pions et des éprouvettes cylindriques. Les analyses ont permis de mettre en évidence les limites du dispositif de l'ONERA à savoir qu'il n'est pas possible de mesurer les pics de surstructure sur un échantillon grenailé et que les mesures sur éprouvettes à concentration de contraintes sont limitées. Les contraintes sur pion [001] et éprouvette cylindrique grenailés mesurées suivant les directions $\langle 001 \rangle$, en utilisant l'hypothèse du bord libre, semblent proches en surface et sont de l'ordre de -750 MPa.

L'objectif de la partie suivante est de compléter ces mesures de contraintes résiduelles avec l'évaluation de l'écrouissage induit par le procédé de grenailage.

II. Quantification du taux d'écrouissage sur monocristal

L'objectif de cette partie est d'utiliser différentes méthodes expérimentales afin de caractériser l'écrouissage introduit lors du procédé de grenaillage. Les techniques utilisées ici sont la dureté Vickers, l'EBS ou encore la largeur des pics de diffraction. Ces techniques sont exploitées dans la bibliographie pour le cas de matériaux polycristallins mais, à notre connaissance, aucune étude n'a été réalisée sur un superalliage monocristallin grenaillé. Les techniques ont été appliquées dans notre cas, sur des pions [001] et [101] et des éprouvettes cylindriques lisses grenaillées et de référence.

II.1. Caractérisation par essais de dureté

Un profil de dureté Vickers a été mesuré, sur le pion [001] grenaillé, à l'aide d'un duromètre Buehler OmniMet sous une force de 25 gf et un temps d'indentation de 15 s. La force appliquée peut paraître faible mais nous souhaitons mesurer l'évolution de la dureté sur une profondeur relativement faible (de l'ordre de 200 μm), or si nous augmentons la force, les empreintes d'indentation seraient alors grandes et des problèmes de recouvrement vis-à-vis, notamment, des rayons de plasticité pourraient apparaître. La Figure III-38 présente les résultats obtenus. L'incertitude de mesure est estimée à 20 HV en moyenne. On peut noter que la dureté est plus élevée en surface de l'échantillon avec une valeur maximale de 600 HV atteint à une profondeur d'environ 40 μm . Cette valeur diminue ensuite pour atteindre un plateau d'environ 355 HV à une profondeur de 115 μm . Cette évolution était attendue au regard des observations faites dans la bibliographie.

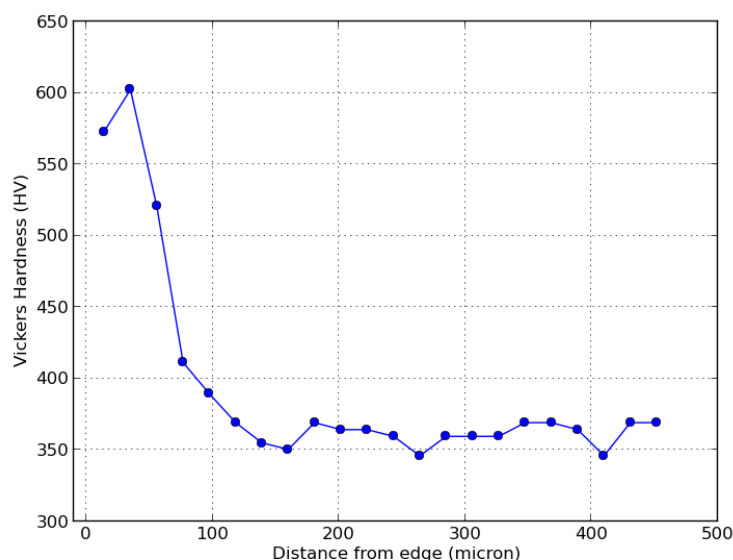


Figure III-38 : Profil de dureté Vickers obtenu sur pion [001] grenaillé.

II.2. Caractérisations par EBSD (*Electron Backscatter Diffraction*)

Des analyses ont ensuite été effectuées par EBSD dans le microscope électronique à balayage de l'ONERA en collaboration avec N. Horezan et D. Boivin de l'unité Matériaux et MicroStructures de l'ONERA (MMS) sur les tranches de pions [001] et d'éprouvettes cylindriques lisses, grenailles et de référence.

L'exploitation des données acquises en EBSD a fait l'objet de deux post-traitements :

- La **figure de pôle inverse** est une représentation graphique, moyennant un code de couleur associé (représenté dans le triangle stéréographique standard), de l'orientation d'une direction du repère macroscopique associé à l'échantillon dans le repère cristallographique. C'est l'inverse de la figure de pôle (directe) plus connue. Dans le cas d'un monocristal, il est attendu d'avoir une figure de pôle inverse d'une couleur uniforme présentant l'orientation du monograin.
- La **cartographie de désorientations cristallographiques** est obtenue en comparant l'orientation de chaque point (ou pixel) de la zone étudiée avec une orientation de référence choisie par l'opérateur. Dans notre cas, on a choisi un point de référence suffisamment éloigné de la surface usinée des échantillons pour considérer qu'il ne soit pas affecté par les traitements subis par ces derniers (usinage, grenailage). La désorientation cristallographique est exprimée par une échelle de couleur dont les bornes sont définies par l'opérateur.

Ces deux post-traitements sont bien distincts : le premier permet de connaître l'orientation cristallographique globale de l'échantillon alors que le second met en évidence les désorientations cristallographiques éventuelles dans la zone sondée en comparaison avec un point de référence.

Les résultats de ces post-traitements pour le cas du pion et des éprouvettes cylindriques sont présentés ci-dessous.

II.2.a. Cas des pions [001]

Figures de pôles inverses :

La Figure III-39 présente les figures de pôles inverses obtenues sur une zone de $440\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$ de la tranche du pion [001] de référence (-a) et du pion [001] grenailé (-b). Le pas d'acquisition utilisé ici est de $1\ \mu\text{m}$. La surface des pions se situe en haut de l'image. Le code couleur des figures est présenté sur le triangle stéréographique standard. Ces figures apparaissent globalement en rouge, ce qui montre que l'orientation des pions est bien selon la direction [001], comme attendu. C'est en effet qu'une simple vérification car l'orientation des pions avait déjà été obtenue à l'issue des analyses par diffraction des rayons X. Néanmoins, nous observons via les variations de couleurs très légères entre le rouge, orange et rose, sur le pion grenailé que l'orientation cristallographique n'est pas homogène en surface de ce pion.

Ces variations d'orientation peuvent être mises en évidence avec les cartes de désorientations présentées ci-dessous.

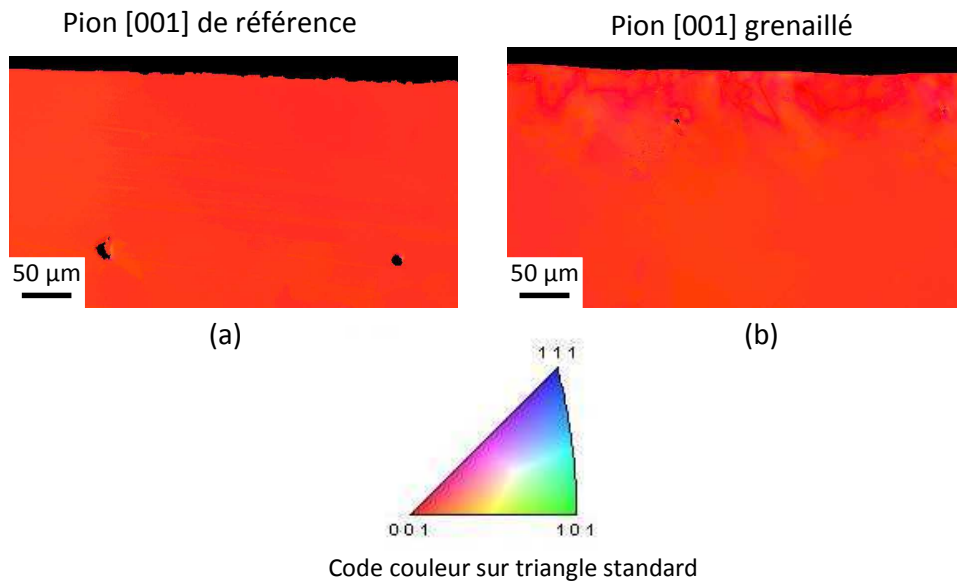


Figure III-39 : Figure de pôles inverse - (a) Pion de référence – (b) Pion grenailé. Les surfaces des pions sont en haut des figures.

Cartes de désorientations cristallographiques :

La Figure III-40 présente les cartographies des désorientations cristallographiques obtenues sur ces pions. La désorientation cristalline est donnée en prenant comme orientation de référence, le point situé au centre en bas de l'image (point violet) (orientation (001)[010] - Figure III-39) avec une échelle de désorientation allant de 0° à 8°. Ce point de référence est supposé non affecté par l'usinage. Ces cartographies montrent que le pion de référence (Figure III-40-a) ne présente pas de désorientation supérieure à 1°. En revanche, sur le pion grenailé (Figure III-40-b), une désorientation cristalllographique moyenne de 3° avec une valeur maximale de 8° peut être notée sur une profondeur d'environ 60 µm. Les variations de couleur montrent que les désorientations cristallines ne sont pas homogènes dans cette couche à une profondeur donnée.

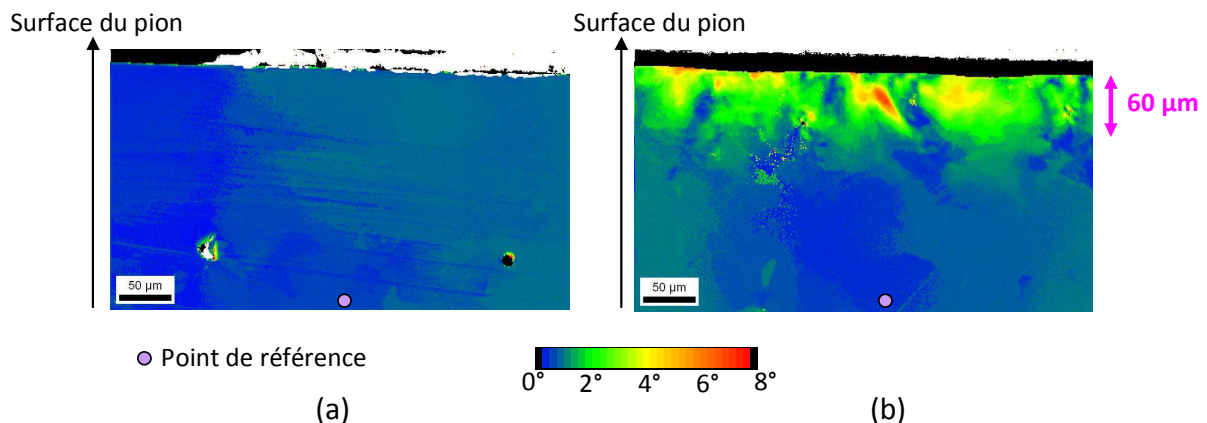


Figure III-40 : Cartographies de désorientations du cristal. a) Pour le pion de référence - b) Pour le pion grenailé. (On utilise ici la convention de Bunge pour les angles d'Euler de l'orientation de référence en bleu).

II.2.b. Cas des éprouvettes cylindriques lisses

Le même type de caractérisation a ensuite été réalisé sur des éprouvettes cylindriques lisses, l'une grenillée et l'autre de référence. Pour limiter les temps d'acquisition des données expérimentales et en raison de la symétrie du comportement du matériau, un 8^{ème} de la circonférence des éprouvettes est caractérisé (Figure III-41). De plus, les zones d'intérêts ici sont les zones proches de la surface des éprouvettes, seules ces zones sont donc caractérisées.

Éprouvette cylindrique lisse vue de dessus

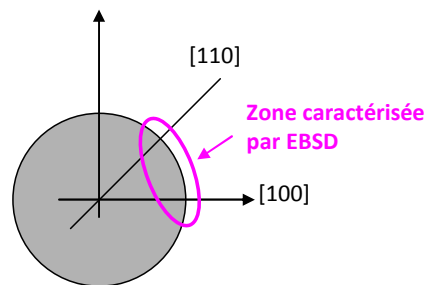


Figure III-41 : Schéma de la zone des éprouvettes cylindriques lisses caractérisée par EBSD.

Figures de pôles inverses :

Figure de pôles inverse : Éprouvette de référence

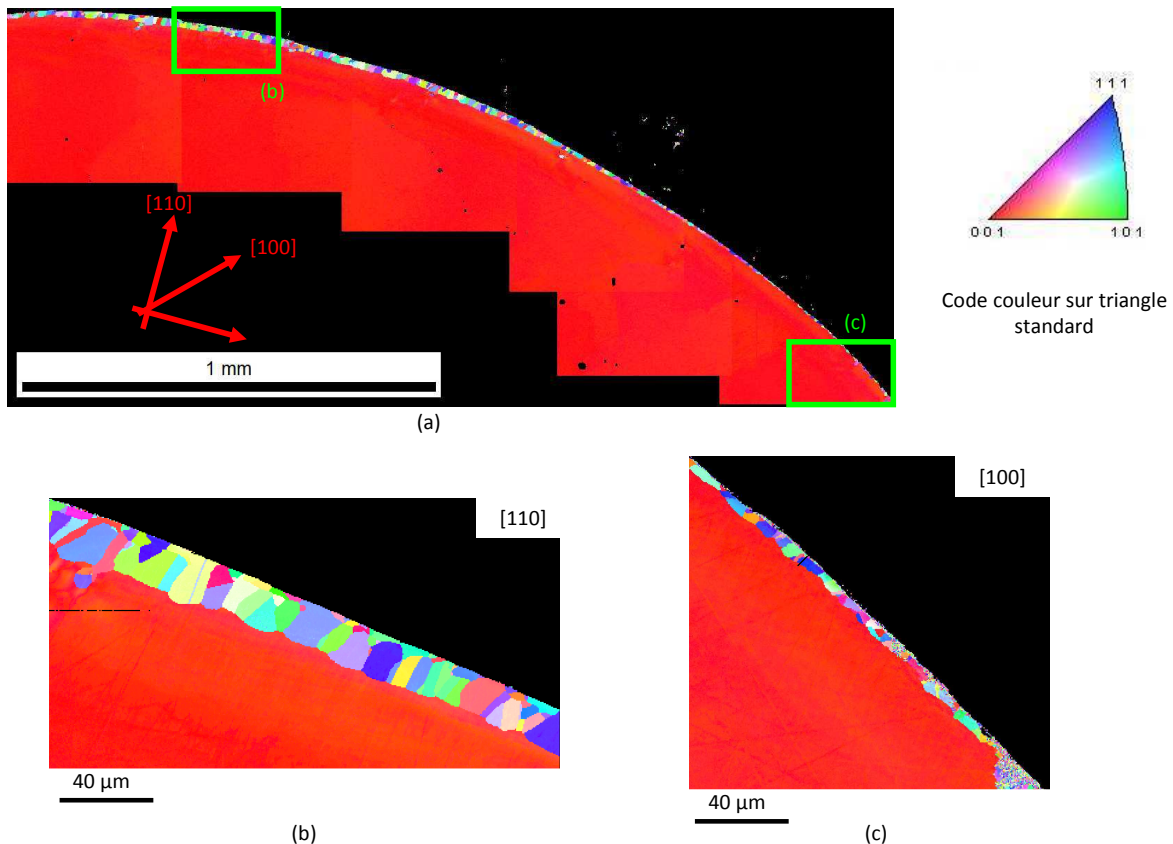


Figure III-42 : Figure de pôles inverse obtenue sur l'éprouvette cylindrique lisse de référence – (a) Zone de caractérisation complète – (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] – (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100].

Figure de pôles inverse : Éprouvette grenailée

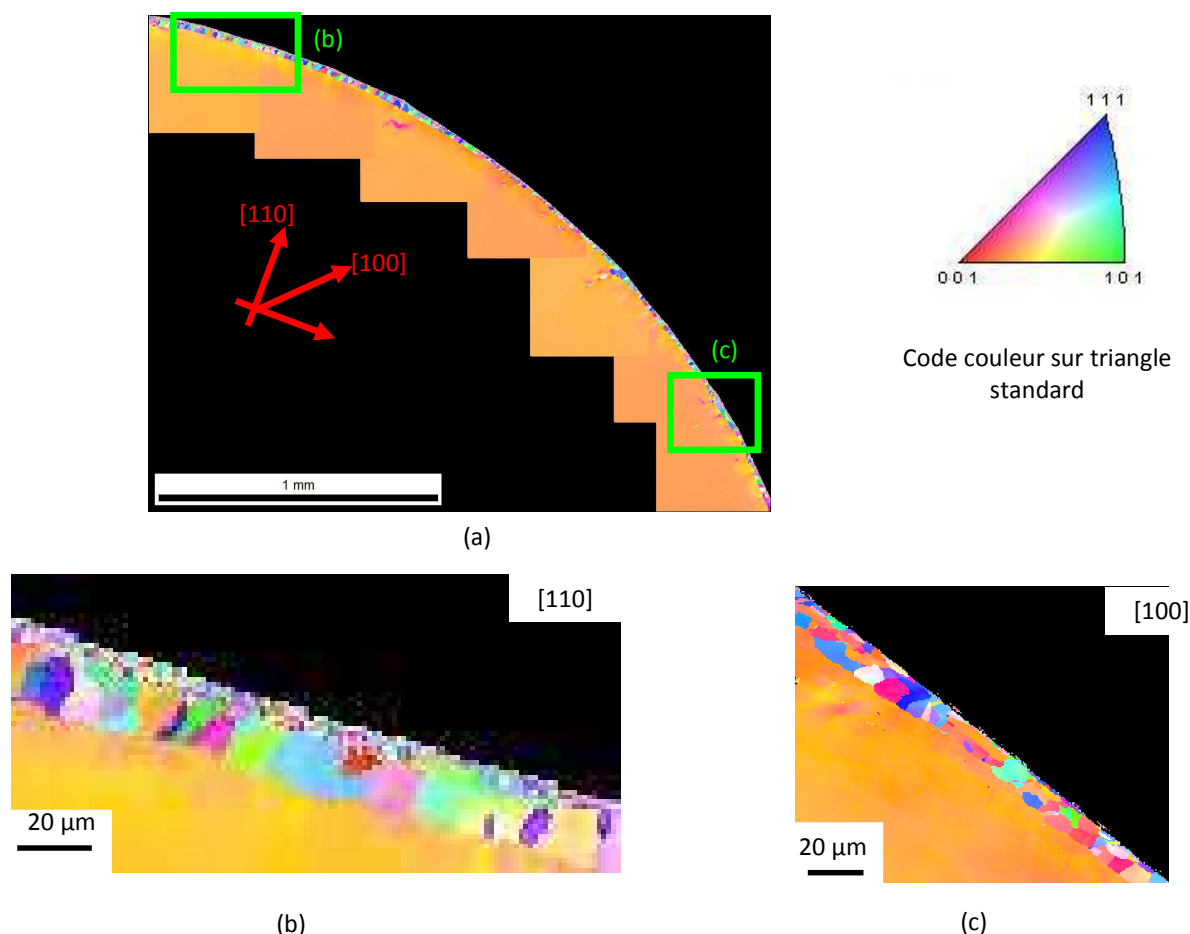


Figure III-43 : Figure de pôles inverse obtenue sur l'éprouvette cylindrique lisse grenailée – (a) Zone de caractérisation complète – (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] – (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100].

Les figures de pôles inverses obtenues sur les éprouvettes cylindriques lisses de référence et grenailée sont présentées Figures III-42 et III-43, respectivement. Le pas d'acquisition est de 2 μm. Le code de couleur des figures est présenté sur le triangle stéréographique standard. Rappelons que l'axe vertical des éprouvettes est censé être suivant l'axe cristallographique [001].

Deux informations peuvent être tirées de ces figures :

- D'une part, concernant l'orientation cristallographique des éprouvettes. Dans le cas de l'éprouvette de référence (Figure III-42), le centre de l'éprouvette (loin de la surface) est globalement rouge, ce qui confirme que l'éprouvette est bien orientée selon l'axe cristallographique [001] en regard du code couleur présenté sur le triangle standard. Cependant, pour le cas de l'éprouvette grenailée (Figure III-43), ces parties sont globalement orangées, ce qui montre que cette dernière est légèrement désorientée⁷ par rapport à l'axe [001]. Cette désorientation est problématique pour pouvoir tirer des conclusions formelles par la suite. Elles permettront, néanmoins de mettre en évidence des tendances.

⁷ Cette éprouvette est en effet désorientée. Suite à ces observations, l'orientation principale de l'ensemble des éprouvettes utilisées dans le cadre de cette thèse a été vérifiée. Seule cette éprouvette et une seconde ont une désorientation supérieure à 5°.

- D'autre part, ces figures de pôles inverses montrent également la présence de grains métallurgiques en surface des éprouvettes. Du point de vue de l'analyse EBSD, un joint de grain est défini lorsque la désorientation entre deux points de mesures adjacents (c'est-à-dire deux pixels adjacents) est supérieure à une désorientation donnée, précisée par l'opérateur. Ici, nous avons choisi une valeur de 5° . La présence de ces grains peut s'expliquer par le phénomène de recristallisation à la suite du traitement thermique des éprouvettes. En effet, pour rappel le traitement thermique des éprouvettes s'effectue après usinage (tournage, rectification et polissage), or cet usinage relativement « violent » induit de l'écrouissage en surface de l'échantillon. La création de dislocations et des défauts ponctuels lors de cet écrouissage consomme de l'énergie qui reste en grande partie emmagasinée dans le métal écroui. Cette énergie est la force motrice de la recristallisation. Lors des traitements thermiques à des températures respectives de 1100°C et 870°C (bien qu'inférieures à la température de solvus de la phase γ' de l'AM1 qui est de 1265°C), un processus de restauration, pour un taux d'écrouissage modéré, peut opérer, tendant à remettre la microstructure en équilibre à travers le réarrangement et l'annihilation des dislocations. Ce phénomène n'engendre pas de germination de nouveaux grains. Pour un taux d'écrouissage beaucoup plus élevé, le phénomène de recristallisation se développe avec nucléation de nouveaux grains exempts de dislocation. Les nouveaux grains croissent ensuite en consommant « le grain » existant (dans le cas du monocristal), ce qui induit une nouvelle orientation des grains avec une faible densité de dislocations. Lorsque la température est inférieure à la température de solvus γ' , on parle plus spécifiquement de recristallisation cellulaire au cours de laquelle la croissance des grains est freinée par les précipités de phase γ' (phénomène de « Zener drag »). Les précipités de la phase γ' sont dissous au niveau du front de croissance du grain, puis la phase γ' reprécipite de manière discontinue en arrière du nouveau joint de grain. Le changement de morphologie des précipités de phase γ' est un effet secondaire de la recristallisation, et est favorisé par la réduction de l'énergie totale d'interface γ / γ' . La profondeur de recristallisation est généralement de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Ce phénomène a également été mis en évidence lors des analyses des faciès de rupture effectués au MEB comme le montre la Figure III-44. Ce phénomène est couramment observé sur ce type de matériau [Porter1981, Bond1984].

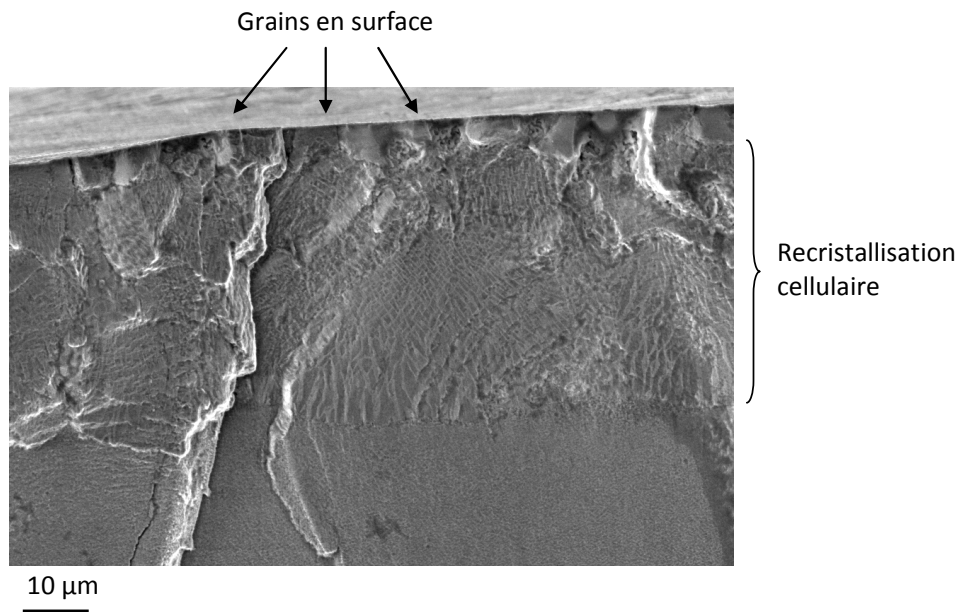


Figure III-44 : Recristallisation cellulaire observée lors des faciès de rupture effectués sur une éprouvette de référence sollicitée en fatigue.

Des zooms de ces figures de pôles inverses ont été effectués selon les directions secondaires [100] et [110] (Figure III-42-b, III-42-c, III-43-b, III-43-c). Ces zooms montrent que la profondeur de recristallisation est différente suivant l'orientation secondaire. On a, par exemple, pour le cas de l'éprouvette de référence, une profondeur de 22 μm pour l'orientation [110] et de 5 μm pour l'orientation [100]. Cette observation est évidemment liée à la différence de comportement selon les deux directions; l'orientation [100] présentant un module d'Young quasiment deux fois plus faible que l'orientation [110]. Cependant, cette différence peut se développer soit au cours de l'usinage, où les outils induiraient un écrouissage non homogène suivant les directions cristallographiques, soit pendant la recristallisation, où la vitesse de cette dernière peut également être dépendante de la direction cristallographique. Il est également possible qu'il s'agisse d'une combinaison de ces deux phénomènes. Des observations similaires ont été rapportées par d'autres auteurs [Zambaldi2007, Murakami2008].

Cette différence de profondeur de recristallisation explique, en partie, pourquoi il n'était pas possible de faire des mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X avec la méthode d'Ortner dans les directions $\langle 110 \rangle$ des éprouvettes cylindriques. En effet, pour rappel, la profondeur moyenne de pénétration du faisceau des rayons X était d'environ 7 μm , ce qui est inférieur à la profondeur des grains dans cette direction.

Cartes de désorientations cristallographiques :

Carte de désorientations cristallines : Éprouvette de référence

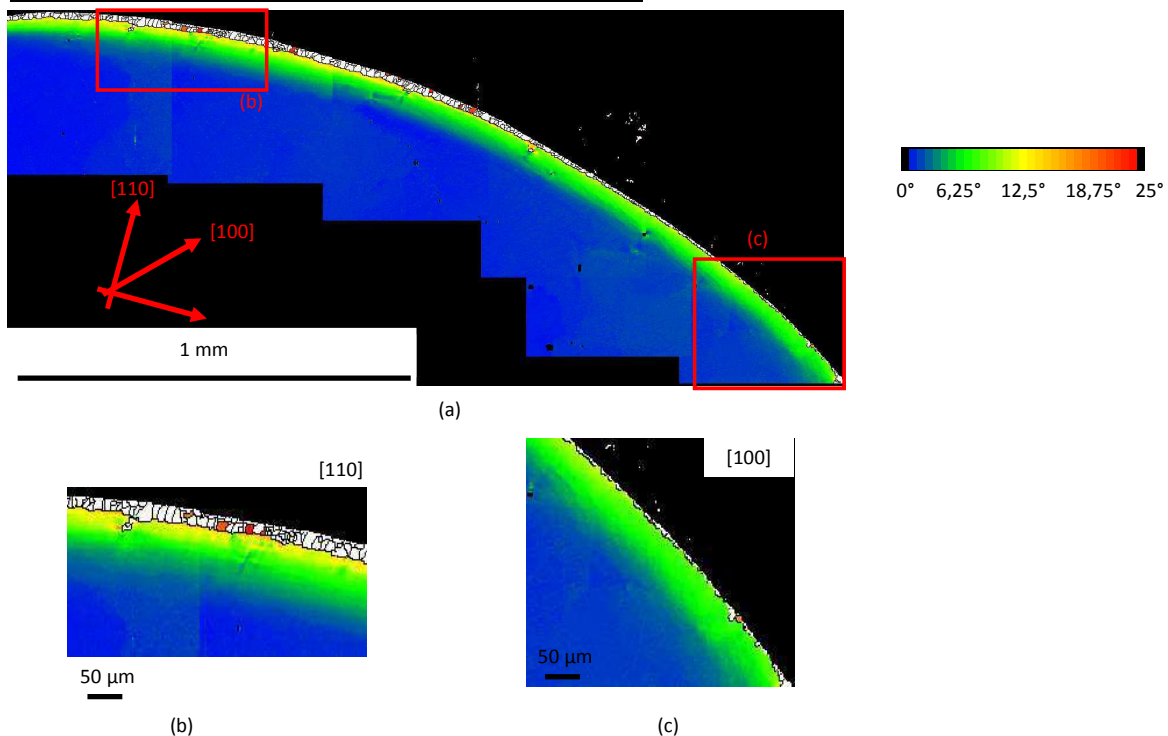


Figure III-45 : Cartes de désorientations cristallographiques obtenues sur éprouvette de référence – (a) Zone de caractérisation complète – (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] – (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100].

Les Figures III-45 et III-46 présentent les cartes de désorientations cristallographiques obtenues pour l'éprouvette de référence et l'éprouvette grenailée, respectivement. Comme pour la figure de pôles inverse des zooms ont également été effectués sur les orientations secondaires [100] et [110] (-b et -c). L'orientation de référence choisie ici est l'orientation d'un point au centre de l'éprouvette, point suffisamment éloigné de la surface des éprouvettes pour considérer qu'il ne soit pas affecté par l'usinage. De plus, pour avoir une caractérisation précise de la désorientation qui se trouve sous la zone de grain, nous avons choisi de prendre une échelle de désorientation allant de 0° à 25°. Les parties blanches (grains en surface) ont une désorientation supérieure à 25°.

Pour les deux éprouvettes, on voit apparaître une couronne de désorientation. Dans le cas de l'éprouvette de référence, la désorientation cristallographique moyenne est de l'ordre de 7°, avec des valeurs plus importantes dans la direction [110] allant jusqu'à environ 14° près de la frontière avec les grains. La profondeur affectée par ces désorientations est d'environ 60 µm. Dans le cas de l'éprouvette grenailée, la désorientation moyenne est de l'ordre de 12° avec une valeur maximale de 25° également atteinte dans la direction [110] à la frontière avec les grains. La profondeur affectée varie cette fois entre 30 µm et 70 µm suivant la direction secondaire.

Carte de désorientations cristallines : Éprouvette grenailée

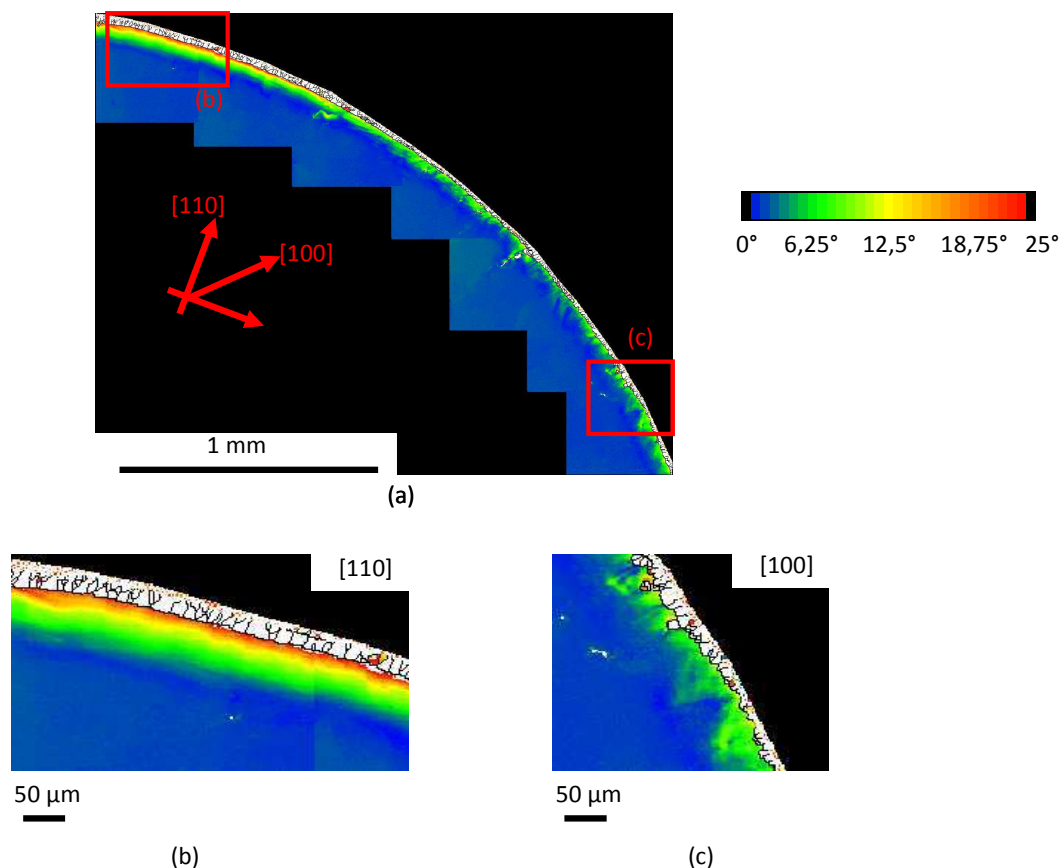


Figure III-46 : Cartes de désorientations cristallographiques obtenues sur éprouvette grenailée – (a) Zone de caractérisation complète – (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] – (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100]

Un post-traitement supplémentaire des données consiste à extraire le profil de désorientations dans une orientation donnée en partant de la surface vers le cœur de l'éprouvette (Figure III-47-a). Cela a été appliqué sur les directions [100] et [110] dans le cas de l'éprouvette de référence et de celle grenailée. La Figure III-47-b compare ces quatre profils obtenus. On voit alors apparaître trois zones distinctes : la zone de grains, où l'orientation est aléatoire, s'étendant sur une vingtaine de micromètres, la zone de désorientations cristallographiques et la zone du matériau non affectée par l'usinage au-delà de 120 μm . Tout en se méfiant de la désorientation de l'éprouvette grenailée que nous avons constaté sur la figure de pôle inverse - Figure III-43, l'analyse de ces différents profils montre, d'une part, que l'orientation [110] présente une désorientation plus élevée que l'orientation [100] et d'autre part, confirme que l'éprouvette grenailée présente une plus grande désorientation cristallographique que celle de l'éprouvette de référence.

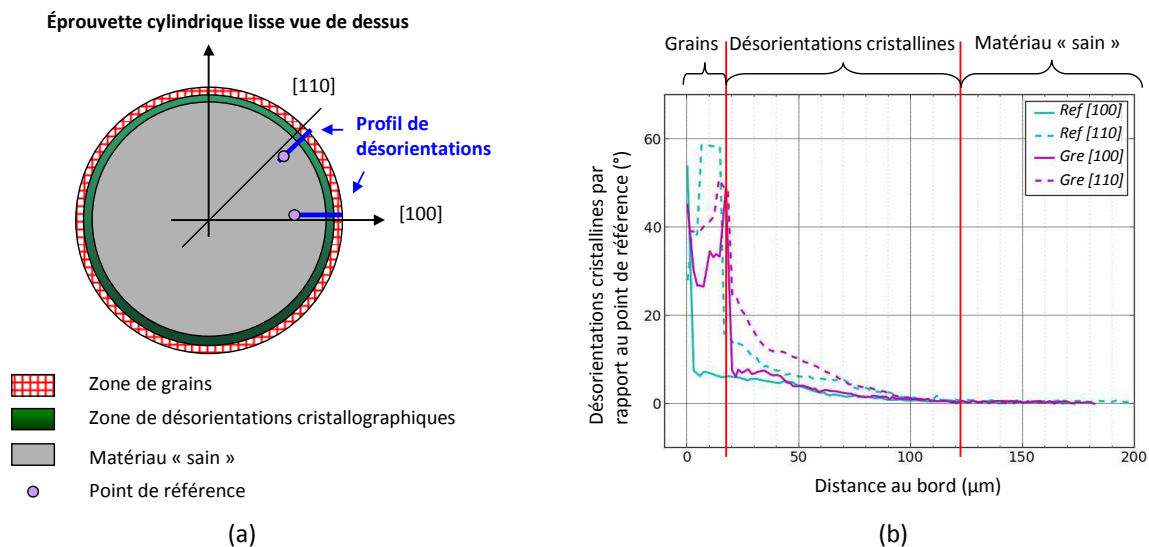


Figure III-47 : (a) Schéma de l'extraction des profils de désorientations cristallographiques. – (b) Profil de désorientations cristallines en fonction de la distance au bord des éprouvettes de référence et grenailée pour les orientations [100] et [110].

GOS (Grain orientation spread) ou cartes de désorientations moyennes intragranulaires

Pour aller plus loin et analyser, cette fois, les désorientations moyennes intragranulaires des grains en surface de ces éprouvettes cylindriques, nous avons effectué un dernier post-traitement des données EBSD qui consiste à construire la cartographie du GOS (*Grain orientation spread*). Les post-traitements ont été effectués sur les deux orientations secondaires [100] et [110]. Les Figure III-48 et sIII-49 présente les résultats obtenus pour l'éprouvette de référence et l'éprouvette grenailée, respectivement. Le pas d'acquisition est de 0,5 μm . Notons, néanmoins, que nous nous intéressons, ici, uniquement aux désorientations intragranulaires, les parties sous les grains sont présentées en blanc.

GOS (Grain Orientation Spread) : Éprouvette de référence

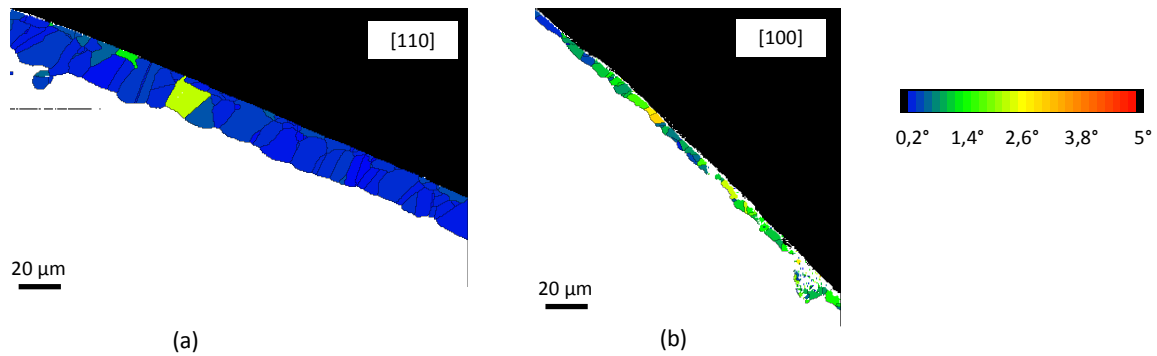


Figure III-48 : GOS obtenu pour l'éprouvette de référence dans les directions secondaires (a) [110] et (b) [100].

GOS (Grain Orientation Spread) : Éprouvette grenailée

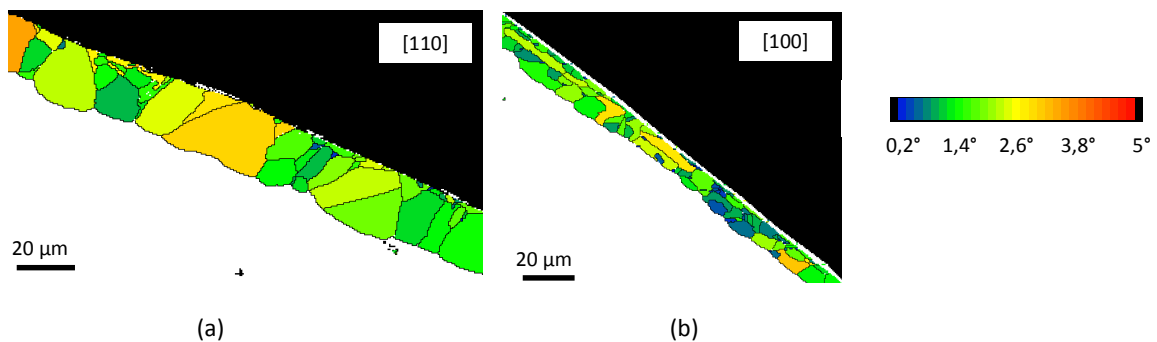


Figure III-49 : GOS obtenu pour l'éprouvette grenailée dans les directions secondaires (a) [110] et (b) [100].

Pour le cas de l'éprouvette de référence (Figure III-48), les grains sont bleus en moyenne, ce qui montre qu'il y a peu de désorientation intragranulaire, elle est en effet inférieure à 1°. En revanche, pour le cas de l'éprouvette grenailée (Figure III-49), les couleurs des grains tendent davantage vers le vert et le jaune. La désorientation moyenne intragranulaire est donc plus élevée ($\approx 2,2^\circ$).

Cette tendance était évidemment attendue car le grenailage est connu pour induire de l'écrouissage et l'activité des systèmes de glissement (plasticité) liées aux impacts des billes provoque des rotations du réseau cristallin.

II.2.c. Bilan des caractérisations EBSD

Des caractérisations par EBSD ont été effectuées sur la tranche des pions et des éprouvettes cylindriques de référence et grenailée. L'axe principal de ces échantillons est supposé être orienté selon la direction cristallographique [100].

Les figures de pôles inverses effectuées en post-traitement des analyses EBSD ont confirmé l'orientation principale de ces échantillons. Nous avons cependant vu que l'éprouvette cylindrique lisse grenailée était légèrement désorientée ce qui rend les observations sur cette éprouvette discutables mais qui vont permettre, néanmoins, de dégager des tendances. Ces figures de pôles inverses ont également mis en évidence le fait que la préparation des éprouvettes (usinage et

traitement thermique) engendre une recristallisation en surface de ces dernières. De plus, la taille de la zone de recristallisation est plus grande dans la direction secondaire [110] que [100].

Les cartes de désorientations cristallographiques effectuées sur les pions ont montré que le grenaillage induisait une désorientation cristallographique moyenne de 3° sur une profondeur de $60\text{ }\mu\text{m}$. Néanmoins, pour les éprouvettes cylindriques, une désorientation cristallographique presque deux fois plus grande est observée et ce, sur les éprouvettes grenaillées et de référence. Rappelons ici que les pions ont été polis manuellement et que les éprouvettes cylindriques ont été polies mécaniquement par l'usineur Mécadec. L'usinage des éprouvettes cylindriques est donc sûrement plus « brutal » que celui des pions. C'est également ce que nous avons observé lors des mesures des contraintes résiduelles. Les cartes de désorientations cristallographiques ne montrent qu'une faible différence entre l'éprouvette de référence et l'éprouvette grenaillée. On observe, par ailleurs, que les désorientations cristallographiques sont plus élevées suivant la direction secondaire [110].

Pour finir, les analyses de GOS, confirment le fait que les grains présentent plus de désorientations moyennes intragranulaires dans le cas de l'éprouvette grenaillée.

Ces analyses sur éprouvettes lisses montrent clairement que rien que la préparation standard de l'éprouvette (usinage + traitement thermique) engendre une évolution microstructurale non négligeable de la surface des éprouvettes sur une profondeur d'environ $100\text{ }\mu\text{m}$. On voit également que la profondeur affectée dans le cas de l'éprouvette grenaillée est identique à celle des éprouvettes de référence. Le grenaillage appliqué semble donc fortement jouer sur les contraintes résiduelles mais peu sur les désorientations cristallographiques.

Des analyses plus poussées pourraient être menées en s'appuyant sur le GOS et les désorientations cristallographiques pour quantifier l'écrouissage. Pour cela, il aurait été nécessaire de faire un étalonnage sur une éprouvette dont on connaît la valeur initiale de l'écrouissage, une éprouvette pré-contrainte, par exemple. Des études de ce type ont déjà été menées sur matériaux polycristallins [Lehokey2000, Kamaya2005, Kamaya2011].

II.3. Caractérisation via les largeurs des pics de diffraction

Une autre caractérisation de l'écrouissage peut être effectuée à travers l'analyse des largeurs intégrales des pics de diffraction. La Figure III-50 présente l'évolution de ces dernières pour l'ensemble des échantillons étudiés pour les familles de plans (004) (133) et (024). Les résultats obtenus sur les pions [001] sont présentés en bleu foncé et en bleu clair pour le cas du pion orienté selon [101], ceux obtenus sur éprouvettes cylindriques sont en rouge. Les symboles creux représentent les échantillons de référence et les pleins, les grenaillés.

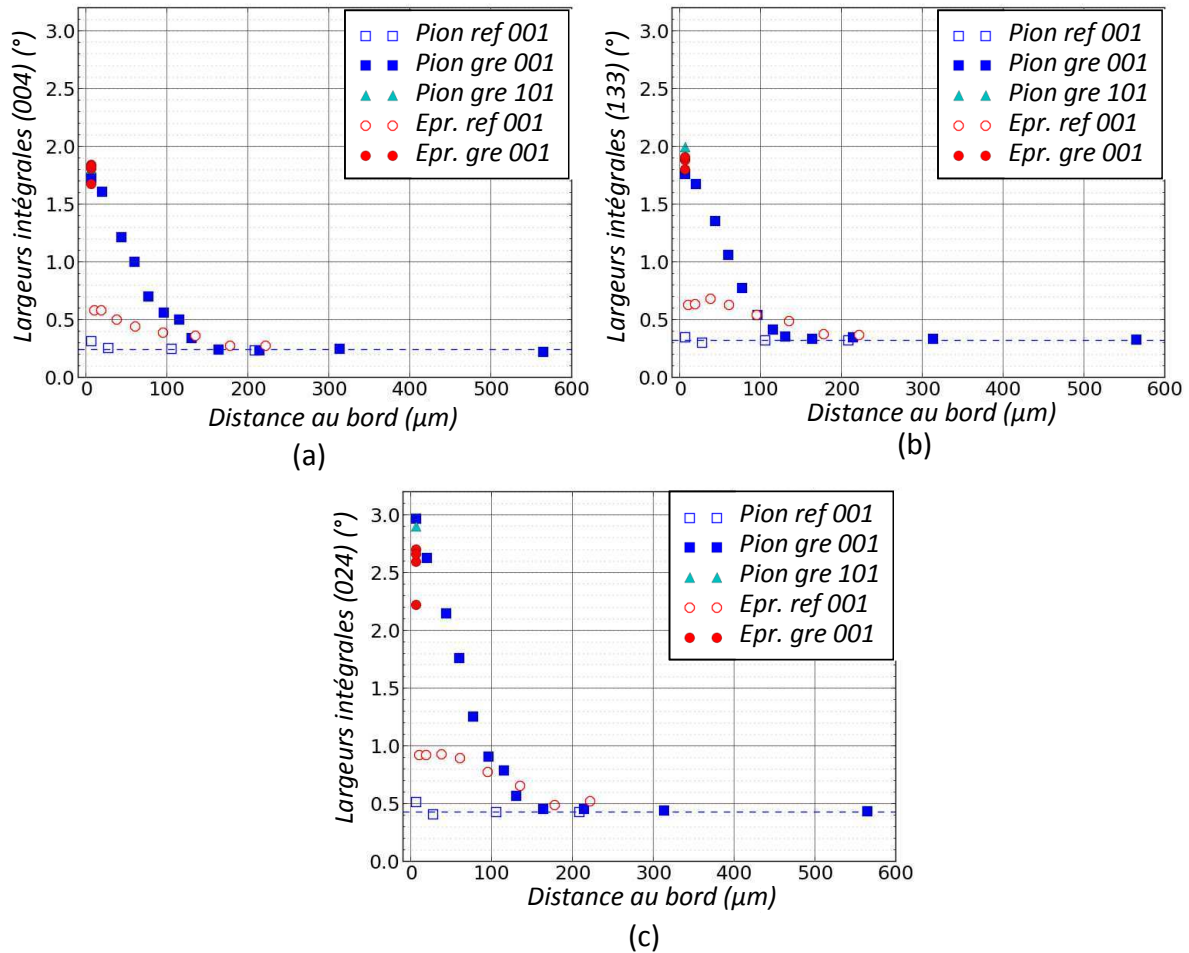


Figure III-50 : Profils des moyennes des largeurs intégrales des pics de diffraction pour les familles (a) {004} - (b) {133} et (c) {024}.

On remarque que, pour tous les échantillons, les largeurs des pics de diffraction décroissent en fonction de la profondeur pour sembler atteindre une valeur constante à une profondeur d'environ 160 μm . Cette valeur constante est représentée par une ligne en pointillé sur chaque figure. Les largeurs sur le pion [001] de référence n'évoluent que très peu contrairement au cas de l'éprouvette de référence (symbole rouge creux). Par ailleurs, on remarque que les valeurs (en tout cas en surface) entre les pions grenailés [001] et [101] et l'éprouvette grenillée sont relativement proches. Entre l'éprouvette cylindrique lisse de référence et l'éprouvette cylindrique lisse grenillée, on observe un rapport de 3 environ sur l'accroissement de largeur.

Ces observations restent néanmoins qualitatives. On se propose alors d'utiliser l'approche de Prevey [Prevéy1987] pour quantifier la déformation plastique cumulée correspondante. Cette étape consiste en un étalonnage entre les largeurs intégrales des pics de diffraction et la déformation plastique cumulée. Pour cela, nous avons utilisé une éprouvette de calibration plate dont les dimensions sont présentées Figure III-51. Cette éprouvette a été découpée dans un barreau de matière en AM1 puis traitée thermiquement (R1 et R2). Elle est désorientée de 10° par rapport à la direction [001]. Des acquisitions des familles de pics de diffraction (004), (133) et (024) ont été effectuées à 0%, 0,18%, 1,38% et 3,01% de déformation plastique.

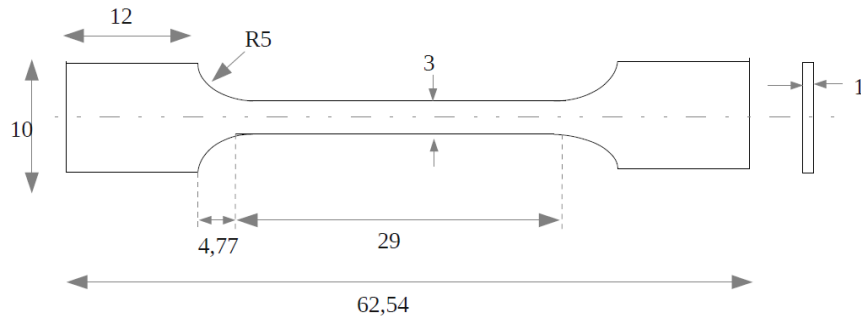


Figure III-51 : Dimensions de l'éprouvette plate utilisée pour l'étalonnage.

Les résultats sont présentés par des symboles pleins sur la Figure III-52. Sur cette figure, seules les moyennes des largeurs pour chaque famille de plans sont représentées. Les lissages de ces résultats sont représentés par des traits pleins. Sur cette figure, nous avons également ajouté les valeurs (constantes) des largeurs atteintes en profondeur des pions [001] (symboles creux). Ces valeurs ne correspondent pas exactement à celle obtenues pour une déformation plastique nulle sur l'éprouvette plate de calibration. Nous proposons donc d'abaisser les courbes de lissage pour qu'elles commencent en ces points (Figure III-53).

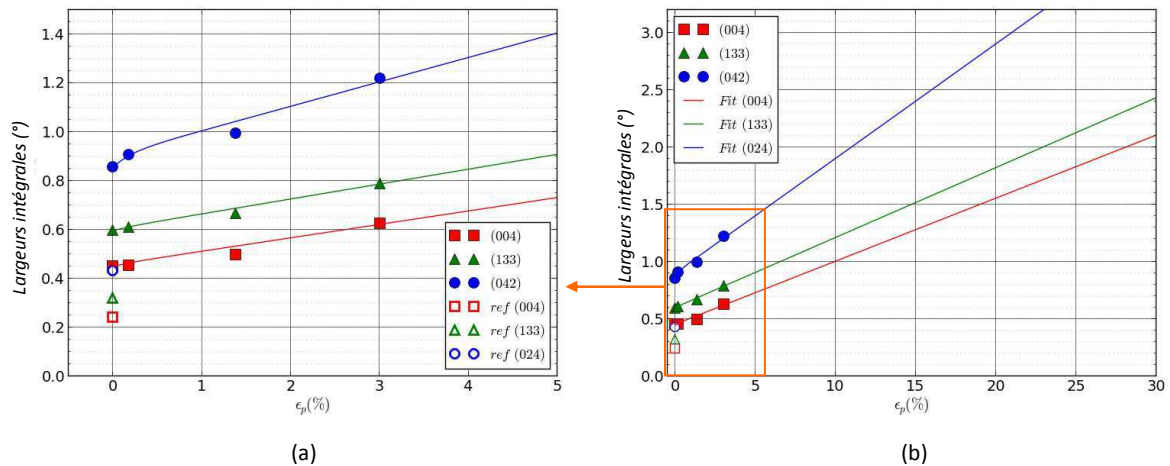


Figure III-52 : Lissage des largeurs des pics de diffraction.

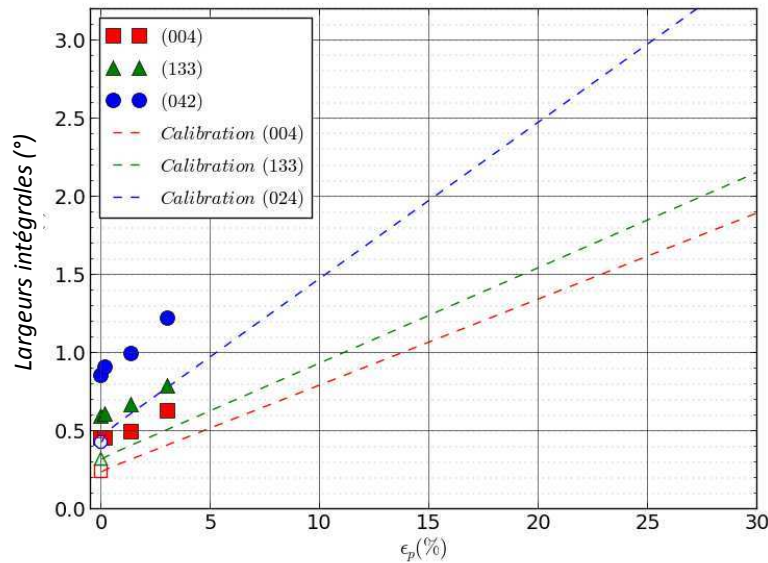


Figure III-53 : Etalonnage final des largeurs des pics de diffraction.

L'utilisation de ces nouvelles courbes d'étalonnage permet d'estimer la quantité de déformation plastique cumulée en surface des échantillons. Un maximum de 25% est atteint en surface des échantillons grenailés que ce soit le pion ou l'éprouvette cylindrique. Pour l'éprouvette cylindrique lisse de référence, une déformation maximale de 5% est observée. La déformation plastique cumulée devient nulle à une profondeur d'environ 160 μm .

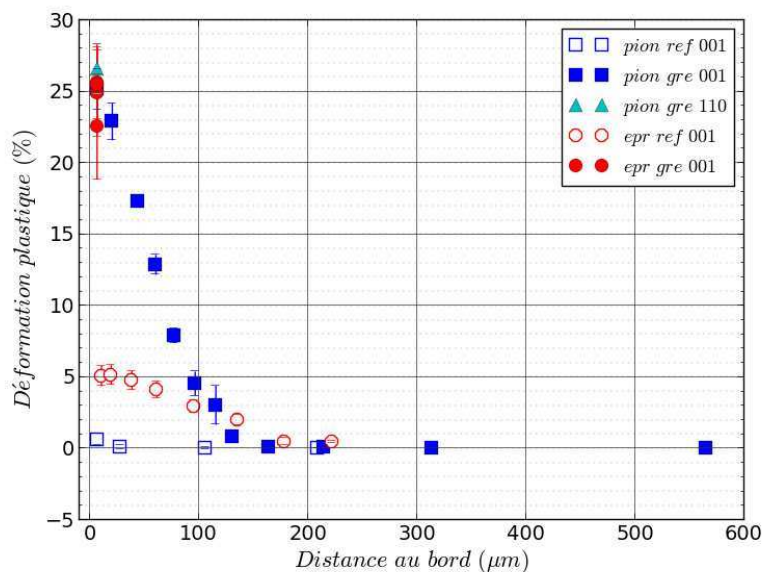


Figure III-54 : Déformation plastique cumulée estimée en fonction de la profondeur.

Les valeurs obtenues doivent être prise comme un ordre de grandeur relativement grossier. En effet, les courbes d'étalonnage doivent être largement extrapolées pour obtenir les largeurs de pics observées en grenailage. Ici, nous avons choisi, un peu arbitrairement, une extrapolation linéaire. Une extrapolation avec des modèles similaires à ceux utilisés pour décrire les relations contrainte-déformation, comme, par exemple, Hollomon ($b \varepsilon_p^n$), Ludwick ($a+b \varepsilon_p^n$) ou Voce ($a(1+\exp(-b \varepsilon_p))$), aurait donné des valeurs de déformation plastique cumulée nettement plus élevées, notamment avec un modèle conduisant à une saturation. Les données disponibles ne permettaient toutefois pas

d'identifier correctement de tels modèles. L'utilisation d'une relation linéaire entre la déformation plastique et la largeur de pics permet d'identifier la pente puis de faire le décalage d'origine mentionné plus haut.

De plus, notons également, que l'étalonnage a été effectué à l'aide d'une éprouvette plate d'orientation [001] approximativement. Les valeurs obtenues pour le cas du pion [101] peuvent donc être discutées. Un second étalonnage à l'aide d'une éprouvette plate de cette orientation gagnerait à être effectué pour une meilleure estimation.

On peut noter que Y. Li [Li2015] a appliqué la même démarche sur un titane de pureté commerciale, beaucoup plus ductile que l'AM1. Il a obtenu des valeurs de déformation plastique cumulée allant jusqu'à 60% après grenaillage. V. Ji [Ji2000] a également utilisé la démarche sur un Inconel 600 et obtenu des déformations plastiques de plusieurs centaines de pourcent après un micro-billage. On peut donc conclure que le grenaillage introduit un écrouissage de plusieurs dizaines de pourcent à la surface de notre monocristal. Bien qu'un peu arbitraires, les valeurs obtenues ici seront utilisées plus loin pour introduire une déformation plastique cumulée initiale dans les modèles de fatigue.

III. Bilan de l'effet du grenaillage sur le monocristal AM1

Ce chapitre a pour objectif de caractériser les effets du grenaillage en termes de contraintes résiduelles et d'écroissage. Différentes techniques ont été utilisées sur des pions et sur des éprouvettes cylindriques lisses : la diffraction des rayons X, l'EBS, et la dureté. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus en terme de quantités obtenues en surface $X_{surface}$, de quantité maximale obtenues X_{max} et de profondeur affectée p_x obtenues par chaque technique sur les échantillons étudiés. Les résultats présentés pour les contraintes résiduelles sont ceux obtenus avec l'hypothèse de la surface libre.

	Diffraction des rayons X		EBS	Dureté
	Contraintes résiduelles	FWHM		
Pion [001] de référence	$CR_{surface} = 50 \text{ MPa}$ $CR_{max} = 50 \text{ MPa}$ $P_{CR} = 10 \text{ }\mu\text{m}$	$\epsilon p_{surface} < 1\%$ $\epsilon p_{max} < 1\%$ $p_{ep} = 10 \text{ }\mu\text{m}$	$DC_{surface} < 1^\circ$ $DC_{surface} < 1^\circ$ $P_{DC} = 0 \text{ }\mu\text{m}$	-
Pion [001] grenaillé	$CR_{surface} = -750 \text{ MPa}$ $CR_{max} = -1000 \text{ MPa}$ $P_{CR} = 160 \text{ }\mu\text{m}$	$\epsilon p_{surface} = 25\%$ $\epsilon p_{max} = 25\%$ $p_{ep} = 160 \text{ }\mu\text{m}$	$DC_{surface} \approx 3^\circ$ $DC_{surface} \approx 3^\circ$ $P_{DC} = 60 \text{ }\mu\text{m}$	$HV_{surface} = 575 \text{ HV}$ $HV_{max} = 600 \text{ HV}$ $P_{HV} = 115 \text{ }\mu\text{m}$
Pion [101] grenaillé	$CR_{surface} = -10 \text{ MPa} / 35 \text{ MPa}$ $\tau_{surface} = -146 \text{ MPa}$	$\epsilon p_{surface} = 25\%$	-	-
Eprouvette cylindrique lisse de référence	$\sigma_{\theta\theta,surface} = 10 \text{ MPa}$ $\sigma_{zz,surface} = 0 \text{ MPa}$ $\sigma_{\theta\theta,max} = -150 \text{ MPa}$ $\sigma_{zz,max} = -200 \text{ MPa}$ $P_{CR} = 95 \text{ }\mu\text{m}$	$\epsilon p_{surface} = 5\%$ $\epsilon p_{max} = 5\%$ $p_{ep} = 160 \text{ }\mu\text{m}$	$DC_{surface} = 10^\circ$ $DC_{surface} = 10^\circ$ $P_{DC} = 100 \text{ }\mu\text{m}$	-
Eprouvette cylindrique lisse grenaillée	$\sigma_{\theta\theta,surface} = -750 \text{ MPa}$ $\sigma_{zz,surface} = -750 \text{ MPa}$	$\epsilon p_{surface} = 25\%$	$DC_{surface} = 18^\circ$ $DC_{surface} = 18^\circ$ $P_{DC} = 100 \text{ }\mu\text{m}$	-

Tableau III-9 : Tableau récapitulatif des résultats obtenus avec différentes techniques expérimentales sur l'ensemble des échantillons étudiés. (DC : Désorientations Cristallines)

L'objectif du chapitre suivant est de mettre en place une méthodologie permettant d'introduire ces quantités (ou une partie de ces quantités) comme état initial dans un calcul par éléments finis.

CHAPITRE IV

Introduction d'un état mécanique dans un calcul par éléments finis

L'objectif de ce chapitre est de proposer une méthodologie permettant d'introduire un état mécanique résiduel (quantités déterminées au Chapitre précédent : contraintes résiduelles et écrouissage) dans un calcul de structure afin de pouvoir le prendre en compte, par la suite, dans l'analyse de la durée de vie de la pièce.

La première partie de ce Chapitre est dédiée à la présentation des méthodologies déjà existantes concernant l'introduction des contraintes résiduelles dans un calcul par éléments finis. Les aspects purement techniques seront présentés mais également deux éléments importants, à savoir :

- comment introduire au mieux, dans un modèle éléments finis, le champ complet d'une quantité en s'appuyant sur une série de mesures expérimentales de points limités ? On rappelle, en effet, que les mesures expérimentales sont en général, effectuées sur quelques dizaines voire centaines de micromètres, le champ complet dans toute la structure, n'est donc pas connu.*
- comment introduire dans une structure de géométrie donnée une série de mesures obtenues sur une pièce de géométrie différente ?*

Nous verrons que la méthode retenue dans le cadre de la thèse est l'introduction directe du champ de déformation inélastique ou « eigenstrains » pour sa simplicité de mise en œuvre avec le code Zset/Zebulon utilisé.

Dans une seconde partie, une méthodologie est proposée permettant d'initialiser, également, les variables d'écrouissages du modèle utilisé. En effet, on sait que l'écrouissage initial peut jouer un rôle sur le comportement en fatigue.

Concernant l'introduction des contraintes résiduelles ou l'écrouissage, les méthodologies existantes se limitent souvent à l'introduction des contraintes résiduelles uniquement pour des matériaux isotropes. C'est pourquoi, la dernière partie de ce chapitre a pour objectif de prendre en compte l'anisotropie du matériau AM1. Une méthodologie est présentée visant à déterminer et introduire les contraintes résiduelles et les variables d'écrouissage dans toutes les directions cristallographiques du matériau à partir de mesures effectuées uniquement dans la direction [001]. Les résultats obtenus seront alors discutés en regard des mesures effectuées dans le Chapitre III.

Sommaire

I. Introduction des contraintes résiduelles	151
I.1. Etat de l'art des méthodes d'introduction des contraintes résiduelles dans un calcul par éléments finis.....	151
I.1.a. Définition du problème mécanique	151
I.1.b. Relation entre contraintes résiduelles et eigenstrains pour des géométries simples.....	153
I.1.c. Méthodes d'introduction du champ d'eigenstrains dans un calcul par éléments finis	156
I.1.d. Synthèse et stratégie utilisée	160
I.2. Détermination du profil d'eigenstrains sur le pion [001] grenailé	161
I.3. Introduction du champ d'eigenstrains dans une éprouvette cylindrique.....	163
I.3.a. Cas d'une éprouvette cylindrique lisse.....	163
I.3.a. Cas d'une éprouvette cylindrique à concentration de contraintes.....	168
I.3.c. Bilan	173
II. Introduction des écrouissages.....	174
II.1. Présentation de la démarche	174
II.2. Résultats obtenus	179
III. Prise en compte de l'anisotropie du matériau.....	182
III.1. Présentation de la méthodologie dans le cas de l'éprouvette cylindrique lisse.....	182
III.1.a. Données initiales	182
III.1.a. Extension au cas anisotrope	185
III.1.b. Maillage et conditions aux limites.....	188
III.1.c. Résultats obtenus	189
III.2. Cas de l'éprouvette à concentration de contraintes	194
IV. Conclusion partielle.....	195

I. Introduction des contraintes résiduelles

I.1. Etat de l'art des méthodes d'introduction des contraintes résiduelles dans un calcul par éléments finis

I.1.a. Définition du problème mécanique

Considérons une pièce déformable en équilibre de volume V et de frontière ∂V . Cette pièce est soumise à un traitement de précontraintes (grenailage par exemple) ce qui conduit à des déformations inélastiques locales. Ces déformations inélastiques sont appelées « **déformations libres de contraintes** » [Eshelby1957] ou « **eigenstrains** ». Pour un tel procédé, ces eigenstrains ne sont généralement pas compatibles. Si le matériau garde sa cohésion (pas de fissure), la déformation totale doit donc satisfaire aux équations de compatibilité pour assurer l'existence d'un champ de déplacement en chaque point du système. On peut alors écrire de manière très générale¹ :

$$Inc(\tilde{\mathcal{E}}^T) = 0 \quad \text{Eq. IV-1}$$

Où $\tilde{\mathcal{E}}^T$ est la déformation totale. Dans le cas des petites perturbations, cette déformation totale peut être décomposée en une partie élastique et une partie inélastique (« eigenstrain »), on obtient alors :

$$Inc(\tilde{\mathcal{E}}^e + \tilde{\mathcal{E}}^p) = 0 \quad \text{Eq. IV-2}$$

En utilisant la loi de Hooke, on a ensuite :

$$Inc(\underline{\underline{C}}^{-1} : \tilde{\sigma} + \tilde{\mathcal{E}}^p) = 0 \quad \text{Eq. IV-3}$$

Cette équation permet donc de relier le champ de contraintes résiduelles et le champ de déformation inélastique indépendamment du comportement inélastique du matériau. Toutefois, la partie de la déformation inélastique qui donne naissance aux contraintes résiduelles n'est que la partie incompatible. En effet, la déformation peut se décomposer de la manière suivante :

$$\tilde{\mathcal{E}}^p = \tilde{\mathcal{E}}^{pi} + \tilde{\mathcal{E}}^{pc} \quad \text{Eq. IV-4}$$

Telle que

$$Inc(\tilde{\mathcal{E}}^{pc}) = 0 \quad \text{et} \quad Inc(\tilde{\mathcal{E}}^{pi}) \neq 0 \quad \text{Eq. IV-5}$$

On obtient ainsi :

¹ La condition de compatibilité peut être définie de la manière suivante : Soit $\tilde{\mathcal{E}}$ un champ de tenseur symétrique alors il existe un vecteur déplacement u tel que $\tilde{\mathcal{E}} = \frac{1}{2}(\text{grad} u + (\text{grad} u)^T)$ si et seulement si pour tout i, j, k, l , on a $\epsilon_{ik,jl} + \epsilon_{jl,ik} = \epsilon_{il,jk} + \epsilon_{jk,il}$ (dans un repère cartésien)

$$Inc(\underline{\underline{C}}^{-1} : \tilde{\sigma} + \tilde{\varepsilon}^{pi}) = 0 \quad \text{Eq. IV-6}$$

Par ailleurs, l'hypothèse d'isovolume de la déformation inélastique fournit une équation supplémentaire :

$$tr(\tilde{\varepsilon}^{pi}) = 0 \quad \text{Eq. IV-7}$$

Enfin, les contraintes résiduelles sont statiquement admissibles. Elles vérifient donc l'équation d'équilibre des contraintes et les conditions aux limites (charges volumiques et surfaciques nulles).

Ainsi, la résolution de l'équilibre de la structure soumise à un champ de déformation inélastique ou « eigenstrain » revient donc à résoudre le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} Inc(\tilde{\varepsilon}^T) = 0 \text{ dans } V \\ tr(\tilde{\varepsilon}^{pi}) = 0 \text{ dans } V \\ div(\tilde{\sigma}) = 0 \text{ dans } V \\ \tilde{\varepsilon}^T = \underline{\underline{C}}^{-1} : \tilde{\sigma} + \tilde{\varepsilon}^p \text{ dans } V \\ \tilde{\sigma} \cdot \underline{n} = \underline{0} \text{ sur } \partial V \end{array} \right. \quad \text{Eq. IV-8}$$

Cas de champs de contraintes résiduelles ou d'eigenstrains connus :

Ces équations montrent qu'à partir d'un champ de contraintes résiduelles connu en tout point du volume, il est possible de déterminer le champ d'eigenstrain associé ou réciproquement. Si la géométrie de la pièce étudiée est relativement simple, nous allons voir que ce système peut être résolu analytiquement [Ahdad1996]. Dans le cas contraire, on pourra utiliser la méthode des éléments finis.

Cas de champs de contraintes ou de déformations inconnus :

Cependant, les méthodes actuelles de mesures expérimentales ne permettent pas toujours de déterminer l'état de contraintes résiduelles, en particulier sur des géométries complexes. Nous en avons vu, en effet, un exemple pour le cas des éprouvettes à concentration de contraintes dans le chapitre précédent (Chapitre III). Dans ce cas, nous postulons que le champ d'eigenstrains généré par un traitement de précontraintes comme le grenailage, considéré homogène sur la surface traitée, dépend peu de la géométrie de la pièce, contrairement aux contraintes résiduelles qui, du fait qu'elles sont autoéquilibrées et liées directement aux distorsions globales du composant, y sont très sensibles. L'intérêt de ce postulat est de pouvoir transposer les eigenstrains calculées sur un échantillon « étalon » (de dimensions assez grandes pour être considéré comme un massif semi-infini) sur une géométrie plus complexe en supposant que les conditions liées au procédé restent transposables sur cette géométrie.

Dans la suite, les relations entre contraintes résiduelles et les eigenstrains seront donc établies dans le cas d'une géométrie simple, tel un pion. Puis, les méthodes d'introduction de ces champs dans un calcul par éléments finis seront présentées.

I.1.b. Relation entre contraintes résiduelles et eigenstrains pour des géométries simples

Ahdad [Ahdad1996] a proposé la résolution du système d'équations Eq. IV-8 dans le cas de géométries simples comme un pion parallélépipédique traité symétriquement des deux cotés, un massif semi-infini et un cylindre. Les deux premiers cas sont présentés ci-dessous. Le cas du cylindre est reporté en Annexe F. De plus, en s'inspirant des travaux d'Ahdad, le cas d'un pion parallélépipédique grenailé seulement d'un coté, comme c'est le cas dans le cadre de cette thèse, est également présenté ci-dessous.

Cas d'un parallélépipède grenailé symétriquement sur ses deux faces :

Considérons un parallélépipède d'épaisseur h faible par rapport aux autres dimensions qui seront donc considérées comme infinies (Figure IV-1). Ce parallélépipède a été grenailé de manière uniforme sur ses deux faces opposées. Cela implique que les contraintes résiduelles ne sont fonction que de la profondeur x_3 et que le cisaillement dans le plan de traitement ($\underline{x}_1$, $\underline{x}_2$) est nul. Le tenseur des contraintes est donc supposé de la forme présentée ci-dessous.

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11}(x_3) & 0 & \sigma_{13}(x_3) \\ 0 & \sigma_{22}(x_3) & \sigma_{23}(x_3) \\ \sigma_{13}(x_3) & \sigma_{23}(x_3) & \sigma_{33}(x_3) \end{pmatrix}$$

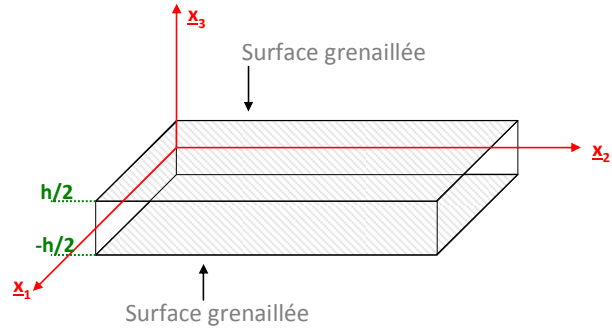


Figure IV-1 : Echantillon parallélépipédique

En appliquant l'équation d'équilibre à cette forme de tenseur, nous obtenons les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial x_3} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial x_3} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned} \quad \text{Eq. IV-9}$$

Comme nous avons supposé que les contraintes ne dépendaient que de x_3 , l'intégration de ce système donne les expressions suivantes :

$$\sigma_{13}(x_3) = C_1 ; \sigma_{23}(x_3) = C_2 \text{ et } \sigma_{33}(x_3) = C_3 \quad \text{Eq. IV-10}$$

Ces constantes d'intégration C_1 , C_2 et C_3 s'obtiennent en appliquant les conditions aux limites, à savoir que les composantes σ_{13} , σ_{23} et σ_{33} sont nulles en surface. Nous obtenons donc directement :

$$\sigma_{13}(x_3) = \sigma_{23}(x_3) = \sigma_{33}(x_3) = 0 \quad \text{Eq. IV-11}$$

Le tenseur des contraintes se réduit alors ici à la forme suivante :

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11}(x_3) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22}(x_3) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV-12}$$

Par ailleurs, les **équations de compatibilité** en coordonnées cartésiennes de la déformation totale donne le système suivant :

$$\begin{aligned}
 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_2 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_3 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_2 \partial x_2} &= 0 \\
 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_1 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_1 \partial x_1} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_3 \partial x_3} &= 0 \\
 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_1 \partial x_2} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_2 \partial x_2} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_1 \partial x_1} &= 0 \\
 \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_3 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_1 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_3 \partial x_2} &= 0 \\
 \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_2 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_1 \partial x_1} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_1 \partial x_2} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_3 \partial x_3} &= 0 \\
 \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_2 \partial x_2} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_2 \partial x_3} - \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_1 \partial x_2} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{Eq. IV-13}$$

Comme nous avons supposé que les contraintes (et donc les déformations) n'étaient fonction que de la profondeur x_3 et qu'il n'y avait pas de terme de cisaillement dans le plan de traitement défini par les axes ($\underline{x}_1, \underline{x}_2$), l'intégration de ce système donne les relations suivantes :

$$\varepsilon_{11}(x_3) = A_1 x_3 + B_1 \text{ et } \varepsilon_{22}(x_3) = A_2 x_3 + B_2 \tag{Eq. IV-14}$$

Où A_1, A_2, B_1 et B_2 sont des constantes d'intégration.

Les **relations d'élasticité** (loi de Hooke et décomposition de la déformation totale) donnent les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 (S_{11} \sigma_{11}(x_3) + S_{12} \sigma_{22}(x_3)) + \varepsilon_{11}^p(x_3) &= A_1 x_3 + B_1 = \varepsilon_{11}(x_3) \\
 (S_{12} \sigma_{11}(x_3) + S_{22} \sigma_{22}(x_3)) + \varepsilon_{22}^p(x_3) &= A_2 x_3 + B_2 = \varepsilon_{22}(x_3)
 \end{aligned}
 \tag{Eq. IV-15}$$

Où S_{11} et S_{12} sont les composantes de la matrice de souplesse. Pour le cas d'un matériau isotrope on a $S_{11}=S_{22}=1/E$ et $S_{12}=-\nu/E$ avec E et ν respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson pris à la température où les contraintes résiduelles sont mesurées, ce qui correspond souvent à la température ambiante ($\approx 20^\circ\text{C}$).

Les constantes A_i et B_i (avec $i \in [1, 2]$) sont ensuite obtenues à l'aide des **conditions aux limites** qui se traduisent par la nullité de l'effort normal et du moment fléchissant :

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \iint_S \sigma_{11}(x_3).dx_2 dx_3 = 0, \quad M_2 = \iint_S x_3.\sigma_{11}(x_3).dx_2 dx_3 = 0 \\
 \text{Et } N_2 &= \iint_S \sigma_{22}(x_3).dx_2 dx_3 = 0, \quad M_1 = \iint_S x_3.\sigma_{22}(x_3).dx_2 dx_3 = 0
 \end{aligned}
 \tag{Eq. IV-16}$$

Les contraintes étant constantes le long de x_1 et x_2 , ces intégrales deviennent :

$$N_1 = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{11}(x_3).dx_3 = 0, \quad M_2 = \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\sigma_{11}(x_3).dx_3 = 0 \tag{Eq. IV-17}$$

$$\text{et } N_2 = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{22}(x_3).dx_3 = 0, \quad M_1 = \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\sigma_{22}(x_3).dx_3 = 0$$

En remplaçant la composante du tenseur des contraintes par son expression obtenue dans l'Eq. IV-15, on a :

$$A_1 \cdot \int_{-h/2}^{h/2} x_3.dx_3 + B_1 \int_{-h/2}^{h/2} dx_3 = \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{11}^p(x_3)dx_3$$

Eq. IV-18

$$A_1 \cdot \int_{-h/2}^{h/2} (x_3)^2.dx_3 + B_1 \int_{-h/2}^{h/2} x_3 dx_3 = \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\varepsilon_{11}^p(x_3)dx_3$$

De la même manière, on a :

$$A_2 \cdot \int_{-h/2}^{h/2} x_3.dx_3 + B_2 \int_{-h/2}^{h/2} dx_3 = \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{22}^p(x_3)dx_3$$

Eq. IV-19

$$A_2 \cdot \int_{-h/2}^{h/2} (x_3)^2.dx_3 + B_2 \int_{-h/2}^{h/2} x_3 dx_3 = \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\varepsilon_{22}^p(x_3)dx_3$$

Ensuite, en remarquant que les intégrales des fonctions impaires sur un intervalle centré sur zéro sont nulles et au vu de la symétrie du problème à savoir que $\sigma_{ij}(x_3) = \sigma_{ij}(-x_3)$ et $\varepsilon_{ij}(x_3) = \varepsilon_{ij}(-x_3)$, on obtient alors :

$$B_1 = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{11}^p(x_3)dx_3 = \langle \varepsilon_{11}^p(x_3) \rangle, \quad B_2 = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{22}^p(x_3)dx_3 = \langle \varepsilon_{22}^p(x_3) \rangle$$

Eq. IV-20

$$\text{et } A_1 = A_2 = 0$$

Les relations entre les eigenstrains et les contraintes résiduelles sont alors les suivantes :

$$\begin{cases} \varepsilon_{11}^p(x_3) = B_1 - (S_{11}\sigma_{11}(x_3) + S_{12}\sigma_{22}(x_3)) \\ \varepsilon_{22}^p(x_3) = B_2 - (S_{12}\sigma_{11}(x_3) + S_{22}\sigma_{22}(x_3)) \\ \varepsilon_{33}^p(x_3) = -(\varepsilon_{11}^p(x_3) + \varepsilon_{22}^p(x_3)) \end{cases}$$

Eq. IV-21

Cas d'un parallélépipède grenailé sur une seule face :

En s'inspirant des équations précédentes, nous remarquons également que dans le cas où le parallélépipède a été grenailé que d'un seul coté, nous aurions :

$$B_1 = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{11}^p(x_3)dx_3 = \langle \varepsilon_{11}^p(x_3) \rangle, \quad B_2 = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{22}^p(x_3)dx_3 = \langle \varepsilon_{22}^p(x_3) \rangle \text{ et}$$

Eq. IV-22

$$A_1 = \frac{12}{h^3} \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\varepsilon_{11}^p(x_3)dx_3, \quad A_2 = \frac{12}{h^3} \int_{-h/2}^{h/2} x_3.\varepsilon_{22}^p(x_3)dx_3$$

Les relations entre les eigenstrains et les contraintes résiduelles deviennent, dans ce cas :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^p(x_3) &= A_1 x_3 + B_1 - (S_{11} \sigma_{11}(x_3) + S_{12} \sigma_{22}(x_3)) \\
\varepsilon_{22}^p(x_3) &= A_2 x_3 + B_2 - (S_{12} \sigma_{11}(x_3) + S_{22} \sigma_{22}(x_3)) \\
\varepsilon_{33}^p(x_3) &= -(\varepsilon_{11}^p(x_3) + \varepsilon_{22}^p(x_3))
\end{aligned}
\tag{Eq. IV-23}$$

Notons que les intégrales sur l'épaisseur de la plaque des équations Eq. IV-20 et Eq. IV-22 peuvent être réduites à une intégrale dans la couche plastifiée, la déformation plastique étant nulle partout ailleurs.

Cas d'un massif semi-infini :

Dans le cas d'un massif semi-infini, c'est-à-dire dans le cas où la zone affectée par les déformations plastiques est très faible devant l'épaisseur de la pièce, les constantes A et B sont nulles. On obtient alors les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^p(x_3) &= -S_{11} \sigma_{11}(x_3) - S_{12} \sigma_{22}(x_3) \\
\varepsilon_{22}^p(x_3) &= -S_{12} \sigma_{11}(x_3) - S_{22} \sigma_{22}(x_3) \\
\varepsilon_{33}^p(x_3) &= -(\varepsilon_{11}^p(x_3) + \varepsilon_{22}^p(x_3))
\end{aligned}
\tag{Eq. IV-24}$$

Dans la suite, l'objectif est donc de pouvoir introduire ce champ d'eigenstrains dans un calcul par éléments finis. L'aspect technique est décrit ci-dessous.

I.1.c. Méthodes d'introduction du champ d'eigenstrains dans un calcul par éléments finis

Différentes méthodes sont utilisées pour introduire un champ d'eigenstrains dans un calcul de structure par éléments finis. On ne parlera pas ici des méthodes qui consistent à simuler de manière explicite le procédé de grenaillage proposées entre autres par [Meguid1999, Rouhaud2005, Fija2006, Rouquette2009]. Ces méthodes constituent des problèmes complexes à part entière avec la prise en compte de plusieurs problématiques physiques et numériques comme le contact ou le calcul dynamique. On n'évoquera donc, ici, seulement les méthodes qui consistent en la modélisation des effets du grenaillage. Ces dernières peuvent être regroupées en trois groupes : l'application d'un chargement mécanique équivalent, l'application d'un champ thermique fictif et l'introduction directe de l'état mécanique.

METHODE 1 : Application de chargements équivalents

Le principe de cette première méthode est d'appliquer sur la structure, un chargement équivalent pour lequel cette dernière plastifie localement et ainsi introduire un gradient de contraintes résiduelles. Les chargements à appliquer sont généralement identifiés par itération en se basant sur un champ connu d'eigenstrains, de contraintes ou encore de déplacements. La première étape consiste à appliquer les chargements mécaniques en bloquant la structure en déplacement, puis dans un second temps, le chargement et les conditions aux limites qui lui sont attachées sont relâchées. Grasty [Grasty1996], propose, par exemple, l'application d'une pression normale à la surface afin de modéliser la déformation de la pièce après grenaillage (Figure IV-2). Néanmoins, le caractère itératif de ces méthodes implique des temps de calculs relativement longs.

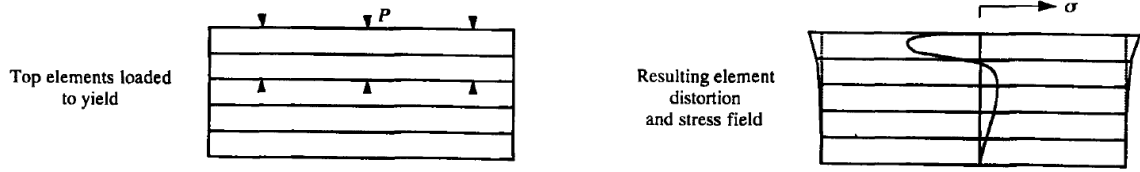


Figure IV-2 : Illustration de la méthode d'application d'un chargement équivalent [Grasty1996].

Cette méthode a l'avantage d'avoir un trajet de chargement proche du procédé de grenailage.

METHODE 2 : Application d'un chargement thermique fictif

Les méthodes de pression équivalentes ont été vite abandonnées au profit de méthodes d'application d'un champ thermique fictif, moins coûteuses en temps de calcul. De plus, ces méthodes sont applicables à des structures plus complexes en termes de géométries ou de microstructures (présence de plusieurs phases, par exemple). Cette méthode, initialement proposée par Ahdad [Ahdad1994] puis utilisée, entre autres, par Renaud [Renaud2011], propose de générer des déformations plastiques par un chargement thermique fictif à l'aide des coefficients de dilatation thermique que nous pouvons facilement entrer comme une caractéristique du matériau dans les calculs. L'idée est donc de déterminer ces coefficients de dilatation thermique en fonction du champ d'eigenstrains connu.

Considérons par exemple le cas d'un massif semi-infini dans une configuration bridée (c'est-à-dire que la déformation totale est nulle).

Le champ de contraintes résiduelles est supposé de la forme :

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11}(x_3) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{11}(x_3) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV-25}$$

On suppose ici que le matériau est isotrope, de comportement élastoplastique à écrouissage cinématique linéaire, écrit de la manière suivante $\tilde{X} = (2/3)h\tilde{\epsilon}^p$.

Lorsque l'on applique un chargement thermique, la déformation totale s'écrit alors :

$$\tilde{\epsilon}^T = \tilde{\epsilon}^e + \tilde{\epsilon}^p + \tilde{\epsilon}^{th} = 0 \quad \text{Eq. IV-26}$$

Avec $\tilde{\epsilon}^{th} = \tilde{\alpha}\Delta T$ où $\tilde{\alpha}$ est le tenseur des coefficients de dilatation thermique et ΔT la variation de température.

L'utilisation de la loi de Hooke et de l'incompressibilité de la déformation plastique et thermique, nous donne la relation suivante :

$$\tilde{\sigma} = 2\mu(-\tilde{\epsilon}^p - \tilde{\alpha}\Delta T) + \lambda \text{Tr}(-\tilde{\epsilon}^p - \tilde{\alpha}\Delta T)\tilde{I} \quad \text{Eq. IV-27}$$

Où μ et λ sont les coefficients de Lamé avec $\mu = E/(2(1+\nu))$ et $\lambda = E\nu/(1+\nu)(1-2\nu)$

L'application du critère de plasticité de Von Mises nous donne :

$$(dev(\tilde{\sigma}) - \tilde{X}) : (dev(\tilde{\sigma}) - \tilde{X}) = \frac{2}{3} \sigma_y^2 \quad \text{Eq. IV-28}$$

Où σ_y est la limite d'élasticité du matériau et $dev(.)$ est le déviateur du tenseur.

En associant les Eq. IV-27 et Eq. IV-28, on peut arriver à la relation suivante [Renaud2011] :

$$\tilde{\alpha}(x_3) = -\frac{(2\mu + (2/3)h + K(x_3))}{2\mu\Delta T} \tilde{\varepsilon}^p(x_3) \text{ avec } K(x_3) = \left| \frac{\sigma_y}{3.\varepsilon_{11}^p(x_3)} \right| \quad \text{Eq. IV-29}$$

On note que le tenseur des déformations inélastiques est diagonal avec

$$\varepsilon_{11}^p(x_3) = \varepsilon_{22}^p(x_3) = -\frac{1}{2} \varepsilon_{33}^p(x_3)$$

Connaissant la déformation inélastique à introduire² et pour un ΔT fixé arbitrairement, il est donc facile de déterminer les coefficients de dilatation thermique fictifs à appliquer pour obtenir les contraintes résiduelles souhaitées.

Voici les étapes de modélisation pour cette méthodologie :

ETAPE 1 (PRELIMINAIRE) : À partir de la loi de comportement du matériau (E , ν , σ_y , h) et des contraintes résiduelles mesurées expérimentalement, le champ d'eigenstrains peut être déterminé. Le champ de coefficients de dilation thermique associé à ces eigenstrains sous une variation de température $\Delta T = T_1 - T_0$ est alors ensuite calculée.

ETAPE 2 : On se place dans une configuration bridée de la structure c'est-à-dire que l'on impose que tous les déplacements nodaux soient nuls. La température T_1 est alors appliquée et le calcul thermo-elasto-plastique permet d'obtenir le champ d'eigenstrains espéré.

ETAPE 3 : On se place alors dans une configuration débridée c'est-à-dire que les déplacements nodaux sont relâchés et que les conditions aux limites de la structure sont appliquées. Les champs de contraintes résiduelles et de déformations totales sont alors obtenus par équilibrage global de la structure.

ETAPE 4 : La température T_0 est alors appliquée (température pour laquelle les coefficients de dilatations sont nuls) pour supprimer les contraintes d'origine thermique.

ETAPE 5 : Le calcul de structure global peut alors être effectué.

METHODE 3 : Introduction directe des déformations inélastiques

Les méthodes précédentes permettent d'introduire un champ de contraintes résiduelles à travers la plastification de la pièce en appliquant des chargements fictifs mécaniques ou thermiques. Cependant, de nos jours, certains codes de calcul par éléments finis comme ABAQUS® ou Zset/Zebulon permettent d'introduire directement des champs initiaux de déformations plastiques et/ou de contraintes et/ou d'écrouissage en tout point de la structure. Cette initialisation est effectuée en un seul incrément d'un calcul effectué en élasticité pure.

Dans le cadre de cette thèse, le code Zset/Zebulon a été utilisé. Ce code dispose du module *var_mat_ini permettant d'initialiser certaines variables dans le calcul. Notons cependant que les

² Connu par la résolution du problème mécanique (§1.1.b)

contraintes et les déformations plastiques ne peuvent pas être introduites directement via ce module. Nous allons donc passer par les déformations élastiques.

Etant donné qu'à l'instant $t=0$ (avant le premier incrément de calcul), le tenseur des déformations totales est nul, les valeurs des composantes du tenseur des déformations élastiques à introduire sont donc l'opposé des valeurs des composantes des eigenstrains connues.

Voici les étapes de modélisation pour cette méthodologie :

ETAPE 1 (PRELIMINAIRE) : À partir des constantes d'élasticité du matériau (E et ν pour un matériau isotrope) et des contraintes résiduelles mesurées expérimentalement, le champ d'eigenstrains peut être déterminé (§I.1.b). Le champ de déformation élastique à introduire en est donc directement déduit.

ETAPE 2 :

A l'instant $t=0$ (avant le premier incrément), le tenseur des déformations élastiques s'écrit de la manière suivante :

$$\tilde{\varepsilon}^e \Big|_{t=0} = -\tilde{\varepsilon}^p \quad \text{Eq. IV-30}$$

On a donc le champ de contraintes égale à :

$$\tilde{\sigma} = \bar{\bar{C}} : (-\tilde{\varepsilon}^p) \quad \text{Eq. IV-31}$$

Ce champ de contraintes initial est purement fictif et ne vérifie pas les conditions d'équilibre.

A l'instant t (à l'issue du premier incrément), le tenseur des déformations élastiques est de la forme

$$\tilde{\varepsilon}^e \Big|_t = \Delta \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^e \Big|_{t=0} \quad \text{Eq. IV-32}$$

Où $\Delta \tilde{\varepsilon}^e$ est déterminé par la méthode des éléments finis de telle sorte que les équations d'équilibre soient vérifiées.

La déformation totale est donc de la forme :

$$\tilde{\varepsilon}^T \Big|_t = \tilde{\varepsilon}^e \Big|_t + \tilde{\varepsilon}^p = \Delta \tilde{\varepsilon}^e \quad \text{Eq. IV-33}$$

Et Le tenseur des contraintes résiduelles est de la forme :

$$\tilde{\sigma} = \bar{\bar{C}} : \left(\tilde{\varepsilon}^e \Big|_t \right) = \bar{\bar{C}} : \left(\Delta \tilde{\varepsilon}^e - \tilde{\varepsilon}^p \right) \quad \text{Eq. IV-34}$$

ETAPE 3 : Une loi en plasticité peut alors être considérée et le calcul de structure global peut être effectué.

I.1.d. Synthèse et stratégie utilisée

Les traitements de précontraintes comme le grenaillage induisent des contraintes résiduelles et des déformations libres de contraintes également appelées « eigenstrains ». Ces dernières sont supposées, dans ce cas, indépendantes de la géométrie de la pièce. Ainsi, la stratégie souvent employée est de déterminer ce champ d'eigenstrains sur une pièce de géométrie simple (un pion parallélépipédique, par exemple) et de transposer, ensuite, ce champ sur des géométries plus complexes (Figure IV-3) en supposant que les conditions de grenaillage soient les mêmes. Nous avons vu que la détermination du champ d'eigenstrains s'effectuait à partir des contraintes résiduelles mesurées expérimentalement. Les relations entre ces deux quantités sont, en effet, relativement simples pour le cas d'un pion parallélépipédique.

D'un point de vue technique, trois méthodes ont été présentées permettant d'introduire ce champ d'eigenstrains dans un calcul par éléments finis. Les deux premières consistent à trouver une stratégie permettant d'introduire ce champ à travers des chargements fictifs mécaniques ou thermiques. Cependant de nos jours, l'évolution des codes de calculs par éléments finis permet d'introduire directement le champ d'eigenstrains souhaité. C'est donc, d'un point de vue pratique, cette troisième méthode que nous avons choisie.

Dans le paragraphe suivant, nous allons donc appliquer cette méthodologie globale dans notre cas. Rappelons que, dans le chapitre précédent (Chapitre III), un profil de contraintes résiduelles a été déterminé sur un pion présentant une normale à la surface selon la direction [001] grenaillé (« pion [001] grenaillé »). Ce sera donc notre profil de base. La première étape consistera alors à obtenir le champ d'eigenstrains associé à ce profil. Ce dernier sera alors transposé au cas des éprouvettes lisses et des éprouvettes à concentration de contraintes. Les champs de contraintes résiduelles obtenus pour chaque cas seront alors discutés en regard des mesures effectuées au Chapitre III sur éprouvette lisses et sur le pion [101] grenaillé.

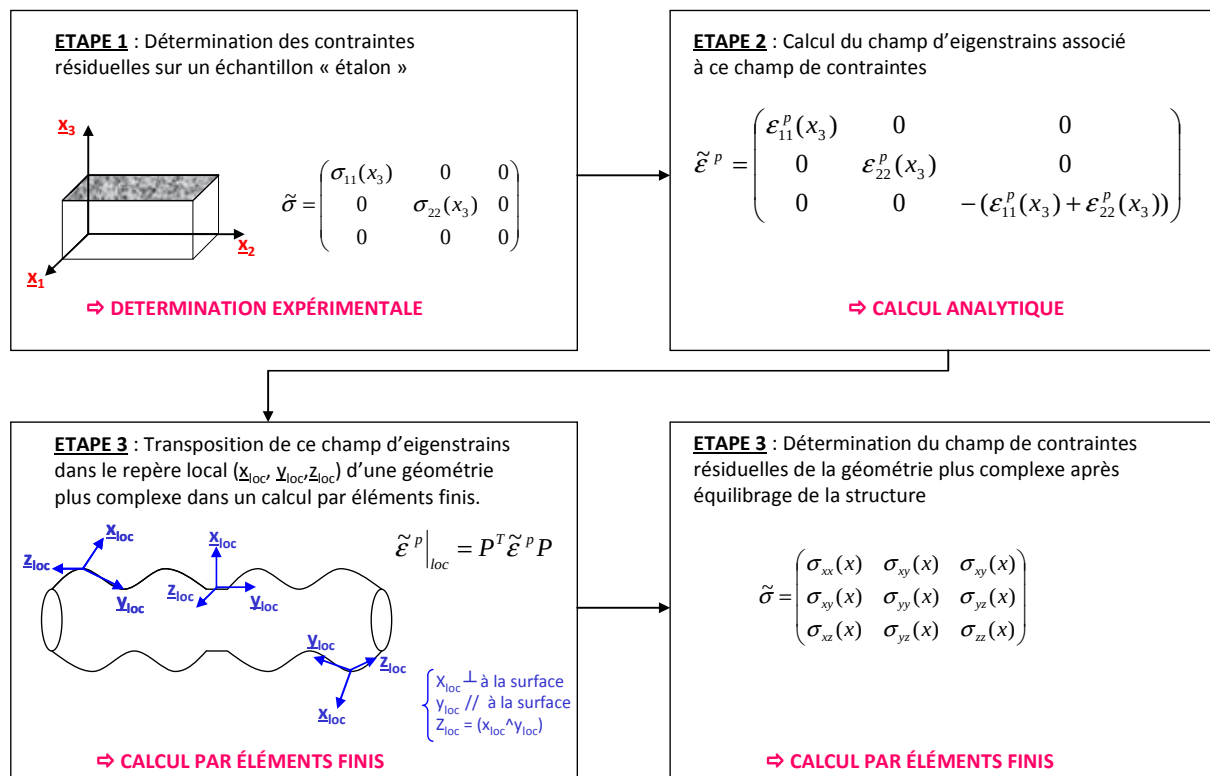


Figure IV-3 : Schématisation de la méthodologie de transposition des eigenstrains utilisée.

I.2. Détermination du profil d'eigenstrains sur le pion [001] grenailé

L'objectif est ici de déterminer le profil d'eigenstrains à partir des mesures de contraintes résiduelles effectuées sur le pion grenailé d'un seul coté de dimension 6x6x15 mm³ dont la normale est orientée selon [001] (cf. Chapitre III). Dans le but de mettre en place la méthodologie, les premiers calculs par éléments finis vont être effectués en axisymétrie avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton de l'AM1 (cf. Chapitre I). Ainsi, pour être cohérent, on part donc du profil de contraintes résiduelles déterminé avec les constantes d'élasticité isotropes de l'AM1 (à 20°C) : $E = 129\,000\text{ MPa}$ et $\nu = 0,3$. De plus, pour simplifier, nous faisons l'approximation que les composantes du tenseur des contraintes σ_{11} et σ_{22} sont strictement égales ($\sigma_{11} = \sigma_{22}$). Les contraintes de cisaillement sont prises égales à zéro comme cela était approximativement le cas dans les mesures expérimentales (cf. Chapitre III). Le profil de contraintes résiduelles obtenu avec ces valeurs est présenté Figure IV-4. Les valeurs présentées sont celles déterminées avec l'hypothèse de la surface libre et avec prise en compte de la correction d'enlèvement de matière de Moore et Evans (cf. Chapitre III).

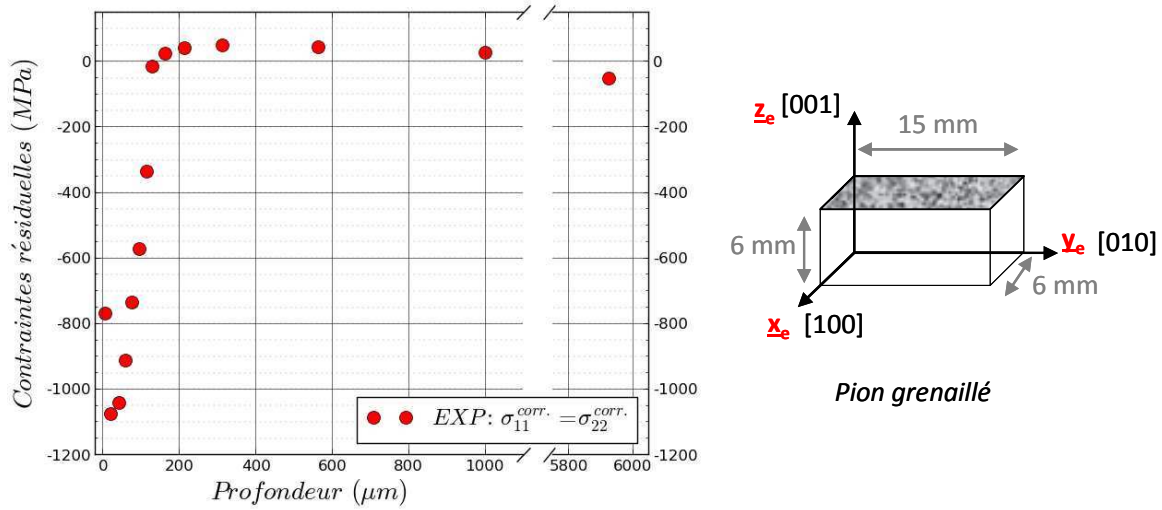


Figure IV-4 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur le pion [001] grenailé (cf. Chapitre III). Les valeurs ont été déterminées avec l'hypothèse du bord libre et avec les constantes d'élasticité isotrope de l'AM1. Elles ont été corrigées de l'enlèvement de matière [Moore1958].

Ce profil expérimental tend à montrer que le pion étudié ne peut pas être considéré comme un massif semi infini strictement. En effet, on voit apparaître une zone de traction qui serait nulle dans le cas d'un massif semi infini. Il faut donc considérer le pion comme une plaque finie (A et B non nuls).

On choisit donc de déterminer le profil des eigenstrains avec les relations trouvées dans le cas d'un pion parallélépipédique de taille finie (§ I.1.b. p.153, Eq. IV-23). On a donc, avec les hypothèses ci-dessus, les relations suivantes :

$$\begin{cases} \varepsilon_{11}^p(x_3) = \varepsilon_{22}^p(x_3) = Ax_3 + B - (S_{11} + S_{12})\sigma_{11}(x_3) \\ \varepsilon_{33}^p(x_3) = -(\varepsilon_{22}^p(x_3) + \varepsilon_{22}^p(x_3)) \end{cases} \quad \text{Eq. IV-35}$$

avec

$$B = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{11}^p(x_3) dx_3 = \langle \varepsilon_{11}^p(x_3) \rangle \quad \text{et} \quad A = \frac{12}{h^3} \int_{-h/2}^{h/2} x_3 \cdot \varepsilon_{11}^p(x_3) dx_3 \quad \text{Eq. IV-36}$$

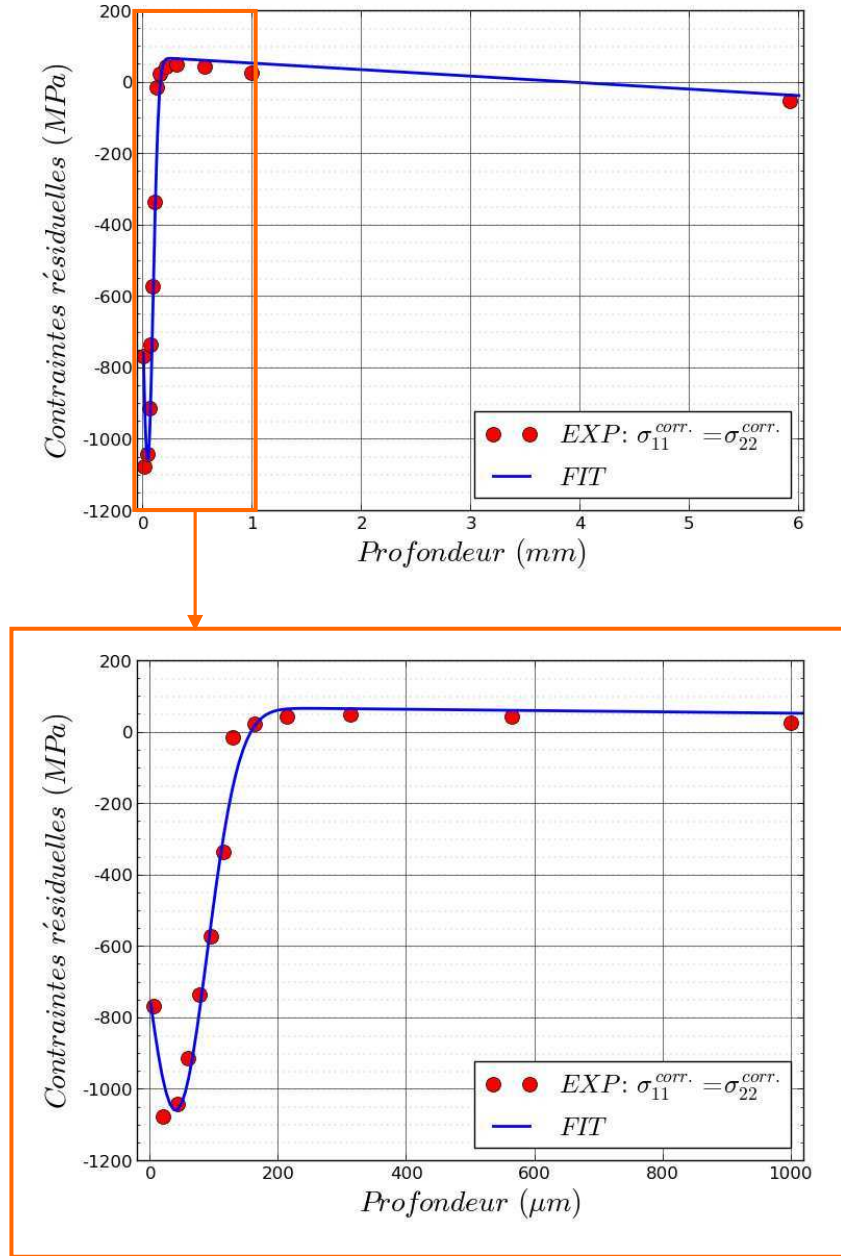


Figure IV-5 : Ajustement du profil de contraintes résiduelles expérimental.

Pour résoudre ce système d'équations, on peut, par exemple, supposer que l'évolution des composantes du tenseur d'eigenstrains en fonction de la profondeur peut être modélisée par une fonction de Gauss définie par :

$$\varepsilon_{11}^p(x_3) = \varepsilon_{22}^p(x_3) = h \cdot \exp\left(-\left(\frac{x_3 - x_0}{b}\right)^2\right) \quad \text{Eq. IV-37}$$

Le profil de contraintes résiduelles aura donc la forme suivante :

$$\sigma_{11}(x_3) = \sigma_{22}(x_3) = -\left(\frac{1}{S_{11} + S_{12}}\right) \cdot \left(h \cdot \exp\left(-\left(\frac{x_3 - x_0}{b}\right)^2\right) - Ax_3 - B\right) \quad \text{Eq. IV-38}$$

Où h , x_0 et b peuvent être déterminés par la méthode des moindres carrés en se basant sur les mesures expérimentales des contraintes (Figure IV-4). A l'issue de cette étape, on vérifie également les conditions aux limites, à savoir :

$$N = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{11}(x_3).dx_3 = 0 \text{ et } M = \int_{-h/2}^{h/2} x_3 \cdot \sigma_{11}(x_3).dx_3 = 0 \quad \text{Eq. IV-39}$$

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure IV-5.

Le profil d'eigenstrains obtenu est alors représenté sur la Figure IV-6 :

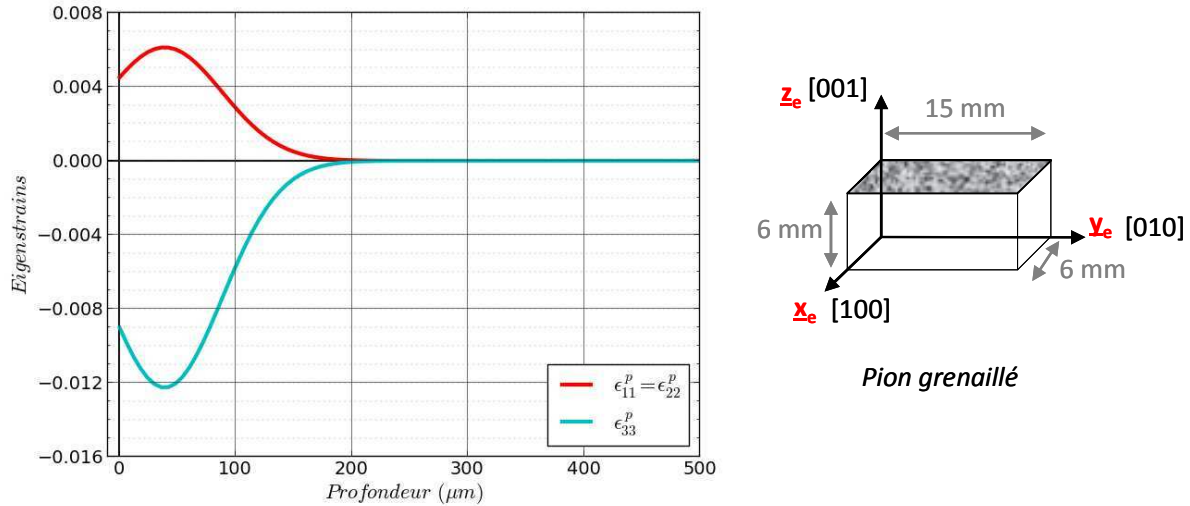


Figure IV-6 : Profil d'eigenstrains obtenu sur le pion [001] grenailé.

Ce profil est donc choisi comme notre profil de référence à introduire dans les autres géométries. Ces applications sont présentées dans la suite.

I.3. Introduction du champ d'eigenstrains dans une éprouvette cylindrique

I.3.a. Cas d'une éprouvette cylindrique lisse

Nous venons de déterminer un champ d'eigenstrains sur le pion. L'objectif est, à présent, de le transposer sur la géométrie de l'éprouvette lisse dans une perspective de calcul par éléments finis de l'évolution des contraintes résiduelles en fatigue.

Maillage et conditions aux limites :

La Figure IV-7 présente le maillage de l'éprouvette cylindrique lisse utilisé. Seulement un quart de l'éprouvette est maillé pour des raisons de symétrie. Le maillage est en 2D axisymétrique. Il est raffiné dans les zones où l'éprouvette a été grenailée (partie utile de l'éprouvette et les congés de raccordement) sur une profondeur d'environ 500 μm. Les nœuds en bas et à gauche sont bloqués dans les directions verticale et horizontale, respectivement (conditions de symétrie). Ce maillage présente 24 376 degrés de liberté.

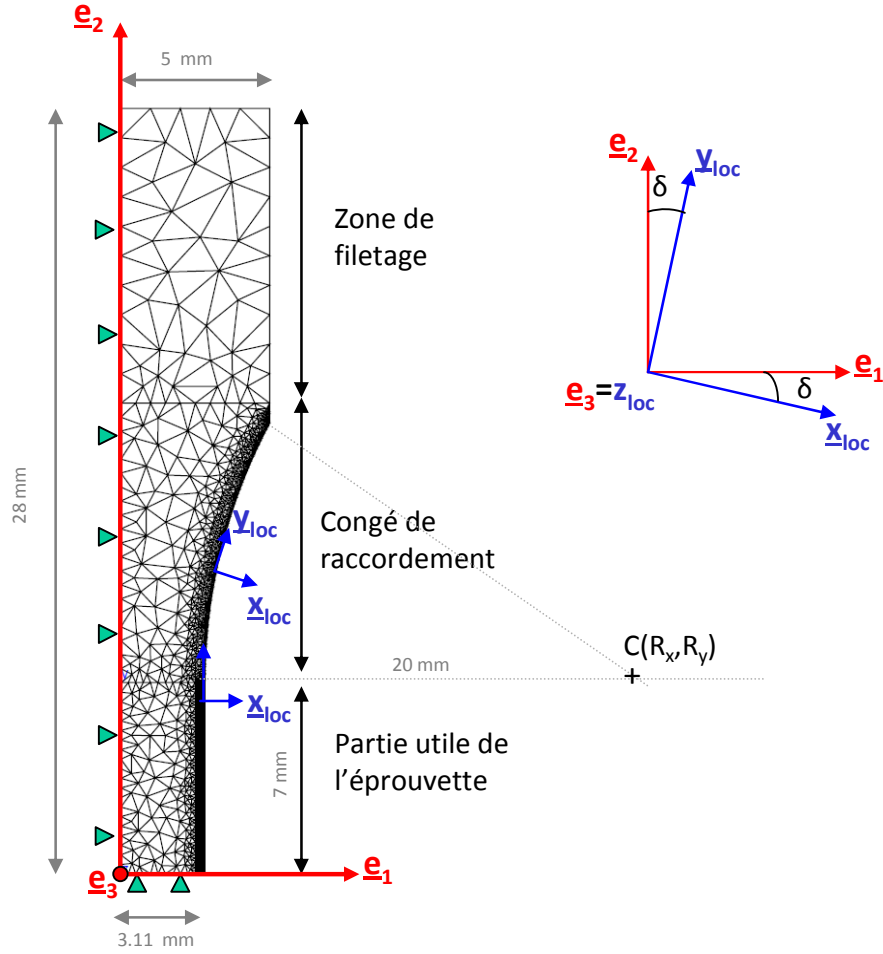


Figure IV-7 : Maillage de l'éprouvette cylindrique lisse.

Introduction du champ d'eigenstrains :

Le champ d'eigenstrains est appliqué via le module *var_mat_ini disponible dans le code Zset/Zebulon comme expliqué précédemment. Par ailleurs, ce module permet d'introduire le champ d'eigenstrains dans le repère global ($\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$, $\underline{e}_3$) fixe du code éléments finis, or les champs d'eigenstrains sont connus dans un repère où l'un des axes est perpendiculaire à la surface ($\underline{x}_3$ dans notre cas). Nous définissons alors le repère appelé « repère local » ($\underline{x}_{loc}$, $\underline{y}_{loc}$, $\underline{z}_{loc}$) tel que $\underline{x}_{loc}$ est perpendiculaire à la surface des zones grenillées de l'éprouvette, $\underline{y}_{loc}$ est tangent à cette surface et $\underline{z}_{loc}$ est défini de telle sorte que le repère soit orthonormé. Au regard de la géométrie de l'éprouvette, ce repère est confondu avec le repère global fixe ($\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$, $\underline{e}_3$) dans la partie utile de l'éprouvette ; et tourne autour de l'axe $\underline{e}_3 = \underline{z}_{loc}$ d'un angle δ dans le congé de raccordement (Figure IV-7).

Le champ d'eigenstrains introduit a donc la forme ci-dessous :

$$\tilde{\mathcal{E}}^p = \begin{cases} \tilde{\mathcal{E}}^p(x, y) \Big|_{\text{utile}} & \text{si } e_2 < 7 \text{ mm} \\ \tilde{\mathcal{E}}^p(r, \delta) \Big|_{\text{congé}} & \text{si } e_2 > 7 \text{ mm} \end{cases}$$

Eq. IV-40

On rappelle que la hauteur de la partie utile est de 7 mm.

Avec

$$\tilde{\varepsilon}^p(x, y) \Big|_{\text{utile}} = \begin{cases} \varepsilon_{xx}^p(x) = -\varepsilon_{yy}^p(x) - \varepsilon_{zz}^p(x) \\ \varepsilon_{yy}^p(x) \\ \varepsilon_{zz}^p(x) \end{cases} \quad \text{où } \varepsilon_{yy}^p(x) = \varepsilon_{zz}^p(x) = h \cdot \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2\right) \quad \text{Eq. IV-41}$$

Et

$$\tilde{\varepsilon}^p(r, \delta) \Big|_{\text{congé}} = P^T \tilde{\varepsilon}^p(r, \delta) P \quad \text{où } P = \begin{pmatrix} \cos \delta & -\sin \delta & 0 \\ \sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV-42}$$

P^T étant la transposée de la matrice de passage P du repère global au repère local et

$$\tilde{\varepsilon}^p(r, \delta) = \begin{cases} \varepsilon_{xx}^p(r, \delta) = -\varepsilon_{yy}^p(r, \delta) - \varepsilon_{zz}^p(r, \delta) \\ \varepsilon_{yy}^p(r, \delta) \\ \varepsilon_{zz}^p(r, \delta) \end{cases} \quad \text{Eq. IV-43}$$

Où

$$\varepsilon_{yy}^p(r, \delta) = \varepsilon_{zz}^p(r, \delta) = h \cdot \exp\left(-\left(\frac{(r-R_0)-x_0}{b}\right)^2\right) \quad \text{Eq. IV-44}$$

Avec

R_0 le rayon du congé de raccordement (soit 20 mm ici) et

$$\delta = \arctan\left(-\frac{y-R_y}{x-R_x}\right) \quad \text{où } r = \sqrt{(x-R_x)^2 + (y-R_y)^2} \quad \text{Eq. IV-45}$$

Où R_x et R_y sont les coordonnées du centre C définissant le congé de raccordement (Figure IV-7).

On rappelle que, dans ces relations, h , b et x_0 sont connus et issus de l'ajustement du profil des contraintes déterminées sur le pion (§1.2 p.161).

Cette démarche d'introduction du champ d'eigenstrains considère que ce champ est homogène sur toute la surface de l'éprouvette et donc que le greillage appliqué sur l'éprouvette est lui aussi homogène.

Résultats obtenus

Le temps d'équilibrage des contraintes résiduelles pour ce maillage est de l'ordre de 30 secondes. La Figure IV-8 ci-dessous présente les résultats obtenus pour le cas de la composante du tenseur des contraintes σ_{22} (suivant $\underline{e}_2$) présentée dans le repère global ($\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$, $\underline{e}_3$). Comme nous avons un maillage axisymétrique, les composantes du tenseur des contraintes σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} , habituellement utilisées pour le cas de géométries cylindriques, correspondent, respectivement, aux valeurs σ_{11} , σ_{33} et σ_{22} calculées par éléments finis dans le repère global ($\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$, $\underline{e}_3$).

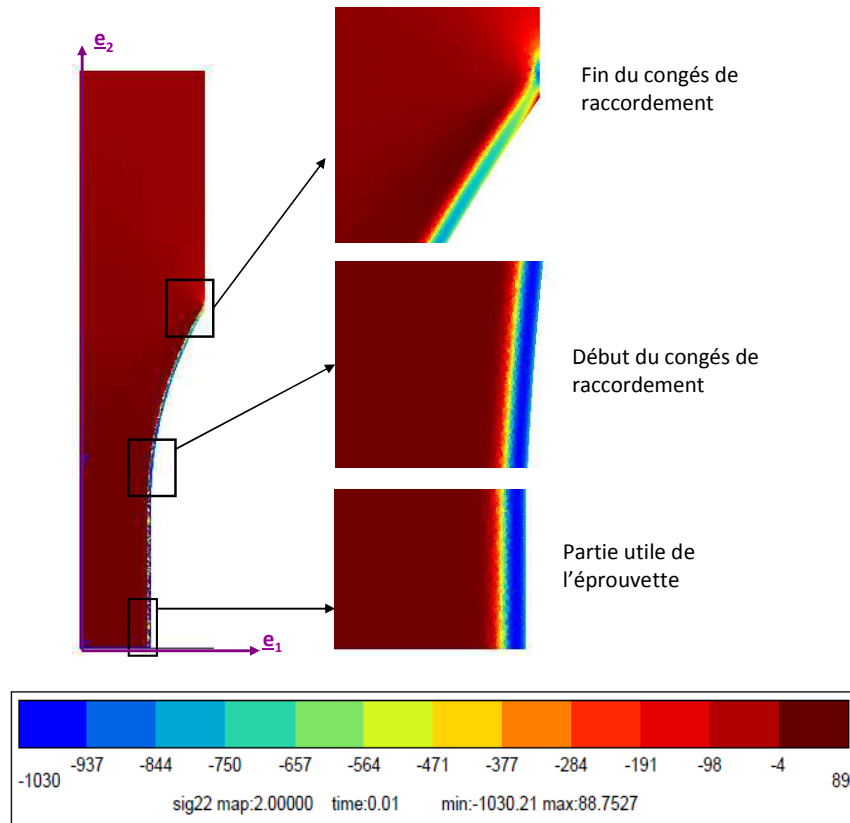


Figure IV-8 : Isovaleurs des contraintes résiduelles obtenues après l'étape d'équilibrage par le calcul par éléments finis.

Les résultats obtenus pour toutes les composantes du tenseur des contraintes sont présentés sur la Figure IV-9. Comme attendu et en accord avec les équations d'équilibre écrites cette fois en coordonnées cylindriques, les composantes du tenseur des contraintes $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} ne sont pas strictement égales et la composante σ_{rr} n'est pas nulle dans la profondeur. Pour cette dernière, la partie en traction est constante (du fait des conditions de symétrie) avec une valeur de 35 MPa à partir d'une profondeur de 130 μm (Figure IV-9). Les mesures des contraintes résiduelles effectuées en surface de l'éprouvette cylindrique grenillée (Chapitre III) dans les quatre directions cristallographiques [001] sont également reportées sur la Figure IV-9. Il est à noter que, du fait de la pénétration des rayons X dans la matière, la valeur mesurée correspond à la contrainte à une profondeur de 6 μm . On constate un écart moyen de 8% entre les mesures et les simulations, ce qui peut être expliqué soit par les incertitudes de mesures, soit par la différence possible au niveau du traitement de grenailage entre le pion et l'éprouvette cylindrique ou encore par la différence au niveau de l'état de surface des échantillons avant grenailage. On peut, néanmoins, noter que cette différence reste faible.

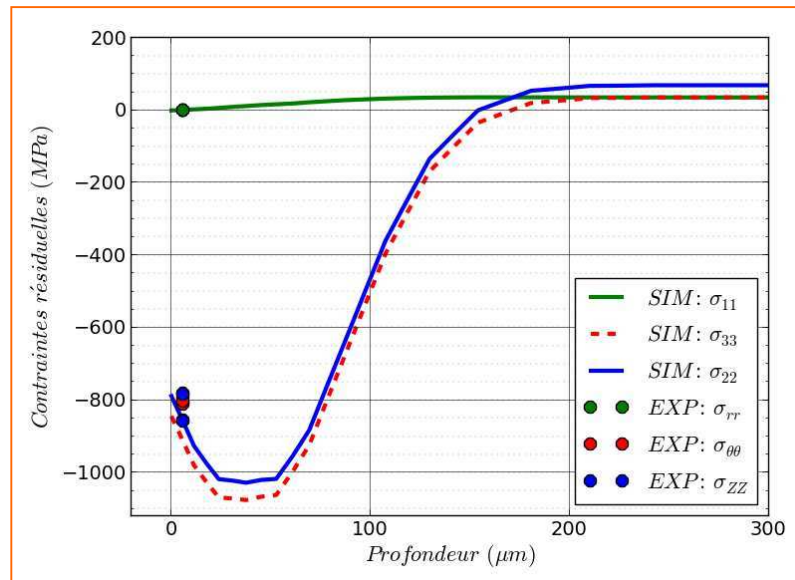
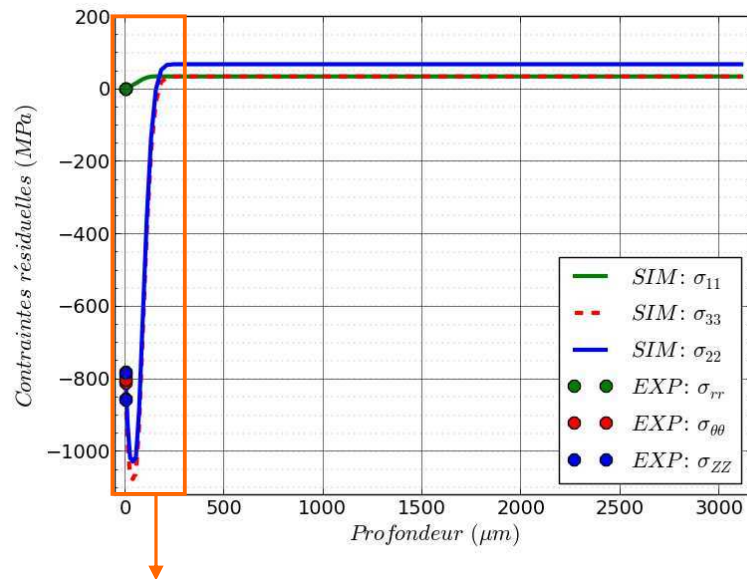


Figure IV-9 : Profil de contraintes résiduelles en fonction de la profondeur de l'éprouvette cylindrique lisse et comparaison avec les mesures par diffraction des rayons X.

Réduction de la taille du problème :

Le calcul effectué avec le maillage de l'éprouvette entière étant relativement coûteux en temps dans l'optique d'effectuer des calculs cycliques futurs, nous proposons pour la suite de réduire la zone d'analyse au strict nécessaire, à savoir à une petite tranche de la partie utile de l'éprouvette d'étude (Figure IV-10). On garde le même type de maillage et de conditions aux limites que précédemment, cependant, pour traduire le fait qu'il y ait de la matière au dessus de cette partie, on impose en plus, une condition de type « mpc » (*Multi-Point Constraint*) correspondant à imposer que l'ensemble des nœuds du haut se déforme de manière uniforme dans la direction $\underline{e}_2$. De plus, la zone dans laquelle le champ d'eigenstrains est introduit est maillée avec un maillage structuré très fin pour plus de précision. Ce maillage présente, cette fois, 1080 degrés de liberté.

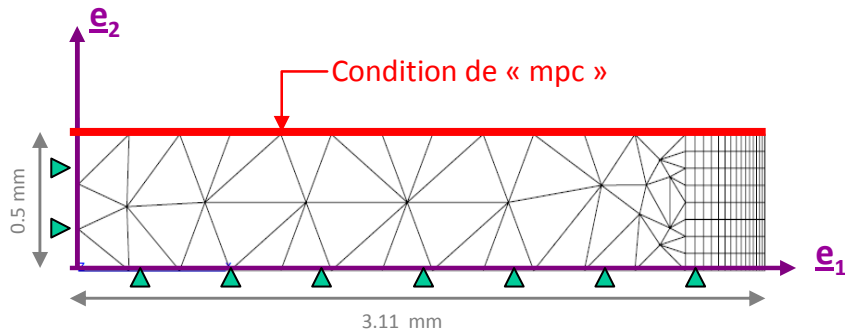


Figure IV-10 : Maillage la zone réduite de la partie utile de l'éprouvette.

La figure ci-dessous illustre le fait que l'on obtient bien le même champ de contraintes que pour le cas de l'éprouvette entière. On a cette fois un temps d'équilibrage de 1 secondes.

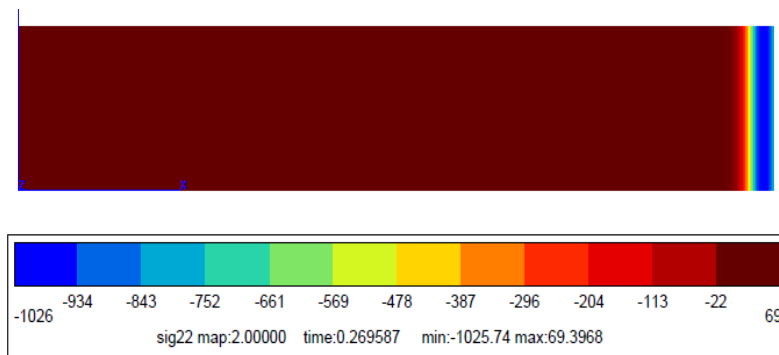


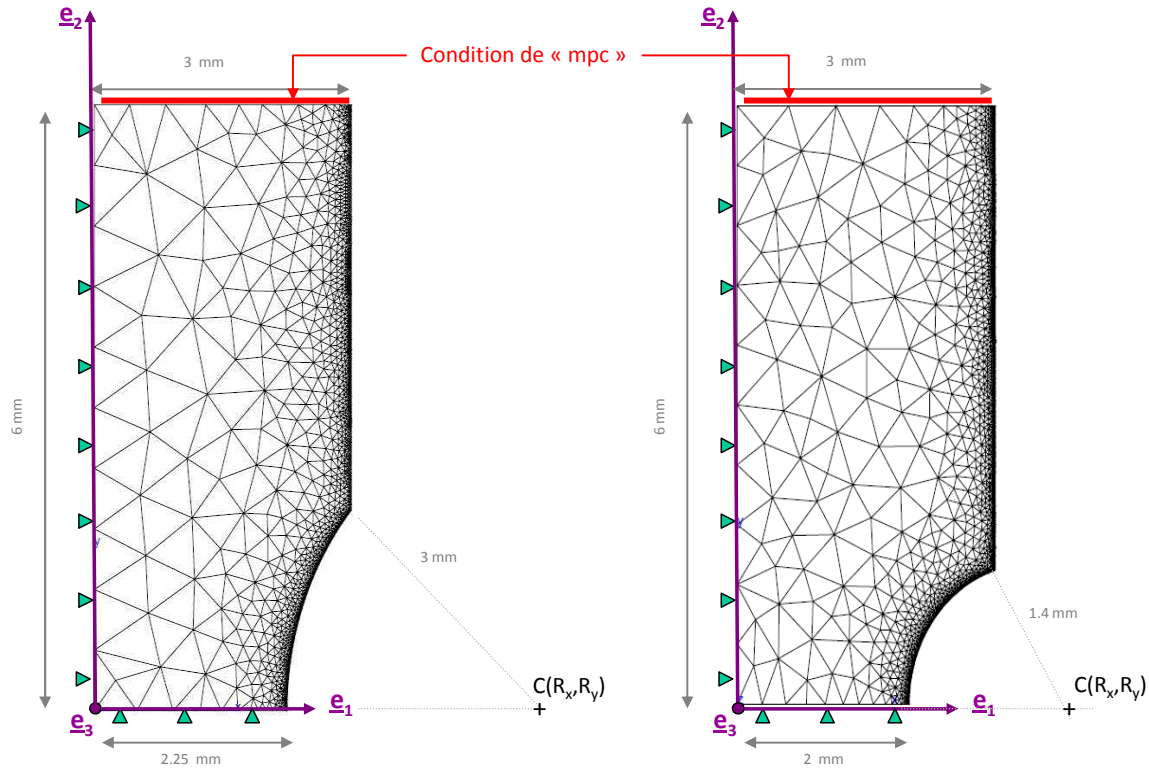
Figure IV-11 : Isovaleurs des contraintes résiduelles axiales obtenues après l'étape d'équilibrage par le calcul par éléments finis sur la zone réduite de la partie utile de l'éprouvette.

I.3.a. Cas d'une éprouvette cylindrique à concentration de contraintes

Passons, à présent, au cas des éprouvettes à concentration de contraintes de $K_t=1,32$ et $K_t=1,6$ dont les géométries ont été définies au Chapitre II. On rappelle, ici, que ces éprouvettes sont grenillées dans l'encoche, sur la partie lisse ainsi que sur les congés de raccordement. On applique donc, de la même manière que précédemment le profil d'eigenstrains déterminé sur pion à ces éprouvettes.

Conditions aux limites et maillage :

Le maillage et les conditions aux limites pour les éprouvettes à concentration de contraintes sont similaires au cas des éprouvettes lisses (Figure IV-12). Le maillage axisymétrique est raffiné au niveau de la surface des éprouvettes pour prendre en compte le gradient des quantités introduites. De plus, afin de minimiser le temps de calcul, seule une zone de la partie utile de l'éprouvette est simulée. La hauteur de cette zone a été déterminée de manière à assurer que les champs soient bien homogènes sur la partie haute. La hauteur optimale obtenue est de 6 mm. De plus, de la même manière que précédemment une condition de type « mpc » est appliquée sur le haut du maillage (représentée par une ligne rouge sur la Figure IV-12).



Maillage éprouvette de $K_t=1,32$

Maillage éprouvette de $K_t=1,6$

Figure IV-12 : Maillage des éprouvettes à concentration de contraintes.

Introduction du champ d'eigenstrains :

Pour introduire le champ d'eigenstrains sur ce type d'éprouvette, on considère, comme précédemment, que le maillage est homogène sur toute la surface de l'éprouvette, y compris à l'intérieur de l'encoche. De plus, le champ d'eigenstrains est exprimé dans le repère local de l'éprouvette (repère pour lequel une des composantes est perpendiculaire à la surface) ; un changement de repère est donc effectué pour introduire ce champ dans le repère global de l'éprouvette, de la même manière que précédemment, pour le congé de raccordement.

Les tenseurs de déformation plastique $\tilde{\epsilon}^p(x_1, x_2)$ et $\tilde{\epsilon}^p(r, \delta)|_{encoche}$ sont appliqués, respectivement, dans la zone lisse et dans l'encoche de l'éprouvette. Avec $\tilde{\epsilon}^p(r, \delta)|_{encoche}$ défini de la même manière que $\tilde{\epsilon}^p(r, \delta)|_{congé}$ à l'aide d'un changement de repère.

Résultats obtenus :

La Figure IV-13 présente, par exemple, les isovaleurs correspondantes à la composante σ_{33} du tenseur des contraintes obtenue sur l'éprouvette de $K_t=1,32$ après l'étape d'équilibrage dans le repère global (e_1, e_2, e_3). Le champ de contraintes est homogène comme souhaité et attendu. Cependant, on voit apparaître une zone de contrainte élevée de l'ordre de -1360 MPa. Ce phénomène est visible quelle que soit la taille du maillage utilisé et est dû à une confrontation entre les deux fonctions appliquées pour introduire le champ d'eigenstrains : $\tilde{\epsilon}^p(x_1, x_2)$ et

$\tilde{\varepsilon}^p(r, \delta)|_{encoche}$ dans une zone de changement de géométrie brusque. Nous proposons alors d'améliorer notre manière d'introduire les eigenstrains.

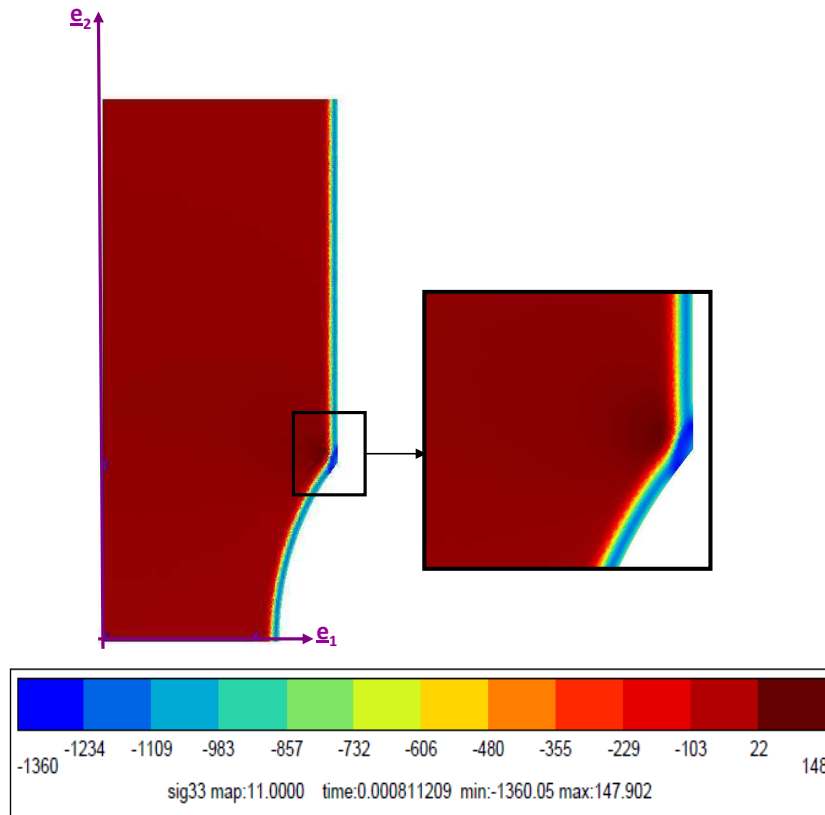


Figure IV-13 : Isovaleurs de la composante σ_{33} du tenseur des contraintes obtenues sur l'éprouvette cylindrique de $K_t=1,32$.

Amélioration de l'introduction des eigenstrains :

Afin d'améliorer l'introduction du champ d'eigenstrains, nous proposons de définir un critère supplémentaire. On note, pour cela, D , la bissectrice de l'angle formé par la zone lisse et la fin de l'encoche (cf. Figure IV-14). On note $D(x_1, x_2)$ l'équation de cette droite dans le repère global ($\underline{e}_1, \underline{e}_2, \underline{e}_3$), $|d|$ la distance entre un point du maillage et cette droite et d_c une distance critique à déterminer.

On définit alors une nouvelle répartition des eigenstrains pour assurer l'homogénéité au niveau du raccordement, de la forme suivante :

$$\tilde{\varepsilon}^p = \begin{cases} \tilde{\varepsilon}^p(x_1, x_2) & \text{si } |d| > d_c \\ \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^p(x_1, x_2) \left[\frac{D(x_1, x_2)}{d_{critique}} + 1 \right] & \text{si } |d| < d_c \\ \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^p(r, \delta) \left[\frac{D(x_1, x_2)}{d_{critique}} - 1 \right] & \text{si } |d| < -d_c \\ \tilde{\varepsilon}^p(r, \delta) & \text{si } |d| > -d_c \end{cases} \quad \text{Eq. IV-46}$$

Ces fonctions sont schématisées sur la Figure IV-14.

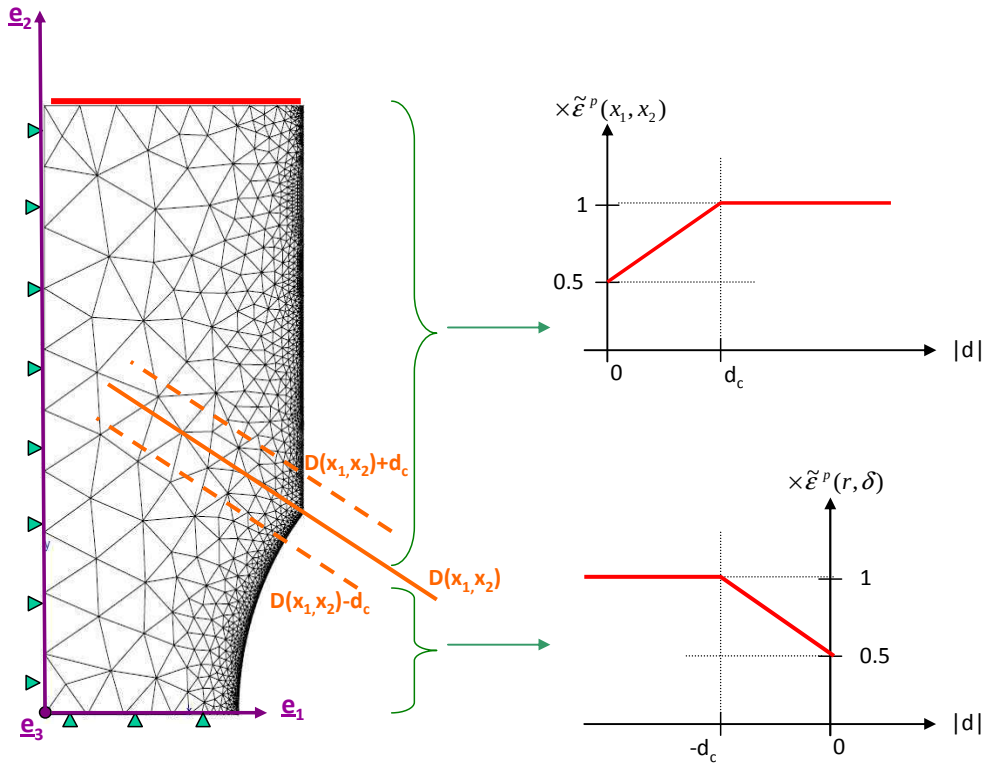


Figure IV-14 : Schéma de l'amélioration de l'introduction des eigenstrains sur éprouvettes à concentration de contraintes.

Différents tests ont été effectués avec différentes valeurs de d_c . La valeur retenue est $d_c=300 \mu\text{m}$ pour le $K_t=1,32$ et $d_c=500 \mu\text{m}$ pour le $K_t=1,6$.

Les Figures IV-15 et IV-16 présentent les isovaleurs correspondantes à la composante σ_{33} du tenseur des contraintes obtenues sur les éprouvettes de $K_t=1,32$ et $K_t=1,6$ après l'étape d'équilibrage dans le repère global ($\underline{e}_1, \underline{e}_2, \underline{e}_3$) en utilisant ce critère supplémentaire. Notons que les valeurs en dehors de la zone de raccordement ne sont pas modifiées. L'application de ce critère permet juste de réduire les contraintes dans cette zone. Il est, néanmoins, relativement arbitraire. De plus, cette zone ayant un changement de géométrie brusque, le maillage de cette zone n'est donc probablement pas le même que dans les autres zones. Les valeurs exactes des contraintes sont donc inconnues. Néanmoins, si nous simulons un essai de fatigue (par exemple) la zone la plus sollicitée sera celle en fond (ou proche) d'entaille (partie en bas à gauche sur les figures). La valeur de la zone de raccordement a donc peu d'importance.

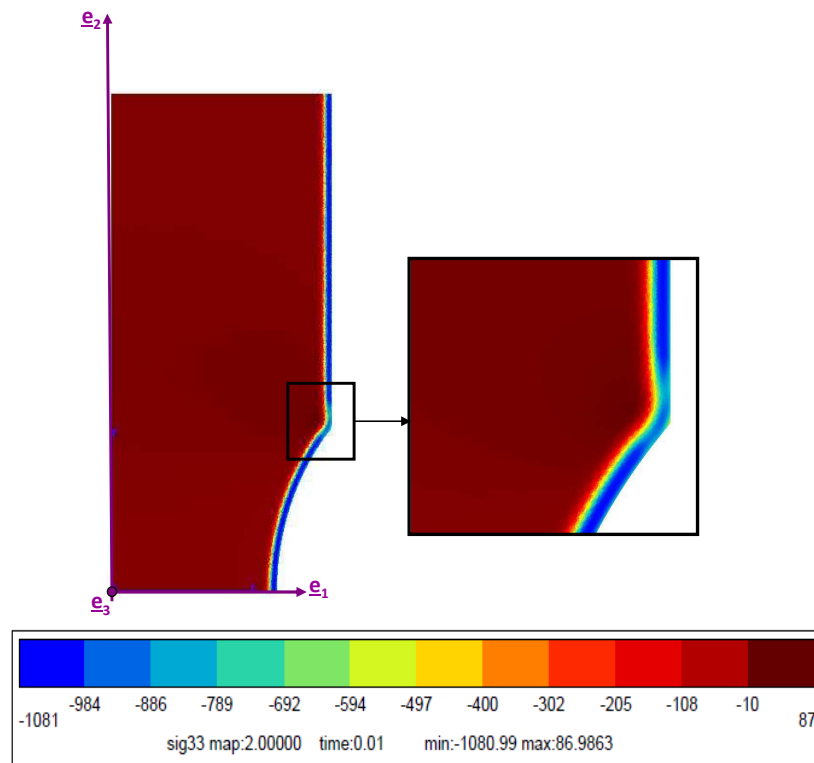


Figure IV-15 : Isovaleurs de la composante σ_{33} du tenseur des contraintes obtenues sur l'éprouvette cylindrique de $K_t=1,32$ avec l'application du critère supplémentaire ($d_c=300 \mu\text{m}$).

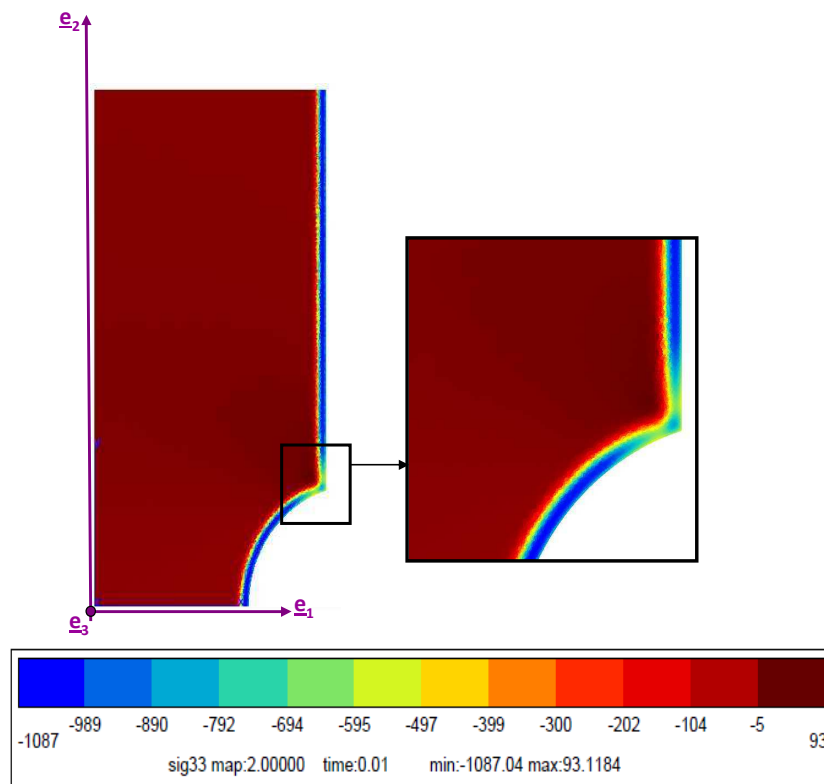


Figure IV-16 : Isovaleurs de la composante σ_{33} du tenseur des contraintes obtenues sur l'éprouvette cylindrique de $K_t=1,6$ avec l'application du critère supplémentaire ($d_c=500 \mu\text{m}$).

I.3.c. Bilan

Nous avons utilisé ici la méthode d'introduction directe des eigenstrains dans un calcul par éléments finis avec le code Zset/Zebulon. Le champ d'eigenstrains a été déterminé à partir des contraintes résiduelles mesurées sur le pion [001] grenailé d'une hauteur de 6 mm. En se basant sur le postulat que le champ d'eigenstrains ne dépend pas de la géométrie de la pièce pour des traitements similaires, ce dernier a été transposé au cas des éprouvettes cylindriques lisses et à concentration de contraintes. Les résultats sont encourageants par comparaison aux valeurs des contraintes résiduelles déterminées en surface des éprouvettes lisses et demanderont à être validés par des mesures en profondeur sur ces éprouvettes. Les résultats obtenus sont résumés sur la Figure IV-17 pour le profil de la composante σ_{22} du tenseur des contraintes obtenu pour toutes les géométries dans la profondeur des nœuds du bas (en fond d'encoche pour le cas des éprouvettes à concentration de contraintes). Ces résultats sont également comparés au profil obtenu sur le pion. Les différences observées viennent uniquement de la longueur de ligament³ de chaque géométrie : 6 mm pour l'éprouvette lisse, 4,5 mm pour le $K_t=1,32$ et 4 mm pour le $K_t=1,6$. L'équilibre des contraintes n'est donc pas le même.

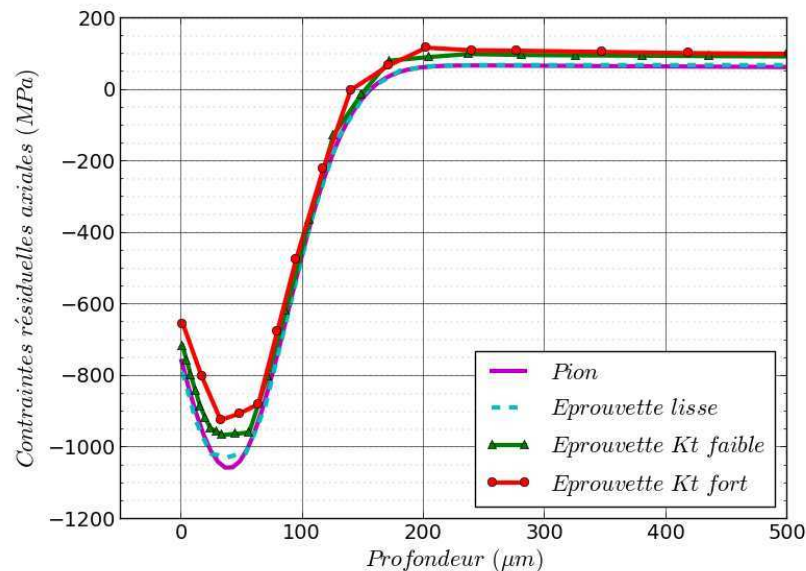


Figure IV-17 : Comparaison des contraintes axiales pour les éprouvettes lisses et à concentration de contraintes, en fond d'entaille.

A ce stade, cette méthodologie permet donc d'introduire les contraintes résiduelles ainsi que les déformations totale, élastique et plastique qui leur sont associées, comme état initial du calcul de structure. Cependant, cette méthodologie est purement élastique et ne prend donc pas en compte les différents écrouissages que peut également induire le grenailage. C'est ainsi l'objet de la partie suivante.

³ le ligament correspond au diamètre le plus petit des éprouvettes.

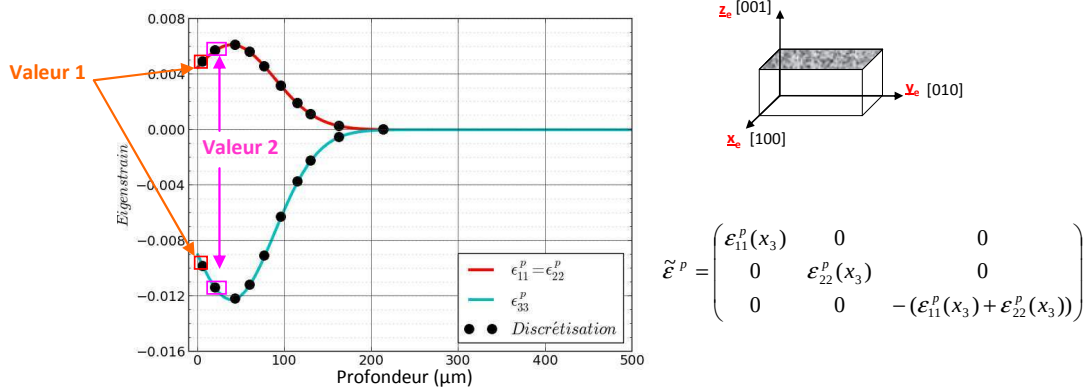
II. Introduction des écrouissages

L'objectif de ce paragraphe est de présenter une méthodologie permettant d'introduire, en plus des contraintes résiduelles et des eigenstrains, les écrouissages associés. La première idée serait d'introduire directement la déformation plastique cumulée estimée expérimentalement à partir d'une calibration effectuée sur les largeurs des pics de diffraction au Chapitre III. En effet, comme pour les eigenstrains, il est possible d'initialiser la déformation plastique cumulée en fonction de la profondeur, via le module `*var_mat_ini` de Zset/Zebulon. Cette idée est simple et facile à mettre en place dès lors que les valeurs expérimentales sont disponibles. Elle est suffisante pour un écrouissage isotrope ou pour tout autre modèle de comportement ne faisant intervenir qu'une seule variable d'écrouissage scalaire. Cependant, dès lors que plusieurs variables sont nécessaires ou bien qu'une des variables est tensorielle, il faut envisager une autre méthodologie. Nous proposons ici une méthodologie permettant de les calculer automatiquement quelle que soit la complexité de la loi et le nombre d'écrouissages. Cette méthodologie sera ici appliquée pour le cas de la loi isotrope à deux potentiels de Norton de l'AM1 qui, pour rappel, présente un écrouissage cinématique $\tilde{X}$ tel que $\tilde{X} = C\tilde{\varepsilon}_p - DX\left|\tilde{\varepsilon}_p\right|$.

II.1. Présentation de la démarche

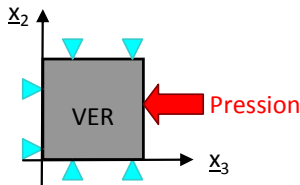
Le principe général de cette méthodologie consiste à chercher par itération, la pression normale à la surface grenailée à appliquer cycliquement afin d'obtenir, à la décharge, les valeurs des eigenstrains calculées précédemment pour chaque profondeur, au cours d'un calcul élasto-plastique. Notons que l'on peut également faire ces itérations sur les valeurs ciblées des contraintes résiduelles, si elles ont été mesurées sur la géométrie considérée. Par ailleurs, contrairement aux travaux de Grasty [Grasty1996] qui effectue ses calculs sur toute la structure, ce qui coûte cher en temps de calcul, nous proposons de réaliser des calculs préliminaires sur des éléments de volume représentatifs (VER) et reconstruire les profils des quantités sur la base des résultats obtenus. De plus, pour pallier l'évolution des valeurs des variables au cours du temps, le nombre de cycles effectués sur les VER correspondra au nombre nécessaire pour atteindre le cycle stabilisé (cycle à partir duquel l'état mécanique n'évolue plus). En pratique, cette méthodologie se décompose en plusieurs étapes qui sont schématisées sur la Figure IV-18.

ETAPE 1 : DISCRÉTISATION DU PROFIL D'EIGENSTRAINS OBTENU SUR LE PION



ETAPE 2 : CALCUL PRÉLIMINAIRE SUR ÉLÉMENTS DE VOLUME REPRÉSENTATIF (VER)

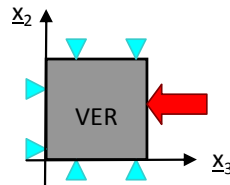
Calcul 1 : Optimisation de la pression sur la valeur 1 des eigenstrains



Valeurs récupérées :

- Valeur 1 de X_{ij}
- Valeur 1 de p

Calcul 2 : Optimisation de la pression sur la valeur 2 des eigenstrains

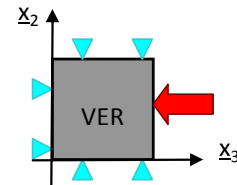


Valeurs récupérées :

- Valeur 2 de X_{ij}
- Valeur 2 de p

(...)

Calcul N : Optimisation de la pression sur la valeur N des eigenstrains



Valeurs récupérées :

- Valeur N de X_{ij}
- Valeur N de p

ETAPE 3 : OBTENTION DES VALEURS EN FONCTION DE LA PROFONDEUR

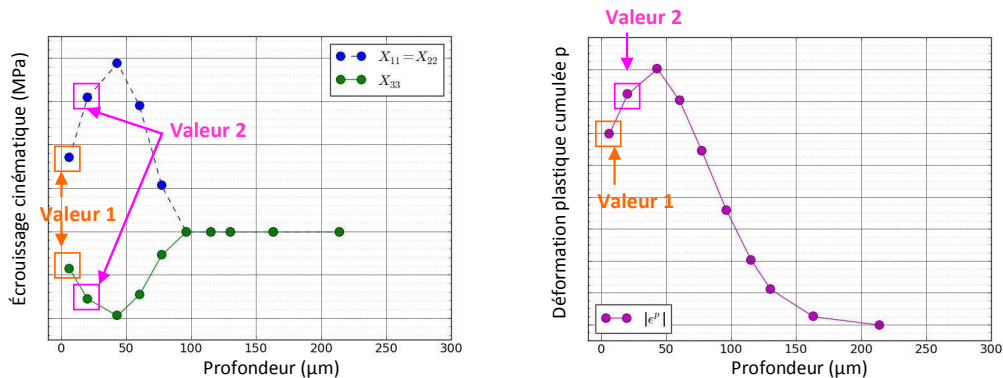


Figure IV-18 : Schéma de la procédure utilisée afin de déterminer les valeurs des écrouissages.

ETAPE 1 : La première étape consiste à discrétiser le profil d'eigenstrains de référence. Dans notre cas, il s'agit du profil obtenu sur le pion [001] grenailé. Cette discrétisation est représentée par des points noirs sur la Figure IV-18. Une dizaine de points est suffisante pour notre cas.

ETAPE 2 : On définit ensuite un élément de volume représentatif (VER), bloqué dans toutes les directions sauf x_3 supposée être la normale à la surface grenailée (Figure IV-18). Ce VER est en 2D

axisymétrique. Pour chaque valeur discrétisée du profil d'eigenstrains, on effectue un calcul par éléments finis en plasticité sur ce VER où l'on vient chercher par itération la pression à appliquer afin d'obtenir à la décharge du cycle stabilisé⁴, pour un état de contrainte macroscopique nul, les valeurs du tenseur de l'eigenstrain souhaitée. Les calculs sont effectués à 20°C (température approximative des mesures de contraintes) et à une fréquence de 0,25Hz. Cette dernière valeur a été choisie arbitrairement. Il est cependant à noter que la fréquence n'a pas d'effet à cette température. Pour notre cas, l'itération peut s'effectuer sur une seule composante du tenseur des eigenstrains car les composantes sont liées. En effet, pour rappel on a : $\epsilon_{11}^p = \epsilon_{22}^p$ et $\epsilon_{33}^p = -2\epsilon_{11}^p$.

A titre d'exemple, prenons la valeur de ϵ_{11}^p à 40 μm de profondeur obtenue sur le pion et qui vaut 0,006109 (valeur maximale sur la Figure IV-18). Le principe est de chercher de manière itérative la pression à appliquer sur l'élément de volume, supposé vierge de contrainte initialement, afin d'obtenir cette valeur au moment de la décharge. Ici le cycle stabilisé est atteint au bout de 20 cycles (soit 80 secondes). La pression optimisée est, pour ce cas, égale à -4250 MPa. L'évolution de ϵ_{11}^p au cours du temps, une fois la bonne pression identifiée, est présentée Figure IV-19 dans ce cas.

Une procédure python a été développée pour que les différentes itérations s'effectuent de manière automatique.

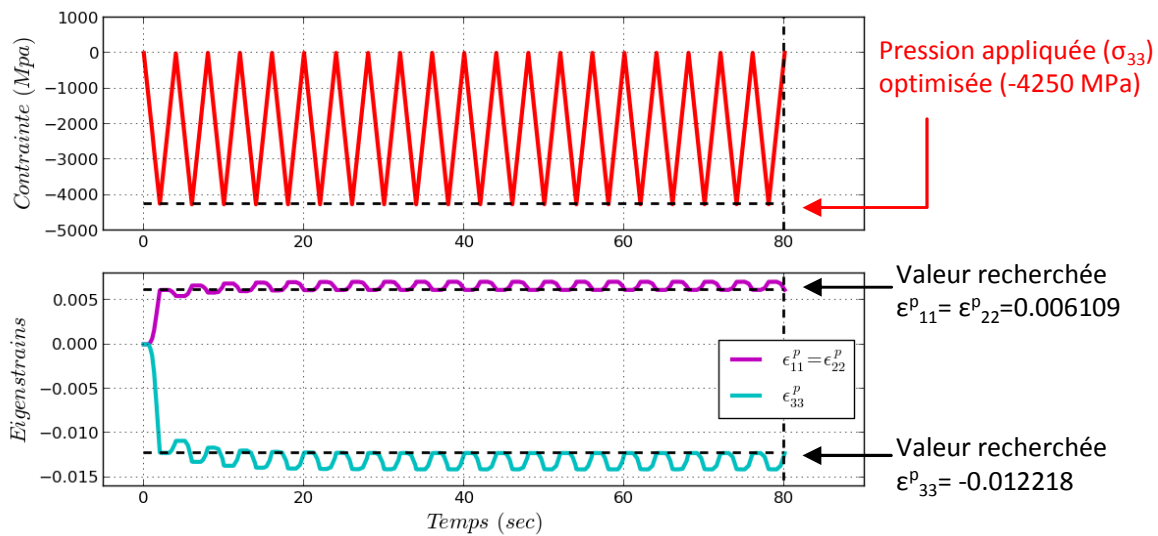


Figure IV-19 : Evolution de la pression appliquée et des eigenstrains en fonction du temps.

On obtient également pour chaque calcul, les évolutions des variables d'écrouissage. Ici, nous utilisons la loi isotrope de l'AM1 à deux potentiels de Norton. En regard de la forme des eigenstrains choisie, le tenseur d'écrouissage cinématique est de la forme suivante :

$$\tilde{X} = \begin{pmatrix} X_{11}(x_3) & 0 & 0 \\ 0 & X_{11}(x_3) & 0 \\ 0 & 0 & X_{33}(x_3) = -2X_{11}(x_3) \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV-47}$$

⁴ Cycle à partir duquel l'état mécanique n'évolue plus.

On note, ici, que l'on a choisi de présenter les résultats du tenseur $\tilde{X}$ pour plus de clarté au lieu de $\tilde{\alpha}$ qui est la variable interne associée mais dont les résultats numériques ne sont pas très parlants.

L'évolution de ces composantes pour l'exemple pris ci-dessus est présentée sur la Figure IV-20. Les valeurs obtenues dans ce cas sont $X_{11}=X_{22}=-1/2X_{33}=-200$ MPa.

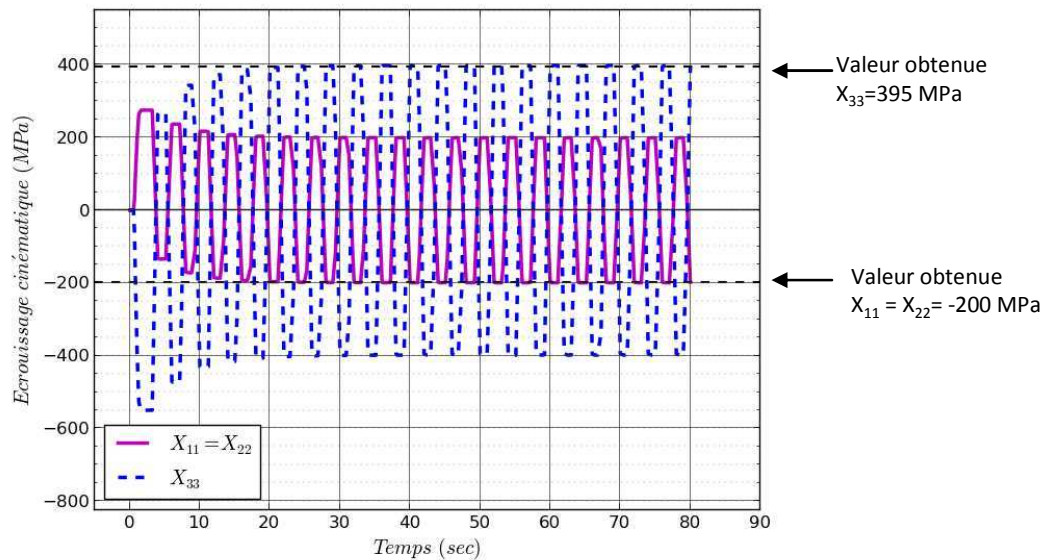


Figure IV-20 : Evolution des composantes du tenseur d'érouissage cinématique de la loi à deux potentiels de Norton de l'AM1 en fonction du temps.

En complément, la Figure IV-21 présente l'évolution de la déformation plastique cumulée obtenue pour ce cas.

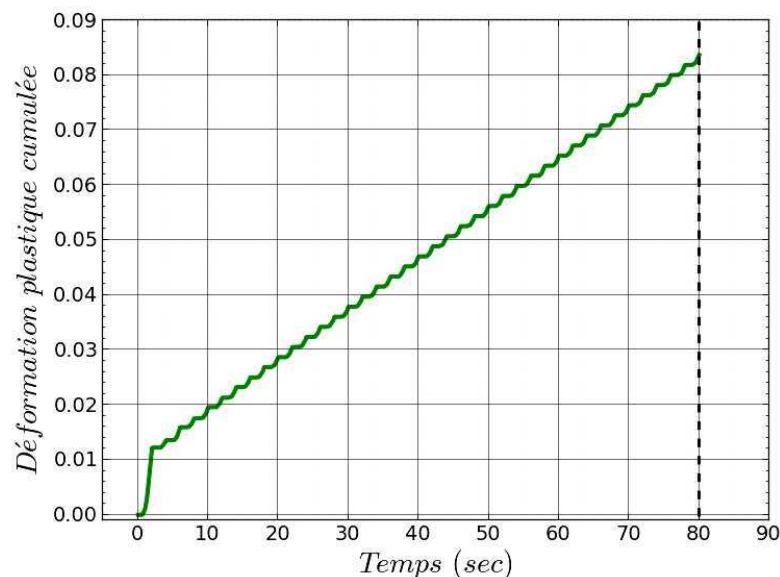


Figure IV-21 : Evolution de la déformation plastique cumulée en fonction du temps.

Remarque sur le cycle stabilisé :

Le cycle stabilisé est le cycle à partir duquel l'état mécanique est stable, c'est-à-dire à partir duquel les composantes mécaniques n'évoluent plus au cours des cycles. Le nombre de cycles à effectuer afin d'atteindre cette stabilisation dépend de la valeur de l'eigenstrain à atteindre. En effet, plus

l'eigenstrain est élevée, plus la pression appliquée sera élevée et plus le nombre de cycles à effectuer sera faible. Nous avons constaté que pour des valeurs d'eigenstrains inférieures à 0,007, le nombre de cycles à effectuer est largement supérieur à 1000 cycles, ce qui rend les calculs d'itération relativement longs. Par ailleurs, nous avons constaté que pour la loi à deux potentiels de Norton que nous utilisons, l'état stabilisé était atteint lorsque la moyenne de la composante X_{11} (mais aussi bien de X_{22} et X_{33} comme elles sont liées) du tenseur d'écroissage sur le cycle stabilisé, était nulle (Figure IV-20). Autrement dit, sur le cycle stabilisé, on a :

$$X_{11}^{moy} = \frac{X_{11}^{max} + X_{11}^{min}}{2} = 0 \quad \text{Eq. IV-48}$$

Et ce, de la même manière pour les composantes X_{22} et X_{33} .

On a donc à ce cycle stabilisé :

$$X_{11}^{max} = -X_{11}^{min}, \quad X_{22}^{max} = -X_{22}^{min}, \quad X_{33}^{max} = -X_{33}^{min} \quad \text{Eq. IV-49}$$

De plus, l'amplitude ($\Delta X_{ii}/2$) de ces variables à chaque cycle n'évolue que très peu.

$$\frac{\Delta X_{11}}{2} = \frac{X_{11}^{max} + X_{11}^{min}}{2} = C^te \quad \text{Eq. IV-50}$$

Au cycle stabilisé, on a donc :

$$\frac{\Delta X_{11}}{2} = X_{11}^{max}, \quad \frac{\Delta X_{22}}{2} = X_{22}^{max}, \quad \frac{\Delta X_{33}}{2} = X_{33}^{max} \quad \text{Eq. IV-51}$$

On peut alors, comme première approximation, se contenter de ne simuler que quelques cycles (1000 par exemple) et de prendre comme valeur de l'écroissage, l'amplitude sur le cycle de chaque composante dans le cas où le cycle stabilisé n'est pas atteint. On constate que dans ce cas, les valeurs sont de toutes façons, proches de zéro.

La Figure IV-22 illustre cela pour le cas d'une valeur d'eigenstrain souhaitée de $\varepsilon_{11}^p = \varepsilon_{22}^p = 0,001876$. Le cycle stabilisé n'est pas atteint au bout de 1000 cycles. En effet, la moyenne des composantes au dernier cycle n'est pas nulle. Nous choisissons donc de prendre comme valeur, l'amplitude des composantes, soit une valeur inférieure à 0,25 MPa ($=0,5/2$) que nous pouvons considérer comme nulle.

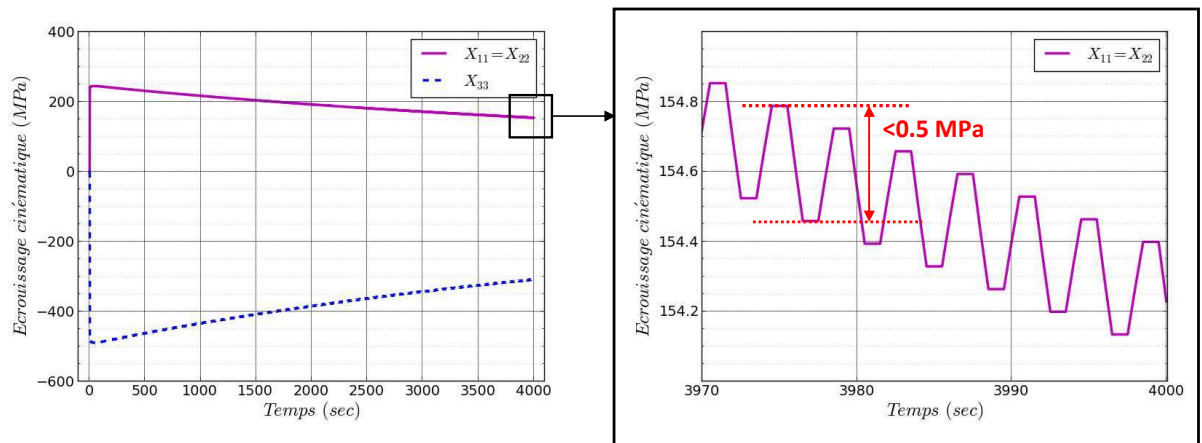


Figure IV-22 : Evolution de la variable d'écroissage en fonction de temps pour une valeur d'eigenstrain de $\varepsilon_{11}^p = \varepsilon_{22}^p = 0,001876$.

II.2. Résultats obtenus

Une fois que l'ensemble des calculs a été effectué, il est possible de déterminer les profils des quantités en fonction de la profondeur. Les figures ci-dessous présentent respectivement les profils des pressions optimisées appliquées, des écrouissages cinématiques et de la déformation plastique cumulée obtenus au cycle stabilisé dans le cas où il est atteint et au bout de 1000 cycles autrement (Tableau IV-1). Ce dernier cas est représenté par des étoiles noires sur les figures.

N° du calcul	ε_{11}^p	Nombre de cycles effectués (cycles stabilisés)
1	0,004921	50
2	0,005704	30
3	0,006109	20
4	0,005594	30
5	0,004553	60
6	0,003146	1000 (Non stabilisé)
7	0,001876	1000 (Non stabilisé)
8	0,001124	1000 (Non stabilisé)
9	0,000264	1000 (Non stabilisé)
10	0,000012	1000 (Non stabilisé)

Tableau IV-1 : Nombre de cycles effectué pour atteindre le cycle stabilisé et l'eigenstrain souhaité, pour chaque valeur de la composante d'eigenstrains suivant $\underline{e}_1$ correspondant à un numéro de calcul sur VER.

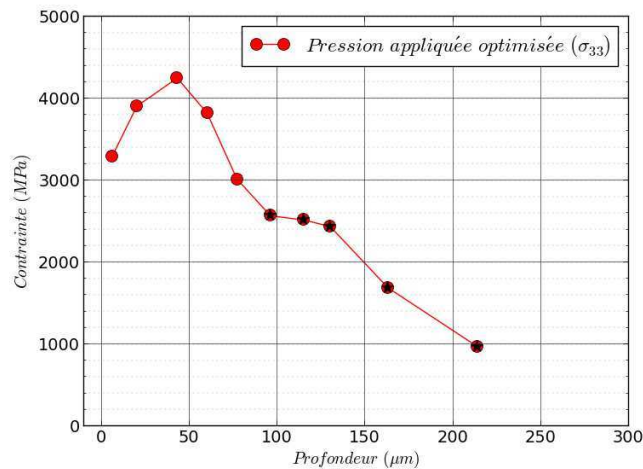


Figure IV-23 : Profil de pressions appliquées optimisées.

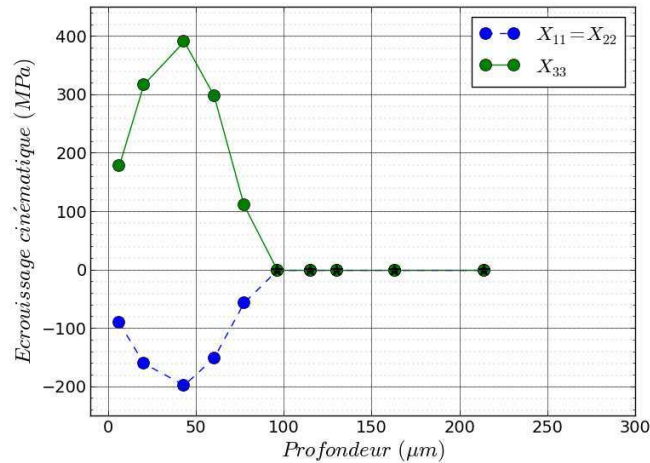


Figure IV-24 : Profil des composantes du tenseur d'érouissage cinématique.

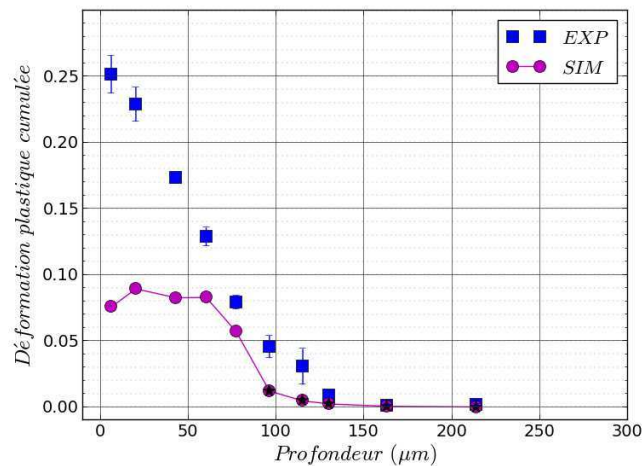


Figure IV-25 : Profil de déformation plastique cumulée obtenu au cycle stabilisé par simulation (en mauve) et celui obtenu expérimentalement (en bleu).

On constate néanmoins que la déformation plastique cumulée obtenue par ces calculs (Figure IV-25 en violet) est relativement faible en regard de celle obtenue d'un point de vue expérimental et rappelée sur la Figure IV-25 en bleu. En effet, la valeur obtenue numériquement en surface, par exemple, est de 7,5% alors que nous avons déterminé expérimentalement que la valeur en surface était de l'ordre de 25% (cf. Chapitre III). Cela n'est pas étonnant car dans la réalité cette déformation plastique cumulée est le résultat de l'impact de plusieurs billes sur la surface de la pièce qui donne lieu à la superposition des zones plastifiées obtenues à chaque impact. De plus, l'histoire du chargement n'est pas connue. Pour cela, des simulations avec impact de plusieurs billes seraient nécessaires. Néanmoins, ce qui nous intéresse, ici, c'est l'état résiduel après grenaillage. Il est alors possible d'augmenter le nombre de cycles effectué sur les VER pour pouvoir atteindre la déformation plastique cumulée obtenue expérimentalement. La pression exercée reste la même que celle déterminée précédemment. Cela dit comme nous avons fait en sorte d'atteindre un cycle stabilisé (où l'état mécanique n'évolue plus), nous pouvons directement introduire dans le calcul cette valeur expérimentale de la déformation plastique cumulée.

A titre indicatif, il faut, par exemple, effectuer 170 cycles pour le premier calcul pour obtenir une déformation plastique cumulée de 25%, au contraire, il faut plus de 12000 cycles pour atteindre à une profondeur de 100 μm une valeur de 5%. Ces nombres peuvent être mis en regard du nombre d'impacts moyen de billes obtenu par simulation avec le logiciel GUSimu [Badreddine2014] qui était de 720 impacts par mm^2 (cf. Chapitre II). Cela dit, le trajet choisi ici est purement radial alors que le grenaillage fait intervenir des trajets fortement non radiaux. Toutefois, en moyenne, par symétrie (au moins sur un échantillon plan ou de faible courbure), on peut considérer que le trajet moyen est radial. De ce fait, le nombre de cycles obtenu dans le modèle n'est pas nécessairement représentatif du nombre d'impact vu par un point de la surface grenaillée.

Avec cette procédure, il est donc possible d'introduire, en plus du champ d'eigenstrains, les variables d'écrouissage associées ainsi que la déformation plastique cumulée qui était, par ailleurs, connue expérimentalement. Pour les changements de géométries les quantités sont introduites via un changement de repère comme pour le cas du champ d'eigenstrains (§1.3 p.163) pour les différentes géométries d'éprouvettes.

Cette méthodologie permet d'initialiser les variables internes pour un calcul de pièce en se donnant un état mécanique résiduel complet en termes de contraintes résiduelles et d'écrouissage. Pour des modèles de comportement complexes où interviennent, par exemple, des mécanismes d'adoucissement ou de durcissement couplés aux phénomènes d'écrouissage cinématique, l'initialisation de l'état résiduel après grenaillage passe par la définition d'une valeur initiale pour chaque variable d'écrouissage et les couplages associés. La procédure permet donc de réaliser cette étape de manière simple et transparente quel que soit le formalisme du modèle adopté qui peut parfois être des plus complexes.

La procédure précédemment décrite a été expliquée en prenant l'exemple de l'utilisation de la loi isotrope à deux potentiels de Norton de l'AM1. Néanmoins, une routine a été mise en place permettant d'identifier les variables d'écrouissages pour n'importe quelle loi de comportement. Les calculs et les post-traitements se faisant automatiquement.

III. Prise en compte de l'anisotropie du matériau

Dans les parties précédentes, nous avons présenté une méthodologie permettant d'introduire les champs de contraintes résiduelles, d'eigenstrains, de déformation plastique cumulée et des variables d'écrouissage du modèle, induits par le grenaillage, sous la forme de champs initiaux dans un calcul de structure par éléments finis. Cependant, cette méthodologie a été développée en considérant le cas d'un matériau avec un comportement isotrope, or le matériau étudié ici est un monocristal et présente donc un comportement anisotrope. Il est donc essentiel de prendre en compte cette spécificité afin que les calculs de durée de vie futurs soient plus pertinents. Nous proposons donc de généraliser cette méthodologie dans ce paragraphe.

III.1. Présentation de la méthodologie dans le cas de l'éprouvette cylindrique lisse

III.1.a. Données initiales

Comme précédemment le profil des eigenstrains est obtenu à partir des contraintes résiduelles mesurées sur le pion [001] grenaillé, en utilisant, cette fois, les constantes d'élasticité anisotropes du matériau (comme c'était le cas dans le Chapitre III). Ce champ de contraintes est rappelé Figure IV-26. On fait l'hypothèse que les composantes σ_{22} et σ_{33} sont strictement égales. Les contraintes de cisaillement sont prises égales à zéro, strictement.

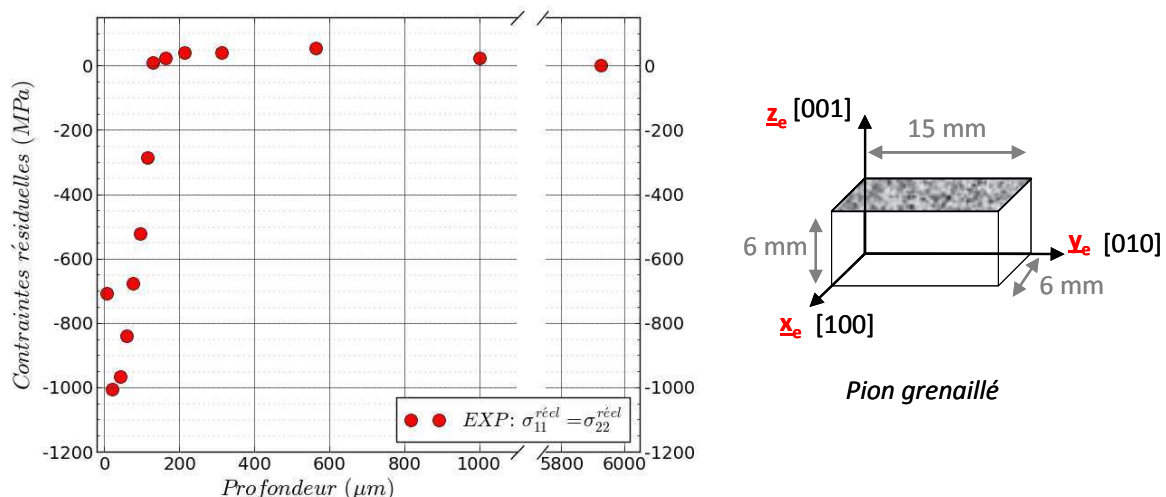


Figure IV-26 : Profil de contraintes résiduelles obtenu sur le pion [001] grenaillé (cf. Chapitre III). Les valeurs ont été calculées avec l'hypothèse du bord libre et avec les constantes d'élasticité anisotrope de l'AM1. Elles ont été corrigées de l'enlèvement de matière [Moore1958].

Le champ d'eigenstrains est alors calculé via la méthode présentée précédemment. C'est-à-dire en ce basant sur l'expression reliant les eigenstrains aux contraintes déterminées au paragraphe I.1.b p.153, Eq. IV-22, et en ajustant le profil des eigenstrains avec une fonction de Gauss (cf. §I.2. p.161). Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous.

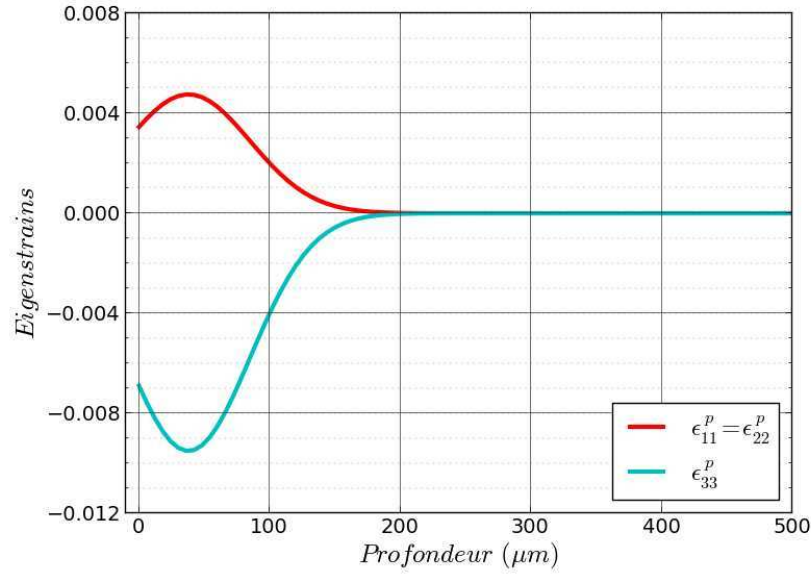
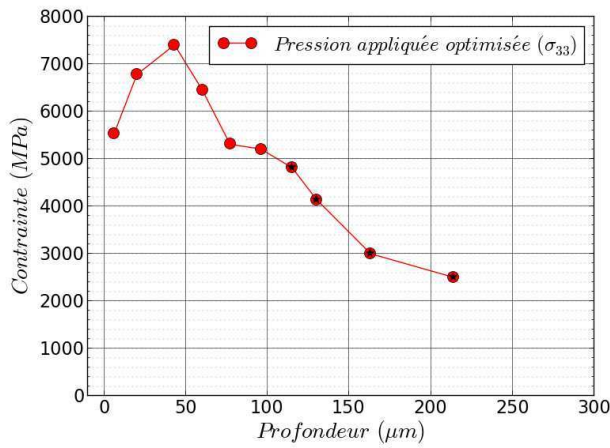


Figure IV-27 : Profil d'eigenstrains obtenu sur le pion [001] grenailé.

Ce profil est donc choisi comme notre profil de référence à introduire sur les éprouvettes cylindriques.

Comme précédemment, on effectue les calculs préliminaires sur VER, cette fois 3D et avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique avec restauration de l'AM1 (cf. Chapitre I), et nous pouvons ainsi déterminer la pression à appliquer au cycle stabilisé pour obtenir ce champ d'eigenstrains (Figure IV-28).



(a)

N° du calcul	ϵ_{11}^p	Nombre de cycles effectués (Cycles stabilisés)
1	0,003885	125
2	0,004494	25
3	0,004784	20
4	0,004350	25
5	0,003507	500
6	0,002392	1000 (Non stabilisé)
7	0,001404	1000 (Non stabilisé)
8	0,000829	1000 (Non stabilisé)
9	0,000187	1000 (Non stabilisé)
10	0,000008	1000 (Non stabilisé)

(b)

Figure IV-28 : (a) Profil de la pression appliquée optimisée sur les VER pour atteindre le champ d'eigenstrains au cycle stabilisé. – (b) Nombre de cycles effectués pour atteindre le cycle stabilisé, pour chaque valeur de la composante d'eigenstrains suivant ϵ_1 correspondant à un numéro de calcul.

Dans un second temps, nous déterminons le nombre de cycles nécessaire pour atteindre la déformation plastique cumulée. Notons néanmoins que cette dernière n'est pas donnée directement en sortie des calculs de Zebulon. Rappelons, en effet, que la loi cristallographique utilisée ici, est écrite sur les systèmes de glissement. Les sorties que nous avons sont alors la déformation plastique

cumulée sur les systèmes octaédriques p_{oct} (notée « evgeq » dans Zebulon) et celle sur les systèmes cubiques p_{cub} (notée « cugeq » dans Zebulon). Nous avons donc à ce stade deux possibilités :

POSSIBILITÉ 1 : la première consiste à déterminer une relation entre la déformation plastique cumulée « macroscopique » (p_{macro}) et celle cumulée sur les systèmes de glissement octaédriques et cubiques. Cette relation peut être identifiée dans des cas simples telle que la traction en se basant sur la définition de la déformation plastique cumulée rappelée ci-dessous et sur les relations de passage micro-macro [DeBussac1992].

$$\dot{p}_{macro} = \sqrt{\frac{2}{3}} \tilde{\dot{\epsilon}}^p : \tilde{\dot{\epsilon}}^p \quad \text{Eq. IV-52}$$

Dans le cas d'une sollicitation en traction selon la direction $\langle 001 \rangle$, pour lequel seuls huit systèmes de glissement octaédriques s'activent, on trouve la relation suivante :

$$\dot{p}_{oct} = \sqrt{6} \dot{p}_{macro} \quad \text{Eq. IV-53}$$

Pour le cas d'un chargement cyclique, la déformation plastique cumulée est définie de la manière suivante :

$$p_{macro} = \int_0^t \dot{p}_{macro}(\tau) d\tau \quad \text{Eq. IV-54}$$

En utilisant l'expression de la relation Eq. IV-53, on obtient :

$$p_{macro} = \int_0^t \frac{1}{\sqrt{6}} \dot{p}_{oct}(\tau) d\tau = \frac{1}{\sqrt{6}} p_{oct} \quad \text{Eq. IV-55}$$

La relation entre les deux quantités est donc la même que ce soit en traction monotone ou en traction cyclique.

Connaissant cette relation, nous cherchons donc le nombre de cycles à effectuer pour atteindre une valeur de déformation plastique cumulée sur les systèmes de glissement octaédriques égale à $\sqrt{6}$ fois celle macroscopique mesurée expérimentalement. Notons que cette démarche est aisée uniquement par le fait que nous avons effectué nos mesures sur une orientation selon $\langle 001 \rangle$ où seul les systèmes de glissement octaédriques s'activent.

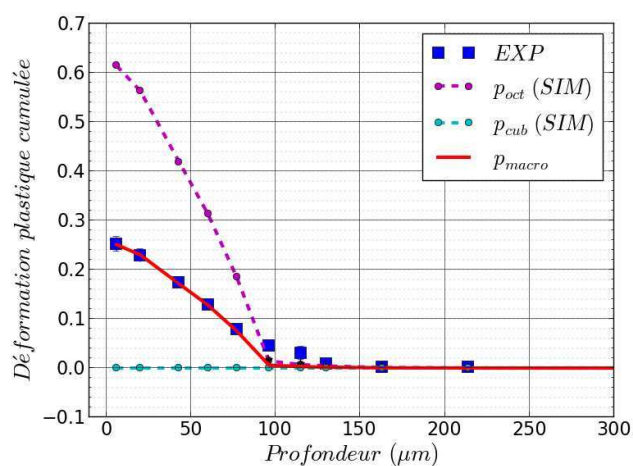
POSSIBILITÉ 2 : Une autre solution consiste à calculer « à la main » pour chaque itération, la déformation plastique cumulée macroscopique. En effet, cela est facilement réalisable en utilisant les valeurs des composantes du tenseur de déformation plastique « macroscopique » $\tilde{\epsilon}^p$ donnée en sortie de Zebulon. La définition en traction pure est donnée Eq. IV-52 et celle en cyclique peut être approximée par la relation suivante :

$$p_{macro} = 2N\Delta\epsilon_{11}^p \quad \text{Eq. IV-56}$$

Où N est le nombre de cycle effectués et $\Delta\epsilon_{11}^p$ est l'étendue de la composante du tenseur de déformation plastique dans la direction de sollicitation.

Dans ce cas nous cherchons alors le nombre de cycles permettant d'atteindre directement la déformation plastique cumulée macroscopiquement mesurée expérimentalement. Cette deuxième démarche a pour avantage d'être applicable simplement pour n'importe quelle direction cristallographique de sollicitation.

La Figure IV-29 présente le profil de déformation plastique cumulée obtenu ainsi que le nombre de cycles effectué pour chaque profondeur permettant d'atteindre cette dernière.



(a)

N° du calcul	$p_{macro}(\%)$	$p_{oct}(\%)$	Nombre de cycles effectués pour atteindre p_{macro}
1	25	61,2	608
2	23,1	56,6	87
3	17,2	42,2	43
4	12,9	31,6	64
5	7,5	18,4	650
6	4,91	12,0	1000 (Non stabilisé)
7	3,64	8,92	1000 (Non stabilisé)
8	1,46	3,58	1000 (Non stabilisé)
9	0,0547	0,134	1000 (Non stabilisé)
10	0	0	1000 (Non stabilisé)

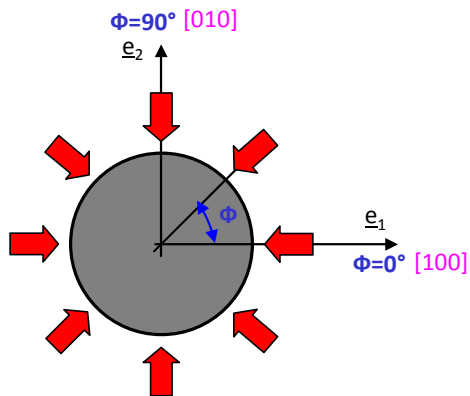
(b)

Figure IV-29 : (a) Profil de déformation plastique cumulée obtenu. – (b) Nombre de cycles effectués pour atteindre la valeur de la déformation plastique cumulée obtenue expérimentalement (p_{macro}).

III.1.a. Extension au cas anisotrope

Prendre en compte l'anisotropie du matériau revient à identifier une dépendance du champ d'eigenstrains et des autres variables en fonction de l'orientation cristalline. On notera ϕ l'angle de cette orientation avec $\phi=0^\circ$ pour la direction [100] et $\phi=90^\circ$ pour la direction [010] (Figure IV-30). La méthodologie précédemment exposée consistait à déterminer par itération la pression pour laquelle on obtenait les eigenstrains voulus à la décharge une fois la pression ramenée à zéro et donc pour un état de contrainte macroscopique nul. Les eigenstrains ayant été déterminés à partir des valeurs expérimentales des contraintes résiduelles sur un pion orienté selon [100] ($\phi=0^\circ$). Nous allons ici faire l'hypothèse que la pression « équivalente » ainsi que le nombre de cycles déterminés pour cette orientation sont identiques pour toutes les autres orientations (Figure IV-30). Cela se justifie par le fait que le grenaillage par ultrasons est un traitement effectué de façon homogène sur toute la surface des éprouvettes lisses et que la pression moyenne exercée par les billes est, par analogie avec la théorie cinétique des gaz, déterminée par le nombre d'impacts par unité de surface et leur vitesse moyenne. Nous pouvons alors utiliser cette pression pour effectuer des calculs préliminaires sur des éléments de volume orientés selon différents angles ϕ , et ce, pour chaque profondeur.

Vu de dessus de l'éprouvette lisse



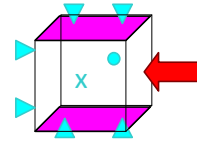
Hypothèses :

Grenailage $\Leftrightarrow$ Pression normale
identique dans toutes les directions

Calculs préliminaires sur VER en 3D

$\Rightarrow$ Pour chaque calcul l'orientation
du VER change d'orientation
cristalline avec l'angle ϕ

Calcul 1 : $\phi=0^\circ$ [100]



(...)

Calcul N : $\phi=45^\circ$ [110]

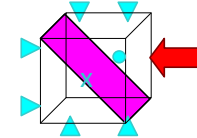


Figure IV-30 : Schéma de la procédure permettant de prendre en compte l'anisotropie du matériau.

Pour des raisons de symétrie du comportement anisotrope de l'AM1, nous pouvons nous contenter de ne considérer que les angles compris entre 0° et 45° (ce dernier correspondant à la direction [110]). La Figure IV-31 présente, par exemple, l'évolution de ϵ_{rr}^p obtenue en fonction de la profondeur et de l'angle ϕ considéré.

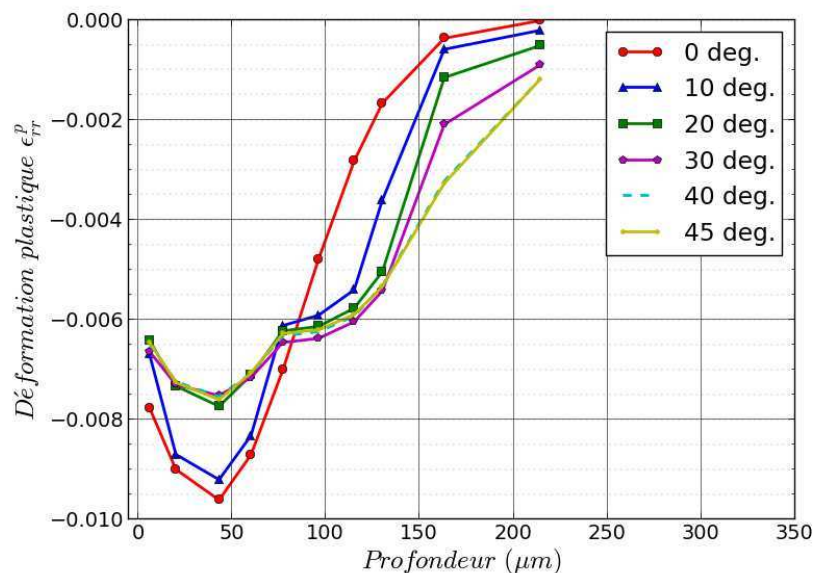


Figure IV-31 : Evolution de la déformation plastique ϵ_{rr}^p en fonction de la profondeur et de la désorientation cristalline par rapport à [100].

Afin d'identifier une fonction permettant de décrire la dépendance des composantes des eigenstrains en fonction de la profondeur et de l'orientation cristalline du matériau, nous avons représenté la valeur maximale des eigenstrains (valeur à 42 µm de profondeur) en fonction de ϕ (Figure IV-32).

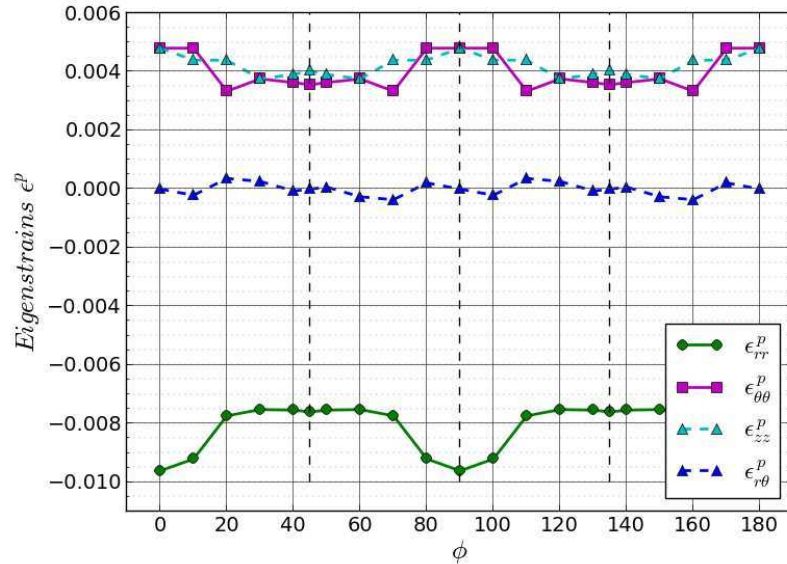


Figure IV-32 : Evolution de la valeur à 42 µm des composantes des eigenstrain en fonction de la désorientation cristalline par rapport à la direction [100] (angle ϕ).

En première approximation, nous faisons l'hypothèse que l'évolution de ces composantes peut être représentée par des fonctions sinusoïdales et que les profils en fonction de la profondeur peuvent être représentés par des fonctions gaussiennes. On a ainsi :

$$\epsilon_{ij}^p(r, \phi) = h(\phi) \cdot \exp\left(-\left(\frac{r-r_0}{b}\right)^2\right) \text{ avec } h(\phi) = a \cdot \sin(\omega \times \phi + \varphi) + c \quad \text{Eq. IV-57}$$

où a , c , ω , φ sont à déterminer.

La même démarche est appliquée aux variables d'écrouissage et à la déformation plastique cumulée. Ces fonctions peuvent, comme précédemment, être introduites dans le module *var_mat_ini.

A titre d'exemple, la Figure IV-33 présente l'évolution de la valeur maximale (située en surface) des déformations plastiques cumulées associées aux systèmes cubiques et octaédriques en fonction de l'angle ϕ . La déformation plastique cumulée macroscopique calculée à l'aide de l'Eq. IV-56 est également reportée sur cette figure. L'évolution de cette dernière est discutée en regard des essais expérimentaux p.193.

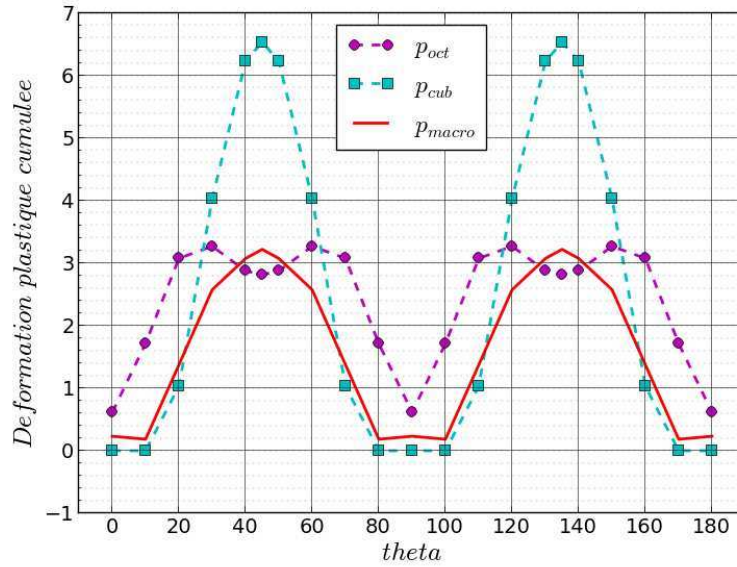


Figure IV-33 : Evolution de la valeur en surface de la déformation plastique cumulée sur les systèmes octaédriques (en rouge) et les systèmes cubiques (en bleu) en fonction de la désorientation cristalline par rapport à la direction [100] (angle ϕ).

III.1.b. Maillage et conditions aux limites

L'objectif est à présent d'introduire les profils des quantités précédemment obtenues en fonction de la profondeur et de l'orientation cristallographique ϕ dans un calcul de structure.

La Figure IV-34 présente le maillage utilisé ainsi que les repères associés à l'éprouvette. On simule un quart de l'éprouvette avec une hauteur de 500 μm . Des conditions de symétries sont appliquées sur les bords : $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ ($e_1=0$ et $e_2=0$) et en bas de l'éprouvette. Une condition de type « mpc » est appliquée en haut. Des éléments 3D quadratiques de tailles progressives sont utilisés. Les repères ($\underline{e}_1$, $\underline{e}_2$, $\underline{e}_3$) et ($\underline{e}_r$, $\underline{e}_\theta$, $\underline{e}_z$) sont, respectivement, le repère global fixe et le repère local (repère cylindrique) associé à l'éprouvette.

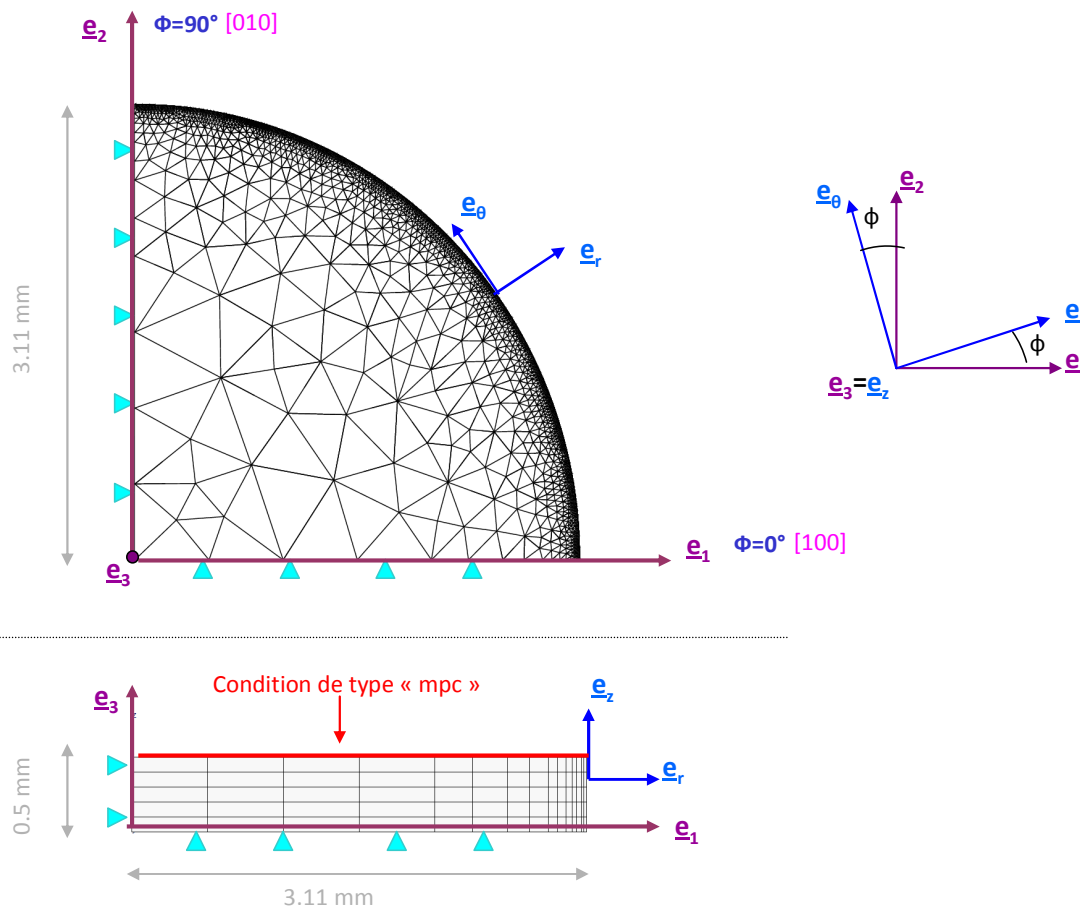


Figure IV-34 : Maillage 3D de l'éprouvette lisse et les repères associés à cette dernière.

III.1.c. Résultats obtenus

Les Figures IV-35, IV-36, IV-37 et IV-38 montrent, respectivement, les résultats obtenus dans le repère cylindrique $(\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_z)$ de l'éprouvette en termes de contraintes radiale σ_{rr} (suivant $\underline{e}_r$), circonférentielle $\sigma_{\theta\theta}$ (suivant $\underline{e}_\theta$), axiale σ_{zz} (suivant $\underline{e}_z$) et de cisaillement $\sigma_{r\theta}$. Les composantes non représentées sont nulles.

Pour chaque composante, on retrouve bien des valeurs identiques de contraintes suivant [100] ($\phi = 0^\circ$) et [010] ($\phi = 90^\circ$) et une symétrie à 45° , ce qui est cohérent avec les symétries du comportement du matériau. Les valeurs obtenues en surface pour la composante radiale σ_{rr} (suivant $\underline{e}_r$) sont proches de zéro, et la valeur maximale pour cette composante est inférieure à 60 MPa. Pour la composante axiale σ_{zz} (suivant $\underline{e}_z$), les valeurs sont constantes dans la circonférence de l'éprouvette avec une valeur maximale de -1000 MPa atteinte à une profondeur de 35 μm environ. Néanmoins, pour le cas de la composante circonférentielle $\sigma_{\theta\theta}$ (suivant $\underline{e}_\theta$), on observe une variation des valeurs en fonction de l'angle ϕ . On note, en effet, que la valeur maximale varie entre -980 MPa pour la direction [100] et -1427 MPa pour la direction [110]. Pour finir, la composante de cisaillement $\sigma_{r\theta}$ varie également en fonction de l'angle ϕ avec une valeur de ± 30 MPa.

Comparaison essais / calculs :

Ces résultats de calcul peuvent être comparés aux valeurs expérimentales qui ont été présentées au Chapitre III. Pour rappel, ces mesures ont été effectuées sur l'éprouvette cylindrique grenillée selon les orientations <001> et dont le tenseur des contraintes moyen dans le repère cylindrique est rappelé ci dessous :

$$\tilde{\sigma}_{cyl}^{[001]}(\sigma_{rr} = 0) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -750 & 0 \\ 0 & 0 & -750 \end{pmatrix} \text{ MPa} \quad \text{Eq. IV-58}$$

Sur cette même éprouvette, les mesures en surface selon les orientations <110> n'avaient pas pu être effectuées à cause de la présence de grains et d'un trop fort écrouissage. Néanmoins, des mesures sur pion de normale à la surface orientée selon la direction [101] ont pu être effectuées et ont donné le tenseur des contraintes dans le repère cartésien suivant ($\underline{e}_3$ étant la normale suivant la direction [101], $\underline{e}_1$ est suivant [10-1] et $\underline{e}_2$ est suivant [010]) :

$$\tilde{\sigma}_e^{[101]}(\sigma_{33} = 0) = \begin{pmatrix} -1039 \pm 5 & 15 \pm 2 & 17 \pm 1 \\ 15 \pm 2 & -834 \pm 5 & 4 \pm 1 \\ 17 \pm 1 & 4 \pm 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ MPa} \quad \text{Eq. IV-59}$$

Ces valeurs sont reportées sur les Figures IV-36-b, IV-36-c, IV-37-b et IV-37-c où sont tracer les profils des composantes des contraintes axiales et circonférentielles obtenues par calcul selon les directions [100] et [110] sur l'éprouvette cylindrique lisse.

Ainsi, concernant l'orientation [100], les valeurs obtenues par calculs sont du même ordre de grandeur que les mesures expérimentales, on observe néanmoins un écart de 20 MPa et de 100 MPa pour les composantes axiales et circonférentielles, respectivement. Cette erreur peut provenir d'une part, des incertitudes de mesures qui, pour rappel, sont de l'ordre de 50 MPa et d'autre part, de la différence de grenailage entre le pion et l'éprouvette cylindrique car, rappelons-le, les calculs sont effectués à partir des mesures du profil effectuées sur le pion de normale à la surface orientée selon l'orientation [100].

Selon la direction cristallographique [110], et en considérant l'axe $\underline{e}_1$ du pion comme étant suivant la direction circonférentiel de l'éprouvette (suivant $\underline{e}_\theta$), on obtient également des résultats proches entre les calculs et les mesures expérimentales. Les composantes circonférentielles et axiales présentent des écarts respectifs avec les mesures sur le pion [101] de 60 MPa et 10 MPa ce qui reste dans l'incertitude de mesure.

Ces observations tendent à montrer la validité de la méthodologie proposée ici permettant d'introduire un profil de contraintes résiduelles anisotrope à partir de mesures effectuées dans une seule direction cristallographique, ici selon [001]. Néanmoins, d'autres mesures devront absolument être effectuées pour valider complètement cette méthodologie. Dans un premier temps, des mesures selon la direction [110] sur une éprouvette cylindrique. En effet, jusqu'à présent les mesures on été effectuées seulement sur un pion. Ensuite, il serait intéressant d'effectuer des profils de contraintes résiduelles dans la profondeur de l'éprouvette. Des mesures, dans d'autres directions, au moins en surface seraient également intéressantes dans le but de valider cette méthodologie.

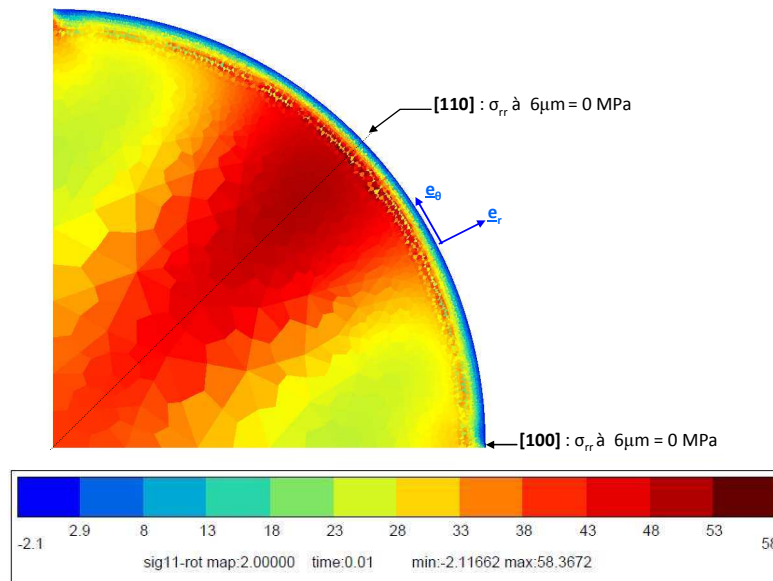


Figure IV-35 : Isovaleurs de la composante radiale σ_{rr} du tenseur des contraintes.

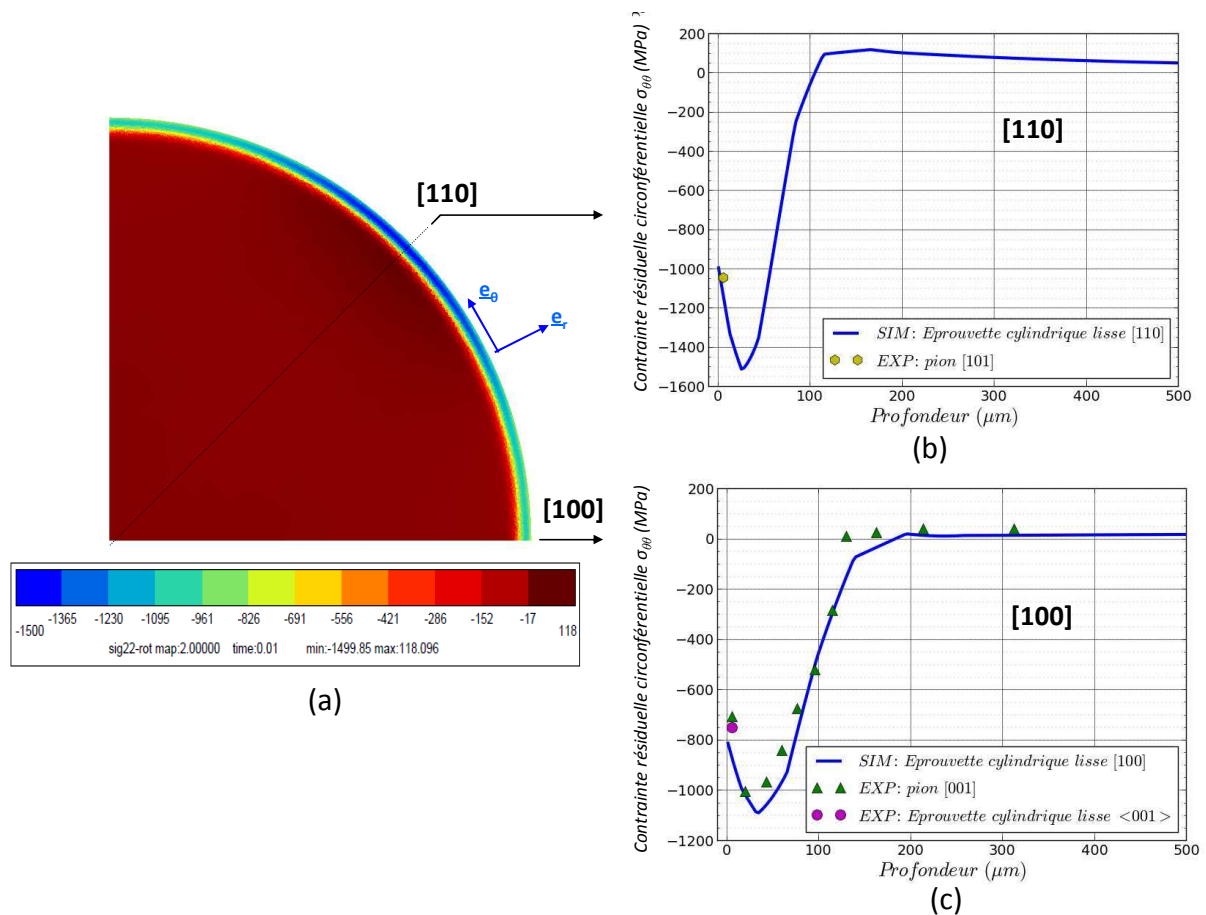


Figure IV-36 : (a) Isovaleurs de la composante circonférentielle $\sigma_{\theta\theta}$ du tenseur des contraintes – (b) Profil de contraintes résiduelles selon la direction [110] et (c) [100].

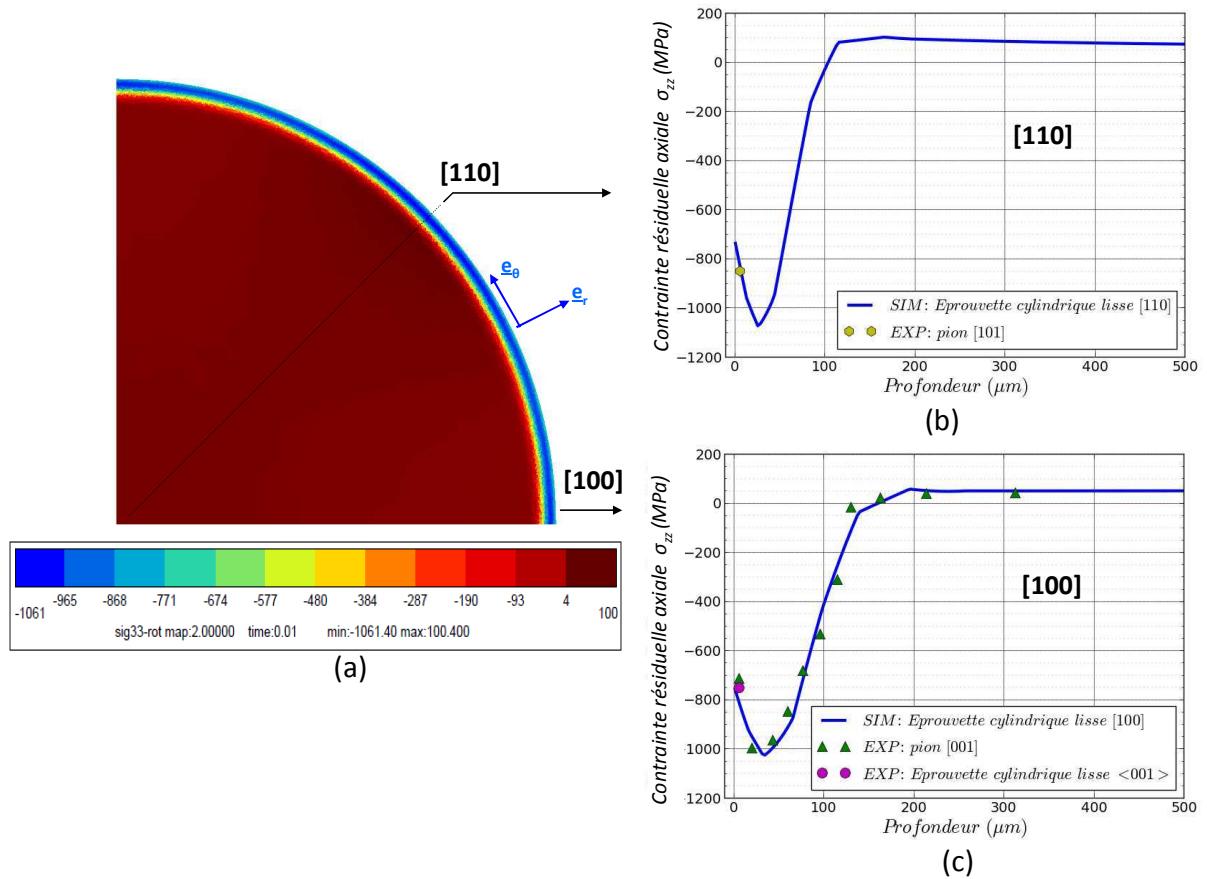


Figure IV-37 : (a) Isovaleurs de la composante axiale σ_{zz} du tenseur des contraintes – (b) Profil de contraintes résiduelles selon la direction [110] et (c) [100].

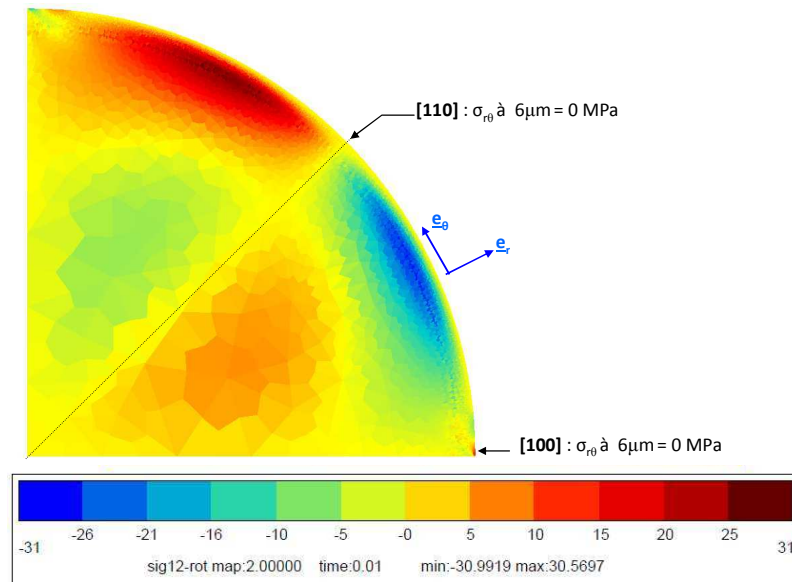


Figure IV-38 : Isovaleurs de la composante de cisaillement $\sigma_{r\theta}$ du tenseur des contraintes.

Les Figures IV-39 et IV-40 présentent les isovaleurs des déformations plastiques cumulées obtenues sur les systèmes octaédriques p_{oct} et sur les systèmes cubiques p_{cub} . Les valeurs correspondent strictement aux valeurs déterminées lors des calculs sur VER (Figure IV-33). Selon la direction [001],

les valeurs de p_{oct} et p_{cub} sont respectivement de 0,6 et 0 et selon la direction [110], ces dernières sont égales respectivement à 2,8 et 6,41. Néanmoins, si nous comparons à présent les valeurs des déformations plastiques cumulées macroscopiques calculées à partir des calculs sur VER, nous constatons que la valeur selon la direction [110] en surface est de l'ordre de 320%. Cette valeur est plus élevée que celle obtenue sur éprouvette lisse selon la direction [100] de 25%, ce qui est cohérent avec le fait que nous avons observé des pics tellement large selon cette direction [110] que nous n'avions pas pu déterminer leur position (Chapitre III). Néanmoins l'écart entre les deux directions semble trop élevée d'autant plus que nous avons observé expérimentalement, lors de l'étalonnage de la déformation plastique cumulée à l'aide des largeurs des pics de diffraction que ces largeurs étaient proches pour le pion [001] et le pion [101].

A ce stade plusieurs hypothèses peuvent être avancées :

- Dans un premier temps, la calibration effectuée au Chapitre III permettant d'obtenir la valeur de la déformation plastique cumulée macroscopique a été réalisée à l'aide d'une éprouvette plate d'orientation [100]. La calibration avec une éprouvette orientée selon la direction [110] ne donnera peut-être pas la même relation entre la largeur des pics et la déformation plastique en raison de l'anisotropie du matériau.
- Dans un second temps, nous avons supposé dans les calculs par éléments finis que la pression équivalente et le nombre de cycle appliqué étaient le même pour toutes les directions cristallographiques. Dans le cas des contraintes, nous obtenons des résultats relativement cohérents en regard des essais expérimentaux, néanmoins nous constatons que pour le cas de la déformation plastique cumulée les valeurs obtenues dans la direction [110] est très élevée. On peut alors supposer, bien que cette hypothèse semble raisonnable, que le nombre de cycle « équivalent » à effectuer n'est pas le même dans toutes les directions.

Ces observations mettent donc en avant l'importance d'effectuer l'étalonnage des largeurs des pics de diffraction en regard de la déformation plastique cumulée dans au moins deux directions cristallographiques pour un matériau anisotrope. Par ailleurs, un autre étalonnage à l'aide des caractérisations par EBSD par exemple pourrait également être réalisé pour confirmer les résultats. Nous avons néanmoins constaté que dans le cas des contraintes, la méthodologie donnait des résultats satisfaisants qui gagneront à être confirmés par des mesures de contraintes supplémentaires en profondeur d'éprouvettes cylindriques grenillées.

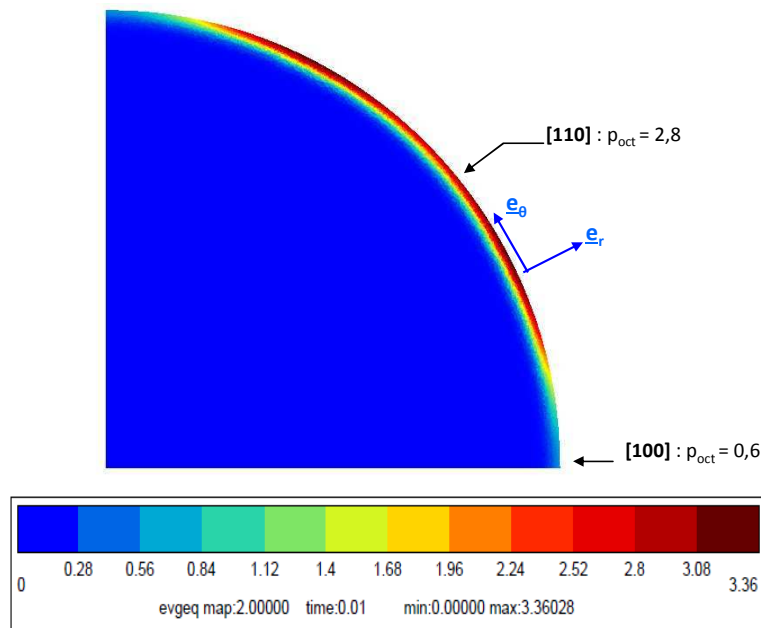


Figure IV-39 : Isovaleurs de la déformation plastique cumulée sur les systèmes octaédriques.

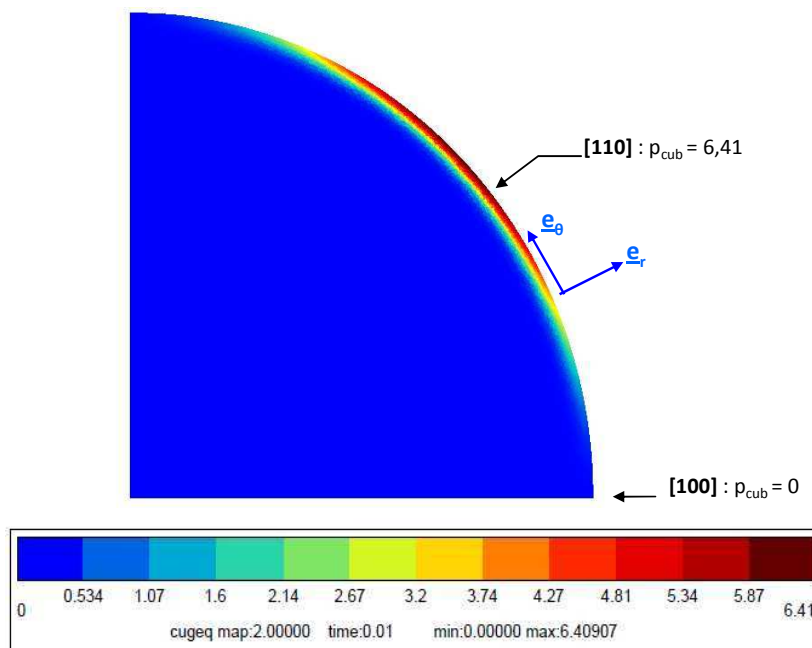


Figure IV-40 : Isovaleurs de la déformation plastique cumulée sur les systèmes cubique.

III.2. Cas de l'éprouvette à concentration de contraintes

La méthode proposée précédemment consiste à introduire un champ de contraintes anisotrope avec comme donnée initiale la mesure expérimentale dans une seule direction. Cette méthode est relativement simple à mettre en place pour le cas de géométrie simple comme l'éprouvette cylindrique lisse. Cependant, le cas de l'éprouvette à concentration de contraintes est un peu plus complexe car il n'y a plus une seule courbure mais deux. L'application de cette méthode demande la mise en place des routines un peu plus complexes pour ce type de géométrie et n'a donc pas pu être effectuée dans le cadre de cette thèse par faute de temps.

IV. Conclusion partielle

L'objectif de cette partie était de mettre en place une méthodologie permettant d'introduire un état mécanique initial dans des calculs de structure par éléments finis. Nous nous sommes basés pour cela sur une méthode connue qui consiste en l'introduction directe du champ d'eigenstrains dans les calculs de structure. Nous avons donc déterminé le champ d'eigenstrains à partir du profil de contraintes résiduelles mesuré sur le pion [001] grenailé. En postulant que le champ d'eigenstrains ne dépend pas de la géométrie (contrairement aux contraintes), nous avons transposé ce champ aux éprouvettes cylindriques lisses et à concentration de contraintes (en axisymétrie uniquement, pour ce dernier cas). Les résultats sont prometteurs en regard des mesures de contraintes effectuées en surface de l'éprouvette lisse mais gagneront à être validés par des mesures en profondeur.

Une méthodologie est ensuite proposée pour introduire également la déformation plastique cumulée et les écrouissages associés. Pour cela, nous avons cherché par itération le profil de pression équivalente donnant les mêmes valeurs d'eigenstrains que celles précédemment calculées. Ces calculs préliminaires sont effectués sur des éléments de volume représentatifs avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton de l'AM1. Les profils des variables d'écrouissage dans la profondeur ont donc été déterminés et ont pu ensuite être introduits dans le code de la même manière que les eigenstrains.

Une procédure a ensuite été proposée afin de prendre en compte l'anisotropie du matériau. Pour cela nous avons supposé que la pression « équivalente » déterminée précédemment est la même dans toutes les directions cristallographiques. Des calculs sur élément de volume représentatif en 3D ont donc été effectués avec cette pression pour différentes orientations (ϕ). Ces derniers ont permis de déterminer les variables internes en fonction de la profondeur et de l'angle ϕ . Cette méthode semble cohérente pour les valeurs des contraintes résiduelles obtenues en regard des essais expérimentaux. D'autres mesures sont néanmoins nécessaires pour valider entièrement cette méthodologie. Cette méthode est simple à mettre en place pour des géométries avec une seule courbure comme l'éprouvette lisse. Néanmoins, cette dernière demande à être améliorée concernant les valeurs obtenues pour les déformations plastiques cumulées macroscopiques. Les valeurs obtenues, notamment, selon la direction [110] semblent, en effet, très élevées au regard de celles obtenues expérimentalement. Des mesures expérimentales sont nécessaires afin de quantifier de manière plus précise cette déformation plastique cumulée dans cette direction. Cela peut passer par une calibration effectuée sur une éprouvette plate orientée selon la direction [110], par exemple. On peut également se demander si la déformation plastique cumulée est la bonne variable du modèle à mettre en regard des largeurs des pics de diffraction.

Par ailleurs, pour le cas d'éprouvette à concentration de contraintes, par exemple, la mise en place de la méthodologie est plus complexe et méritera donc plus de développement. Une idée pourrait être de repérer pour chaque point de Gauss sa distance à la surface et l'orientation de la normale à la surface de cet élément et ainsi lui associer les valeurs obtenues par les calculs préliminaires sur VER en fonction de la profondeur et de l'orientation cristalline.

Ainsi, l'état mécanique (contraintes, déformations et variables d'écrouissage pour lesquelles les valeurs semblent cohérentes) est maintenant introduit comme état initial dans le calcul de structure. Nous allons étudier dans le chapitre suivant leur évolution sous sollicitations cycliques.

CHAPITRE V

Suivi de l'évolution de l'état mécanique sous sollicitations thermiques et mécaniques

L'objectif de ce chapitre est de suivre expérimentalement et de modéliser l'évolution, sous sollicitation de fatigue en température, de l'état mécanique (contraintes résiduelles et écrouissage) présent après traitement de grenaillage sur le superalliage à base de nickel monocristallin AM1. Pour cela, des analyses expérimentales seront effectuées après sollicitations thermique et mécaniques afin de déterminer l'état mécanique résiduel. Ces analyses seront ensuite mises en regard de simulations numériques dans lesquelles l'état mécanique est initialement introduit via la méthodologie présentée dans le Chapitre IV. Ces simulations sont réalisées en 3D avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique. Par ailleurs, nous proposerons également à la fin de ce chapitre une modélisation en axisymétrique (donc isotrope) avec l'utilisation d'un modèle isotrope multi-cinématiques à seuil, permettant de diminuer les temps de calcul.

L'étude de la relaxation thermique pure à une température de 650°C sera, tout d'abord, étudiée et discutée. L'étude de la relaxation mécanique sera ensuite présentée. On précise ici que l'on appelle « relaxation mécanique », la relaxation des quantités mécaniques sous sollicitations cycliques à une température constante donnée, dans notre cas 650°C.

L'enjeu de ce chapitre est d'être capable de reproduire numériquement la relaxation de l'état mécanique sous sollicitations thermique et mécanique afin de connaître le champ mécanique global dans toute la structure au cycle stabilisé pour pouvoir, par la suite, calculer la durée de vie de celle-ci (Chapitre VI).

Sommaire

I. Suivi de la relaxation thermique.....	199
I.1. Essais de relaxation thermique.....	199
I.2. Résultats et comparaisons essais/calculs.....	200
I.2.a. Evolution de l'état mécanique en surface.....	200
I.2.b. Evolution de l'état mécanique en profondeur.....	203
I.3. Discussion.....	207
II. Suivi de la relaxation mécanique.....	209
II.1. Suivi expérimental de la relaxation mécanique.....	209
II.1.a. Analyses par diffraction des rayons X.....	209
II.1.b. Analyse de dureté	210
II.1.c. Caractérisations par EBSD.....	212
II.1.d. Bilan des analyses expérimentales.....	213
II.2. Modélisation de la relaxation mécanique.....	214
II.2.a. Relaxation de la contrainte moyenne	214
II.2.b. Principe de la modélisation par éléments finis	215
II.3. Résultats	218
II.4. Vers une démarche simplifiée... ..	225
III. Conclusion partielle	231

I. Suivi de la relaxation thermique

L'objectif de cette première partie est d'analyser l'effet de la température sur l'état mécanique initial présent dans une éprouvette grenillée. Pour cela, des analyses expérimentales ont été effectuées sur une éprouvette ayant subi des temps de maintien à une température de 650°C (température vue par le pied d'aube de turbine). Dans un second temps, ces mesures sont comparées aux simulations numériques effectuées en 3D avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique présentée dans le Chapitre I.

I.1. Essais de relaxation thermique

La Figure V-1-a présente le trajet de chargement thermique subi par l'éprouvette cylindrique lisse 7368H2 grenillée¹. Une première montée en température est effectuée, suivie d'un temps de maintien de 2h42, la température redescend ensuite pour atteindre la température ambiante ($\approx 20^\circ\text{C}$). A ce stade, l'éprouvette est sortie du four et des analyses par diffraction des rayons X sont effectuées en surface de l'éprouvette : détermination des contraintes résiduelles et mesure des largeurs des pics de diffraction. Par la suite, une seconde montée en température est effectuée sur cette même éprouvette, cette fois, suivie d'un temps de maintien de 7h13. La température redescend ensuite pour atteindre la température ambiante et une seconde série d'analyses par diffraction des rayons X est effectuée. Les temps de maintien intermédiaires ont été choisis de manière arbitraire mais notons, cependant, que le temps total (soit 9h55) représente la durée d'un essai de fatigue de 8925 cycles à une fréquence de 0,25 Hz. Cela représente approximativement la durée de vie d'une éprouvette sollicitée à une amplitude de déformation de 0,5%, telle que présentée dans le Chapitre II.

Les essais sont effectués sous air dans le four utilisé pour les essais de fatigue.

Les analyses par diffraction des rayons X ont été effectuées en surface de l'éprouvette sur les quatre orientations secondaires $\langle 100 \rangle$ (Figure V-1). De plus, à la fin du second maintien en température, des mesures ont également été effectuées à une profondeur de 22 μm pour ces mêmes orientations mais également pour les orientations $\langle 110 \rangle$ ² (Figure V-1). La technique de polissage électrolytique a été utilisée pour effectuer l'enlèvement de matière (*cf.* Chapitre III pour plus de détails). Les contraintes sont déterminées par la méthode d'Ortner présentée dans le Chapitre III. L'hypothèse de la surface libre³ est considérée ici. Les largeurs intégrales des pics de diffraction sont également relevées afin d'analyser l'évolution de l'écrouissage. De plus, dans le but de compléter ces mesures, des caractérisations par EBSD ont également été effectuées sur la tranche de l'éprouvette préalablement coupée en deux après le second maintien en température.

¹ Cette éprouvette est celle utilisée pour les premières analyses par diffraction des rayons X présenté dans le Chapitre III.

² Rappelons, en effet, que les mesures selon l'orientation $\langle 110 \rangle$ n'ont pas pu être effectuées en surface en raison de la taille des grains et du fort écrouissage présent dans cette direction induisant des largeurs de pics trop grandes pour que la position des pics de diffraction puisse être identifiée (Chapitre III).

³ Cette hypothèse est détaillée dans le Chapitre III. Pour rappel, il s'agit d'imposer que $\sigma_{rr}=0$ pour le traitement des données expérimentales. σ_{rr} étant la composante du tenseur des contraintes normale à la surface mesurée.

I.2. Résultats et comparaisons essais/calculs

I.2.a. Evolution de l'état mécanique en surface

Observations expérimentales :

La Figure V-1-b présente l'évolution des contraintes résiduelles déterminées en surface de l'éprouvette grenailée en fonction du temps (symboles pleins, carrés et triangles). Les contraintes axiales (σ_{zz}) et circonférentielles ($\sigma_{\theta\theta}$) sont présentées en bleu et rouge, respectivement. On observe, ici, une relaxation des contraintes de l'ordre de 200 MPa après le premier chargement thermique. Néanmoins, à la suite du second maintien en température, ces dernières restent relativement stables.

La Figure V-1-c présente, quant à elle, l'évolution des largeurs intégrales moyennes des pics de diffraction pour les familles de plans (004), (133) et (024). Ces valeurs diminuent de 15% après le premier maintien en température et restent ensuite stables. Il y a donc une diminution de la densité de dislocations et/ou une réorganisation de ces dernières après le premier chargement thermique.

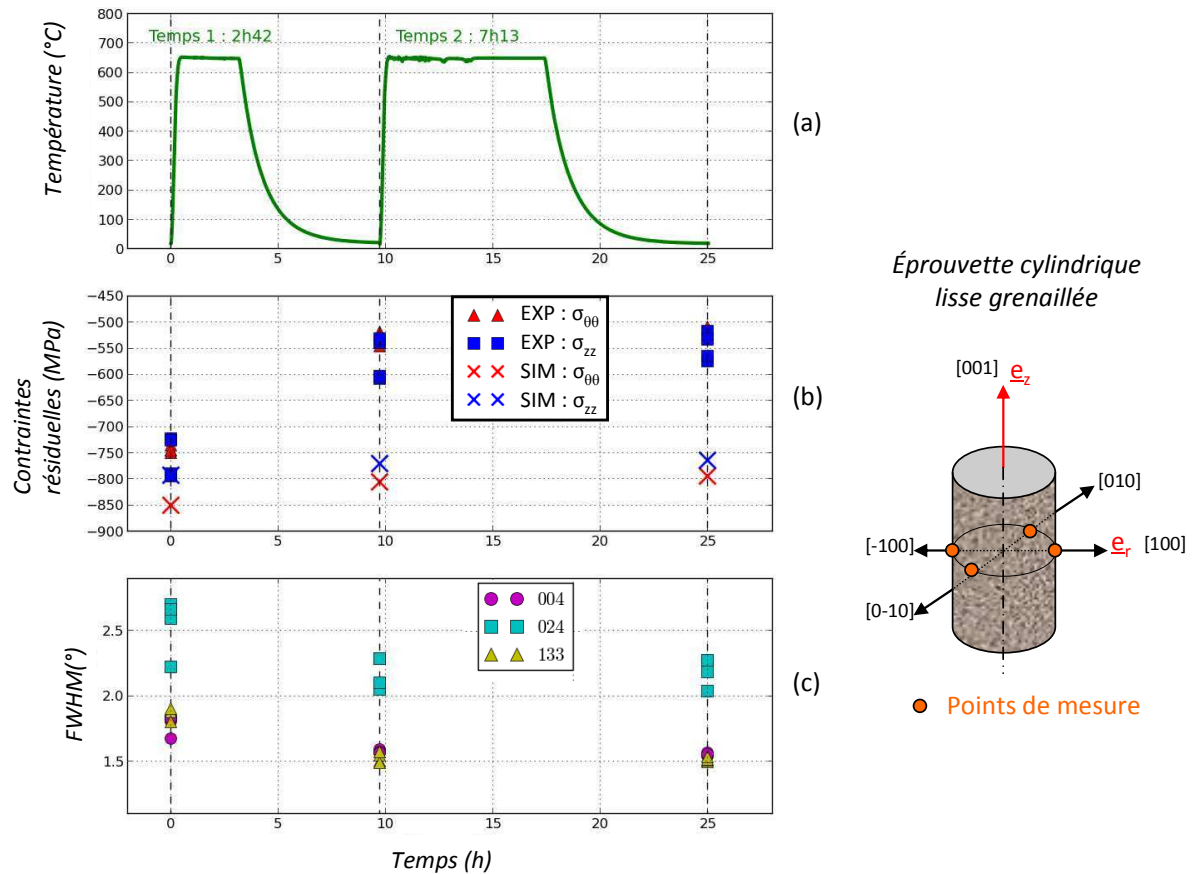


Figure V-1 : Relaxation thermique expérimentale – (a) Evolution de la température en fonction du temps – (b) Evolution des contraintes résiduelles en surface de l'éprouvette grenailée dans les orientations <100> en fonction du temps. Les symboles pleins (carrés et triangles) représentent les résultats de mesures par diffraction des rayons X. Les croix présentent les résultats de la simulation (cf. Figure V-2). – (c) Evolution des largeurs intégrales moyennes des pics de diffraction pour les familles de plans (004), (133) et (024) en fonction du temps.

Ces résultats sont en cohérence avec les observations générales qui sont mises en évidence dans la bibliographie sur des matériaux polycristallins [Cao1994, Feng2009, Evans2005], à savoir que les

contraintes relaxent rapidement lors de la première montée en température. Nous avons, en effet, expliqué dans le Chapitre I que cette relaxation des contraintes en température était due à l'annihilation et/ou à la réorganisation des défauts internes du matériau (dislocations, lacunes, ...). Une fois que l'état mécanique est stabilisé, il n'a plus de raison d'évoluer. La diminution des largeurs des pics de diffraction confirme l'hypothèse d'annihilation et/ou de réorganisation des dislocations, ce qui diminue la distorsion du réseau cristallin des domaines cohérents de diffraction (cristallite). Cela rejoint, le fait que les contraintes résiduelles ont été relaxées.

Comparaison essais/calculs :

Ces observations expérimentales ne sont néanmoins absolument pas représentées par la simulation numérique. Les résultats de celle-ci sont en effet présentés Figure V-2 où l'évolution des contraintes et de la déformation plastique cumulée (macroscopique⁴) obtenue selon la direction [100] est représentée (Figure V-2-b et -c). Les valeurs des contraintes obtenues après chaque chargement thermique par la simulation sont également reportées sur la Figure V-1-b par des croix rouges et bleues à titre de comparaison avec les mesures. Les résultats présentés sont les valeurs obtenues aux points de Gauss se situant selon la direction [100] autour de 6 μm de profondeur (Figure V-2). Cela correspond, en effet, à la profondeur de pénétration moyenne des rayons X lors des mesures. On observe, d'une part, que les contraintes résiduelles évoluent bien en fonction de la température (Figure V-2-b). Cela est dû, en grande partie, à l'évolution des constantes d'élasticité et de la limite de d'élasticité macroscopique selon cette direction [100] identifiées pour les différentes températures (Tableau V-1). Le premier phénomène est réversible lorsque la température revient à l'ambiante mais le second ne l'est pas. Cependant, lorsque la température redescend, les contraintes reviennent quasiment à leur état initial. On ne voit qu'une légère relaxation (inférieure à 10 MPa) après la première montée en température due à une très faible évolution de la plasticité comme le montre la Figure V-3 qui représente la contrainte en fonction de la déformation plastique du point de Gauss situé à 6 μm . La relaxation obtenue par la simulation est donc négligeable en regard des 200 MPa observés expérimentalement (Figure V-1-b). Notons que, dans la formulation du modèle, il est considéré qu'il n'y a pas de viscoplasticité (fluage) à 650°C, ce qui correspond aux constatations expérimentales.

	A 20°C	A 650°C
C1111	296 000 MPa	286 000 MPa
C1122	204 000 MPa	211 000 MPa
C1212	125 000 MPa	104 000 MPa
R0	661 MPa	760 MPa

Tableau V-1 : Constantes d'élasticité et limites d'élasticité pour les températures de 20°C et de 650°C [DeBussac1992].

La différence entre les mesures expérimentales et les résultats de la simulation semble donc être due à des micro-relaxations des contraintes internes qui interviennent en température induites par annihilation et/ou réarrangement des dislocations et qui ne sont pas traduites ici dans notre modèle (loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique). L'ajout d'un mécanisme de restauration statique à 650°C dans ce dernier pourrait être pertinent pour rendre compte de ces relaxations.

⁴ Comme nous l'avons vu dans le Chapitre IV, la déformation plastique cumulée macroscopique selon la direction [100] correspond à la déformation plastique cumulée sur les systèmes de glissement octaédriques à un facteur $\sqrt{6}$ près.

Par ailleurs, l'évolution de la déformation plastique cumulée macroscopique du point de Gauss observé tend à augmenter légèrement en fonction du temps alors que les largeurs des pics, au contraire, diminuent. On met alors ici en évidence qu'il semble trop restrictif de relier les largeurs des pics à la déformation plastique cumulée directement. En effet, de par sa nature, la déformation plastique cumulée ne peut qu'augmenter avec le développement de la plasticité. Une alternative à notre méthodologie d'étalonnage des largeurs des pics (*cf.* Chapitre III), aurait été de corrélérer ces dernières à une variable d'écouissage isotrope ou cinématique. Ce choix doit pouvoir, néanmoins, s'appuyer sur des considérations physiques et être mis en regard du choix de la modélisation considérée pour décrire le comportement du matériau.

Pour finir, il est couramment admis que le grenaillage peut conduire à une augmentation de la limite d'élasticité dans la couche affectée. Dans le cas de l'AM1, cette hypothèse est plausible en regard des mesures de dureté après grenaillage présentées au Chapitre III. Cela entraînerait, a priori, une plastification moins importante dans cette zone, lors du chargement thermique, en comparaison des valeurs obtenues dans la simulation de la Figure V-3. On montre alors ici la nécessité de connaître le comportement de la couche grenaillée. Cette dernière pourrait être déterminée par exemple, par des essais de flexion quatre points.

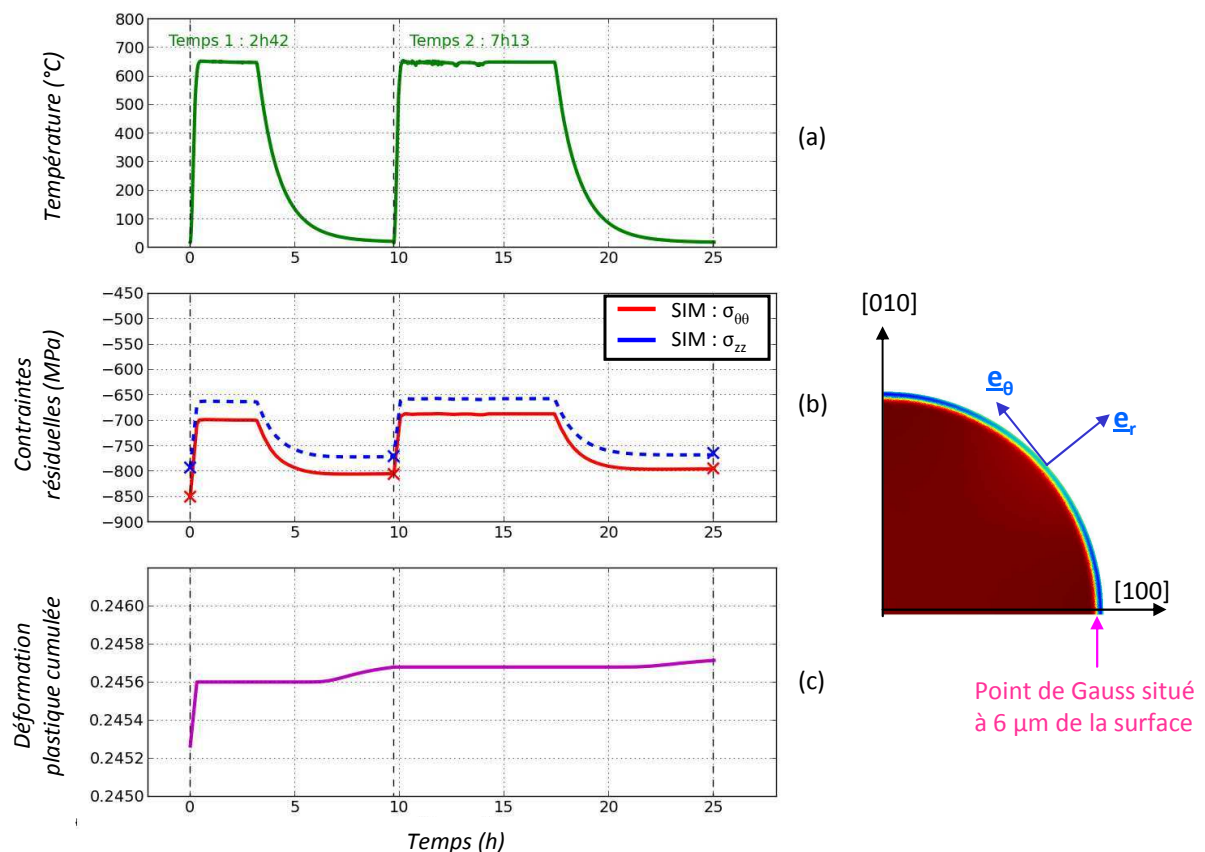


Figure V-2 : Relaxation mécanique obtenue par simulation avec la loi cristalline en sinus hyperbolique – (a) Evolution de la température en fonction du temps – (b) Evolution des contraintes résiduelles en surface de l'éprouvette grenaillée en fonction du temps. – (c) Evolution de la déformation plastique cumulée macroscopique en fonction du temps.

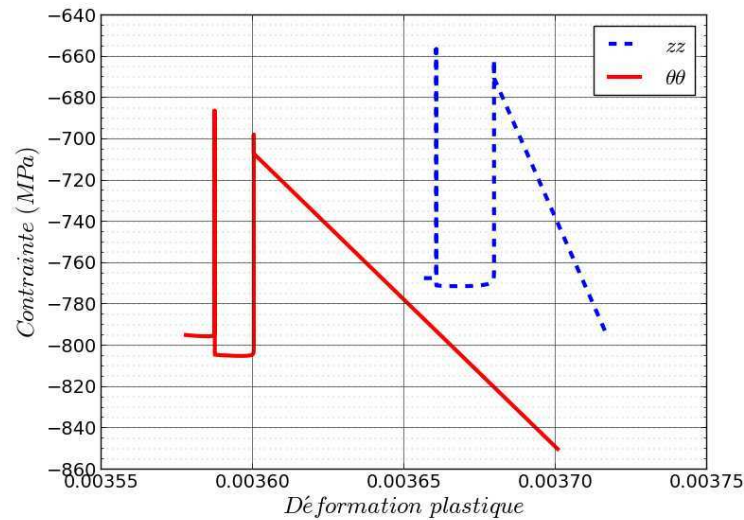
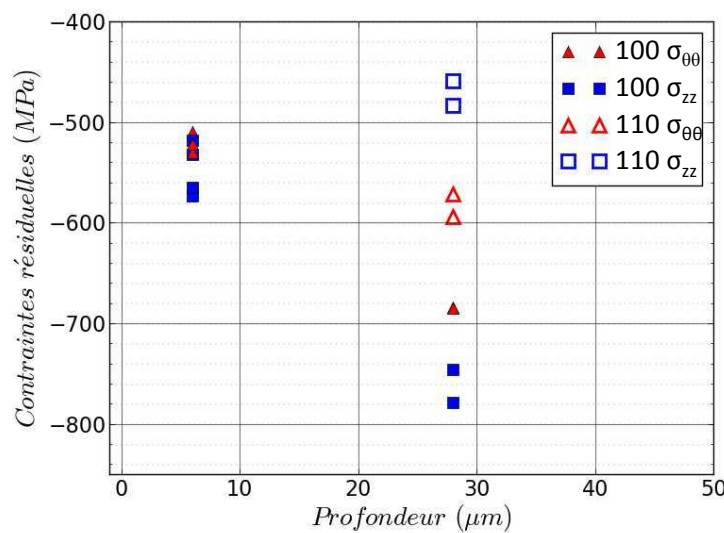


Figure V-3 : Evolution de la contrainte en fonction de la déformation plastique pour les axes $\underline{e}_\theta$ et $\underline{e}_z$ (c'est-à-dire $\epsilon_{\theta\theta}^p$ et ϵ_{zz}^p).

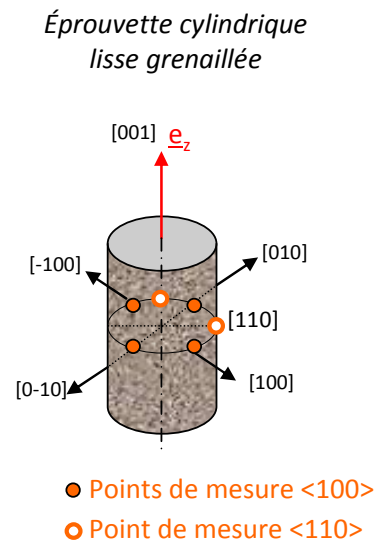
I.2.b. Evolution de l'état mécanique en profondeur

Les résultats expérimentaux obtenus en profondeur de l'éprouvette à l'issue du second chargement thermique sont présentés dans ce paragraphe.

Caractérisations par diffraction des rayons X



(a)



(b)

Figure V-4 : Eprouvette grenillée après deux maintiens en température à 650°C. (a) Profil de contraintes résiduelles. Les symboles pleins représentent les mesures effectuées selon les orientations $\langle 100 \rangle$ et les symboles creux les orientations $\langle 110 \rangle$. Les contraintes de cisaillement (non représentées ici) sont proches de zéro (± 40 MPa) - (b) Présentation schématique des positions de mesures.

Les Figures V-4 et V-5 présentent, respectivement, les profils des contraintes résiduelles et des largeurs intégrales des pics de diffraction obtenus expérimentalement. Les mesures effectuées sur les quatre orientations $\langle 100 \rangle$ sont présentées par des symboles pleins et celles effectuées sur deux orientations $\langle 110 \rangle$ sont en symboles creux. Les contraintes de cisaillement sont proches de zéro (± 40 MPa) pour les deux cas et ne sont pas représentées sur la Figure V-4 pour des raisons de lisibilité. Le schéma présenté sur la Figure V-4-b illustre les positions des points de mesures. On rappelle que les points sont placés à la profondeur de pénétration moyenne du faisceau des rayons X lors des mesures soit $6\text{ }\mu\text{m}$ (0+6) et $28\text{ }\mu\text{m}$ (22+6).

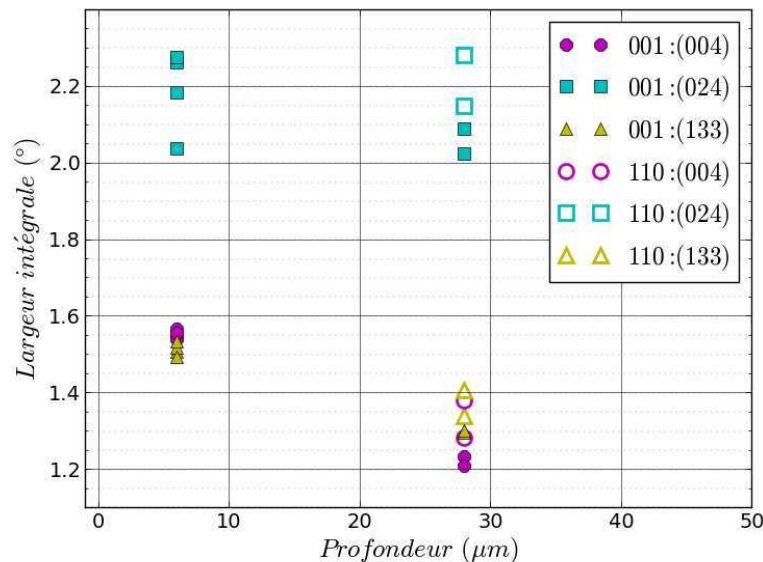


Figure V-5 : Profil des largeurs intégrales des pics de diffraction obtenus sur l'éprouvette grenailée ayant subi deux maintiens en température à 650°C . Les symboles pleins représentent les mesures effectuées selon les orientations $\langle 100 \rangle$ et les symboles creux les orientations $\langle 110 \rangle$. A titre de comparaison, on rappelle que les valeurs avant temps de maintien se trouvent Figure V-1-c.

Plusieurs remarques peuvent être faites à partir de l'observation de ces figures :

- Les contraintes résiduelles suivant l'orientation $\langle 100 \rangle$ à $28\text{ }\mu\text{m}$ croissent en valeur absolue d'environ 200 MPa par rapport aux mesures effectuées en surface. Les contraintes $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} atteignent à cette profondeur une valeur moyenne de -750 MPa. Les contraintes de cisaillement sont proches de zéro (± 40 MPa).
- Les mesures suivant l'orientation $\langle 110 \rangle$ effectuées à $28\text{ }\mu\text{m}$ sont de l'ordre de -580 MPa pour les contraintes circonférentielles $\sigma_{\theta\theta}$ et de -470 MPa pour les contraintes axiales σ_{zz} . Ces contraintes sont légèrement plus faibles que celles déterminées selon les orientations $\langle 100 \rangle$, d'une centaine de MPa pour la contrainte circonférentielle et de 250 MPa pour la contrainte axiale. Les contraintes de cisaillement sont globalement nulles selon ces directions.
- Lorsque l'on compare les largeurs intégrales des pics de diffraction (Figure V-5), on constate que celles mesurées suivant l'orientation $\langle 110 \rangle$ à $28\text{ }\mu\text{m}$ sont légèrement plus grandes (de l'ordre de 7%). On observe également une diminution de ces largeurs pour l'orientation $\langle 100 \rangle$ avec la profondeur.

Ces mesures permettent d'émettre quelques hypothèses. D'une part, le fait que les contraintes maximales se situent à une trentaine de micromètres, et non en surface, après maintien en température (en tout cas, selon la direction $[100]$), laisse supposer que ce dernier fait relaxer les contraintes résiduelles de manière homogène. En disant cela, on part du principe que le profil de contraintes résiduelles initial sur éprouvette lisse est de la même forme que celui observé sur le pion $[001]$ grenailé (cf. Chapitre III), à savoir en effet que la valeur maximale se situe à quelques dizaines

de micromètres de la surface. Par ailleurs, d'autres mesures sont à effectuer pour savoir si la relaxation thermique est équivalente dans toutes les directions cristallographiques. Pour cela, des mesures avant maintien en température selon la direction [110] auraient été intéressantes.

D'autre part, concernant à présent, les largeurs de pics de diffraction, on voit, que la valeur maximale semble être en surface (reste encore à le démontrer en faisant d'autre mesures dans la profondeur de l'éprouvette). Des mesures plus fines pourront également servir à comprendre la différence de largeurs selon les deux directions étudiées, en comparant, par exemple, ces mesures à des analyses EBSD (cf. paragraphe suivant) ou de dureté Vickers.

Caractérisations par EBSD

En complément de ces analyses effectuées par diffraction des rayons X, des caractérisations ont été réalisées par EBSD sur la tranche de l'éprouvette préalablement coupée en deux. Cette tranche a été polie très finement (poli miroir) pour la réalisation de ces caractérisations. Pour des raisons de symétrie du comportement du matériau et de gain de temps d'analyse, seul un 8^{ème} de la circonférence de l'éprouvette a été caractérisé. Les Figures V-6 et V-7 présentent les résultats obtenus.

Carte de désorientations cristallines

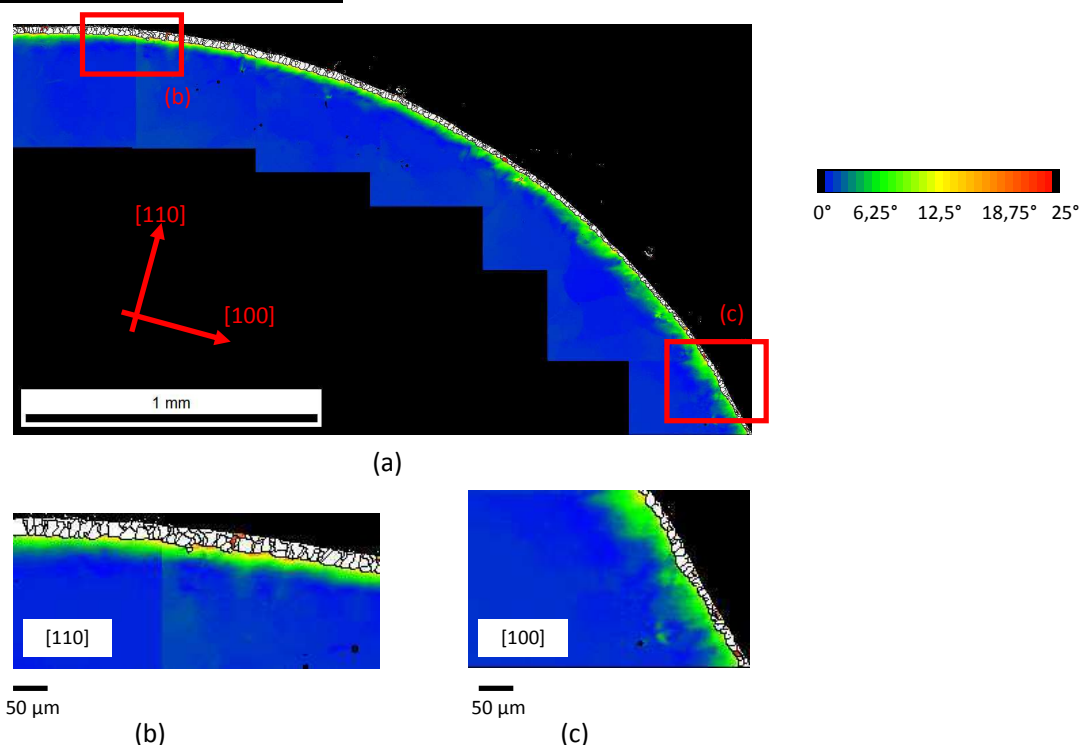


Figure V-6 : Caractérisations par EBSD sur éprouvette lisse grenailée 7368H2 ayant subi deux temps de maintien en température à 650°C - (a) Zone de caractérisation complète – (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] – (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100].

La Figure V-6-a présente la carte de désorientations cristallines dans la zone complète de caractérisation et les Figures V-6-b et V-6-c présentent respectivement des zooms dans les directions particulières [110] et [100]. L'orientation de référence choisie, pour la détermination de ces cartes de désorientations, est l'orientation d'un point au centre de l'éprouvette (où l'orientation est considérée comme non affectée par le grenailage). Les zones blanches sont les grains qui pour

rappel sont dû à la recristallisation présente sur ces éprouvettes cylindriques (cf. Chapitre III). Ces derniers présentent des désorientations supérieures à 25°. On observe une couronne de désorientation se situant sous la couche de grains représentés, sur ces figures, en blanc (car leurs désorientations sont en dehors de l'échelle choisie variant de 0° à 25°). Cette couronne présente une désorientation moyenne de 10° et s'étend sur une profondeur d'une valeur située de 30 µm à 50 µm.

Les Figure V-7-b et 7-c présentent, quant à elles, les cartes de désorientations moyennes intragranulaires (ou GOS) obtenues, respectivement, suivant les orientations [110] et [100]. Ces figures montrent, d'une part, que les grains suivant l'orientation [110] sont plus grands que ceux obtenus dans la direction [100] et d'autre part, qu'il y a une légère désorientation cristalline intragranulaire (inférieure à 2 degrés).

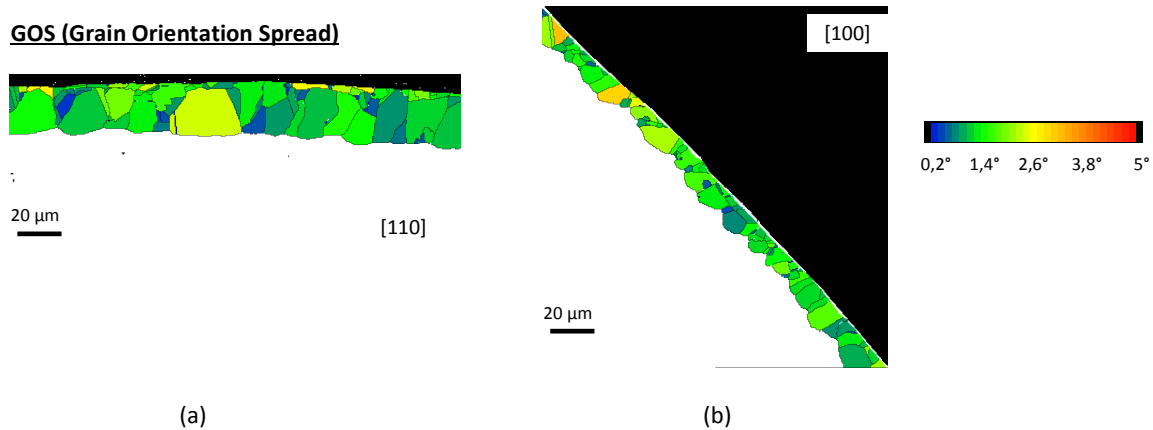


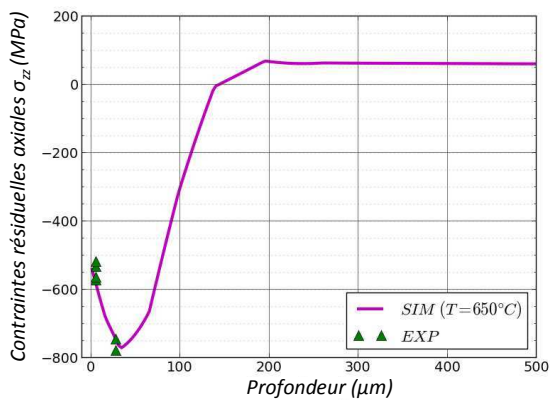
Figure V-7 : GOS (carte de désorientations moyennes intragranulaires) obtenu pour l'éprouvette lisse grenillée, ayant subi deux temps de maintien en température à 650°C, dans les directions secondaires (a) [110] et (b) [100].

Ces figures sont à comparer avec les caractérisations effectuées sur une autre éprouvette qui n'avait subi aucune sollicitation et dont les résultats ont été présentés dans le Chapitre III. Sur cette dernière, nous avons observé une désorientation moyenne de l'ordre de 12° avec une valeur maximale de 25° atteinte selon la direction [110] à la frontière avec les grains. La profondeur affectée variait, cette fois, entre 30 µm et 70 µm suivant la direction secondaire. On note alors que l'éprouvette non sollicitée présente une désorientation moyenne plus élevée et une zone affectée de taille deux fois supérieure à celle de l'éprouvette sollicitée thermiquement. Cette observation semble en adéquation avec les caractérisations effectuées au travers des largeurs intégrales des pics de diffraction qui diminuaient après les maintiens en température (Figure V-1-c). Rappelons néanmoins que l'éprouvette grenillée non sollicitée était désorientée de 8° environ par rapport à l'orientation [001] dans la direction principale, il est donc compliqué de tirer des conclusions formelles, ici. De plus, les deux éprouvettes utilisées pour effectuer ces caractérisations sont distinctes, il est alors possible qu'elles n'aient pas subies strictement le même usinage (usure de l'outil différente, par exemple), l'érouissage induit initialement peut donc être légèrement différent. La comparaison de quantités aussi fine est donc délicate, ici, contrairement aux analyses basées sur les largeurs intégrales des pics de diffraction qui ont été effectuées sur la même éprouvette.

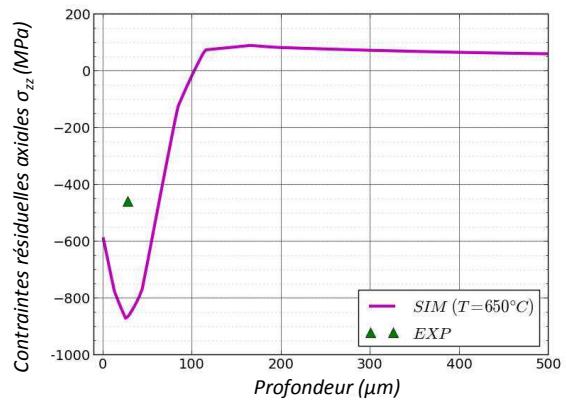
I.3. Discussion

Nous avons montré que la loi cristallographique en sinus hyperbolique ne permettait pas de reproduire la relaxation thermique des contraintes résiduelles et l'évolution de l'écrouissage observée expérimentalement. Un développement de ce modèle serait alors nécessaire pour palier ce problème, qui ne sera, néanmoins, pas abordé dans le cadre de cette thèse. Cependant, l'objectif du paragraphe suivant est d'étudier la relaxation sous sollicitations mécaniques cycliques en isotherme à cette température de 650°C. Pour s'affranchir de la prise en compte de l'effet de la relaxation thermique dans cette étude, nous avons choisi, pour la suite, de nous baser sur les mesures effectuées après maintien en température (Figure V-4) et en particulier celles effectuées selon la direction $\langle 100 \rangle$. Nous avons, alors, recalculé le champ d'eigenstrains à introduire (cf. Chapitre IV) dans le calcul de structure, permettant d'obtenir après calcul à une température de 650°C, les valeurs de contraintes obtenues expérimentalement (selon la direction $\langle 100 \rangle$). Les quantités introduites dans les autres directions cristallographiques ont été déduites de la méthode mise en place dans le Chapitre IV. Nous supposons alors ici que les valeurs des contraintes résiduelles n'évoluent pas entre 650°C et 20°C, lors de la descente à température ambiante, mise à part bien entendu avec l'évolution des constantes d'élasticité. Cette supposition ne reste qu'une hypothèse de travail qu'il faudra vérifier par la suite à travers des mesures de contraintes résiduelles in-situ en faisant varier la température, par exemple. Cet aspect ne sera néanmoins pas abordé dans cette thèse.

Les Figures V-8 et V-9 présentent, respectivement, les profils de contraintes résiduelles axiales et circonférentielles obtenues après cette ré-identification. Les points expérimentaux, obtenus sur une éprouvette cylindrique ayant subi les deux maintiens en température à 650°C pendant 9h55, sont également reportés sur ces figures à titre de comparaison. Selon les directions $\langle 100 \rangle$ (Figures V-8-a et V-9-a), les résultats expérimentaux et de simulation sont proches, comme attendu car c'est suivant cette direction que le calcul des eigenstrains a été effectué. Cependant, suivant la direction $\langle 110 \rangle$ (Figures V-8-b et V-9-b), les résultats ne sont pas concluants. Trois explications peuvent être données : cela peut, en effet, provenir soit de la façon d'introduire les contraintes résiduelles dans le calcul de structure, soit de la cinétique de relaxation des contraintes résiduelles qui peut être différente en fonction des directions cristallographiques ou encore des erreurs liées aux mesures de contraintes résiduelles. Notons, en effet, que selon les directions $\langle 110 \rangle$ à une profondeur de 28 μm , les grains présents en surface dans cette direction peuvent altérer les mesures. Ces observations mettent, de nouveau, en évidence la nécessité de réaliser des mesures supplémentaires en profondeur afin de valider, notamment, la méthodologie d'introduction des contraintes, d'une part, et la cinétique de relaxation, d'autre part. Notons également que les points expérimentaux dans la direction $\langle 110 \rangle$ ont été effectués après la mise en place de la méthodologie d'introduction. On pourrait alors proposer une autre stratégie d'introduction des contraintes en mesurant les profils de contraintes en profondeur selon plusieurs directions cristallographiques et de calculer, pour chacune, le profil d'eigenstrains à introduire (cf. Chapitre IV). Cependant, ce type de méthodologie est coûteux en temps de mesures.

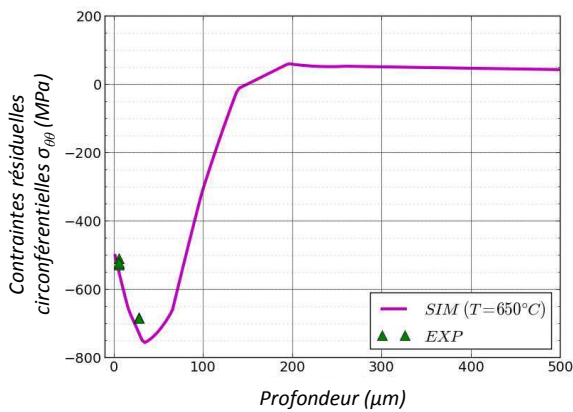


(a)

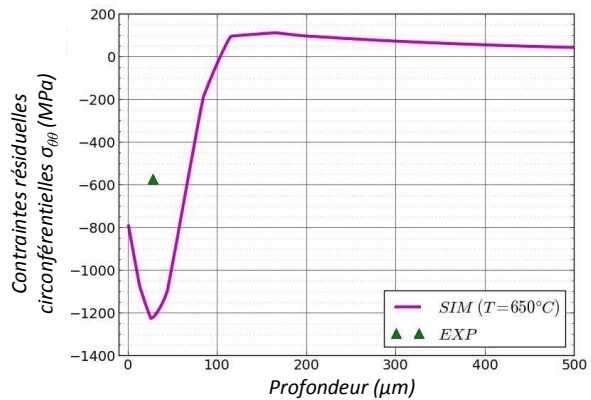


(b)

Figure V-8 : Profil de contraintes résiduelles axiales en fonction de la profondeur obtenu à 650°C suite à la ré-identification du profil d'eigenstrains à introduire dans le calcul de structure. Les valeurs expérimentales obtenues après les deux temps de maintien en température sont présentées par des triangles verts. (a) Suivant l'orientation <100> – (b) Suivant l'orientation <110>.



(a)



(b)

Figure V-9 : Profil de contraintes résiduelles circonférentielles en fonction de la profondeur obtenu à 650°C suite à la ré-identification du profil d'eigenstrains à introduire dans le calcul de structure. Les valeurs expérimentales obtenues après les deux temps de maintien en température sont présentées par des triangles verts. (a) Suivant l'orientation [100] – (b) Suivant l'orientation [110].

Malgré, ces disparités dans la direction <110>, nous considérons ces profils initiaux par la suite pour étudier la relaxation sous sollicitations mécaniques à une température constante de 650°C.

II. Suivi de la relaxation mécanique

L'objectif de cette partie est de suivre la relaxation mécanique sous sollicitations cycliques à la température constante de 650°C. Des mesures expérimentales par diffraction des rayons X, EBSD et dureté ont été effectuées sur éprouvettes rompues après avoir été sollicitées en fatigue afin d'estimer les contraintes résiduelles et l'écrouissage. Ces résultats sont, ensuite, comparés aux simulations numériques.

II.1. Suivi expérimental de la relaxation mécanique

II.1.a. Analyses par diffraction des rayons X

Les caractérisations par diffraction des rayons X ont été effectuées sur trois éprouvettes cylindriques lisses grenillées après rupture : l'éprouvette 7371C1 sollicitée en fatigue répétée ($R_e=0$) à une amplitude de déformation de 0,6%, l'éprouvette 7371A2 sollicitée en fatigue répétée à une amplitude de déformation de 0,3% et l'éprouvette 7371C2 sollicitée en fatigue alternée ($R_e=-1$) à une amplitude de déformation de 0,3%. Les contraintes résiduelles et les largeurs intégrales des pics de diffraction ont été mesurées sur une des directions $\langle 100 \rangle$. Les Figures V-10 et V-11 présentent les résultats obtenus. Elles sont également comparées aux résultats obtenus sur éprouvette non sollicitée (ni thermiquement, ni mécaniquement) et ceux obtenus après maintien en température pendant 9h55 (précédemment présentés).

Concernant les contraintes résiduelles, nous observons que ces dernières ont tendance à se relaxer en comparant avec les mesures initiales. Cette relaxation dépend de la sollicitation subie par les éprouvettes. L'éprouvette 7371C2 ($\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$, $R_e=-1$) présente la relaxation la plus forte avec 325 MPa d'écart. La plus faible relaxation est observée par l'éprouvette 7371C1 ($\Delta\epsilon/2 = 0,6\%$, $R_e=0$) avec une valeur de 225 MPa. Cette observation doit, néanmoins, être discutée. En effet, en théorie, c'est cette dernière ($\Delta\epsilon/2 = 0,6\%$, $R_e=0$) qui présente le niveau de plasticité le plus fort. Nous l'avons en effet, vérifié par la simulation numérique en traçant les boucles d'hystérésis (contrainte en fonction de la déformation). Ces résultats sont présentés dans le paragraphe suivant (Figures V-18-b, V-19-b et V-20). Néanmoins, en regard de la courbe de relaxation de la contrainte moyenne dont nous parlerons plus loin (§II.2.a. p.214) et en supposant que les contraintes résiduelles relaxent de la même manière, nous notons que pour les essais à $\Delta\epsilon/2=0,6\%$, il y a beaucoup de disparité mais qu'en moyenne, la contrainte moyenne pour ces essais et ceux effectués à $\Delta\epsilon/2=0,3\%$ sont proches. L'évolution des contraintes observée Figure V-10 peut donc être justifiée. De plus, nous rappelons que les mesures expérimentales ont ici été effectuées sur différentes éprouvettes. Comme expliqué précédemment, l'état initial d'écrouissage et de contraintes résiduelles ainsi que l'état de surface peut donc être légèrement différent. S'ajoutent également à cela les incertitudes de mesures. La comparaison des valeurs entre elles est donc très délicate. On peut, néanmoins, noter de façon formelle que, pour les trois essais, les contraintes résiduelles ont été relaxées après fatigue, mais pas complètement.

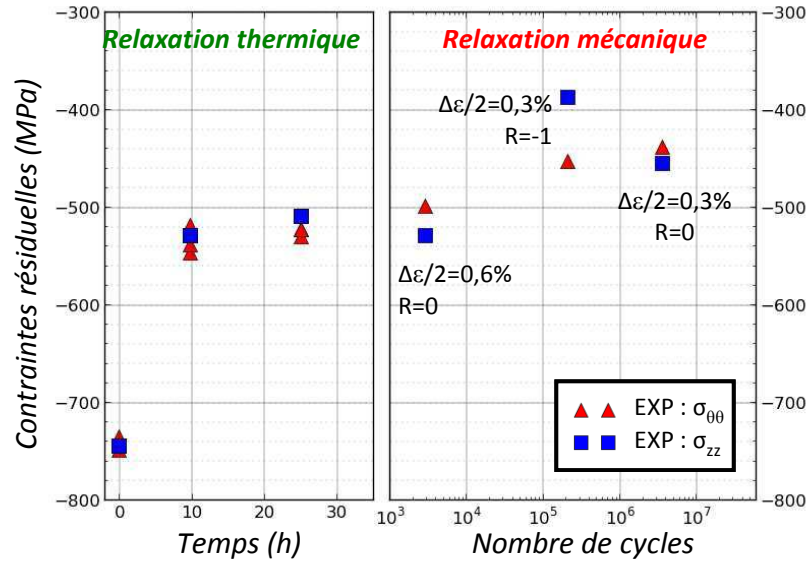


Figure V-10 : Evolution des contraintes résiduelles axiales et circonférentielles suite un à maintien en température à 650°C (à gauche) et suite à différents chargements mécaniques isothermes à 650°C (à droite).

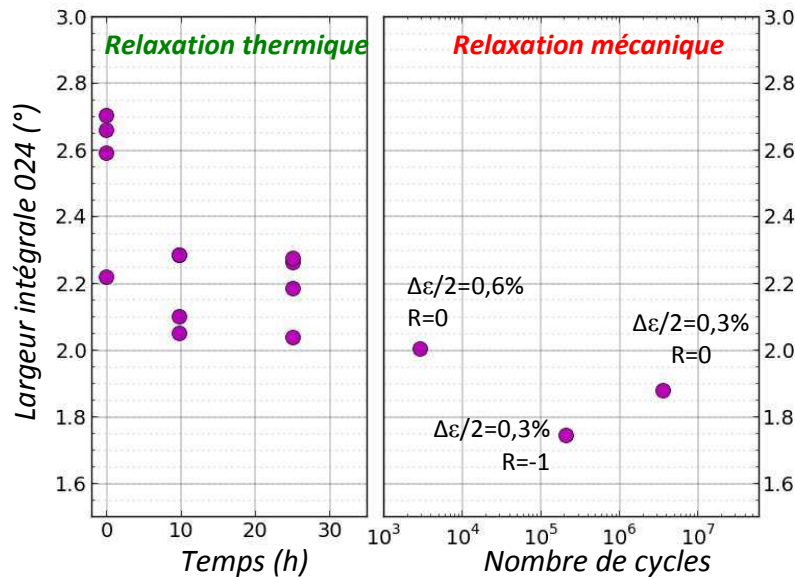


Figure V-11 : Evolution des largeurs intégrales des pics de diffraction de la famille de plan (024) suite à un maintien en température à 650°C (à gauche) et suite à différents chargements mécaniques isothermes à 650°C (à droite).

On peut mettre cette observation en regard de l'évolution des largeurs de pics de diffraction (Figure V-11). On voit que les largeurs de pics diminuent. Cela implique une diminution de la densité de dislocations locale dans la zone analysée ou bien un réarrangement des dislocations diminuant la distorsion du réseau, comme pour le cas du maintien en température.

II.1.b. Analyse de dureté

Afin de compléter les caractérisations réalisées par diffraction des rayons X, des mesures de dureté ont été effectuées sur les éprouvettes de référence et grenillées rompues après sollicitation en fatigue répétée ($R_e=0$). Ces mesures ont été effectuées sur la tranche des éprouvettes rompues puis

coupées en deux pour analyse. Avant les mesures, ces tranches ont été polies « miroir ». Des profils ont alors été mesurés selon les orientations $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ sur 500 μm de profondeur environ (Figure V-12-a). Pour avoir une meilleure représentativité, deux séries de mesures ont été effectuées sur chaque orientation. Les Figure V-12-a et 12-b présentent, respectivement, les moyennes des mesures effectuées suivant les orientations $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$. Les barres d'incertitude correspondent aux écarts types. Pour éviter les effets de bord, la première indentation du profil a été effectuée à environ 20 μm de la surface. On présente en rouge et mauve, les résultats obtenus sur éprouvettes grenillées et en bleu et turquoise, ceux correspondants aux éprouvettes de référence.

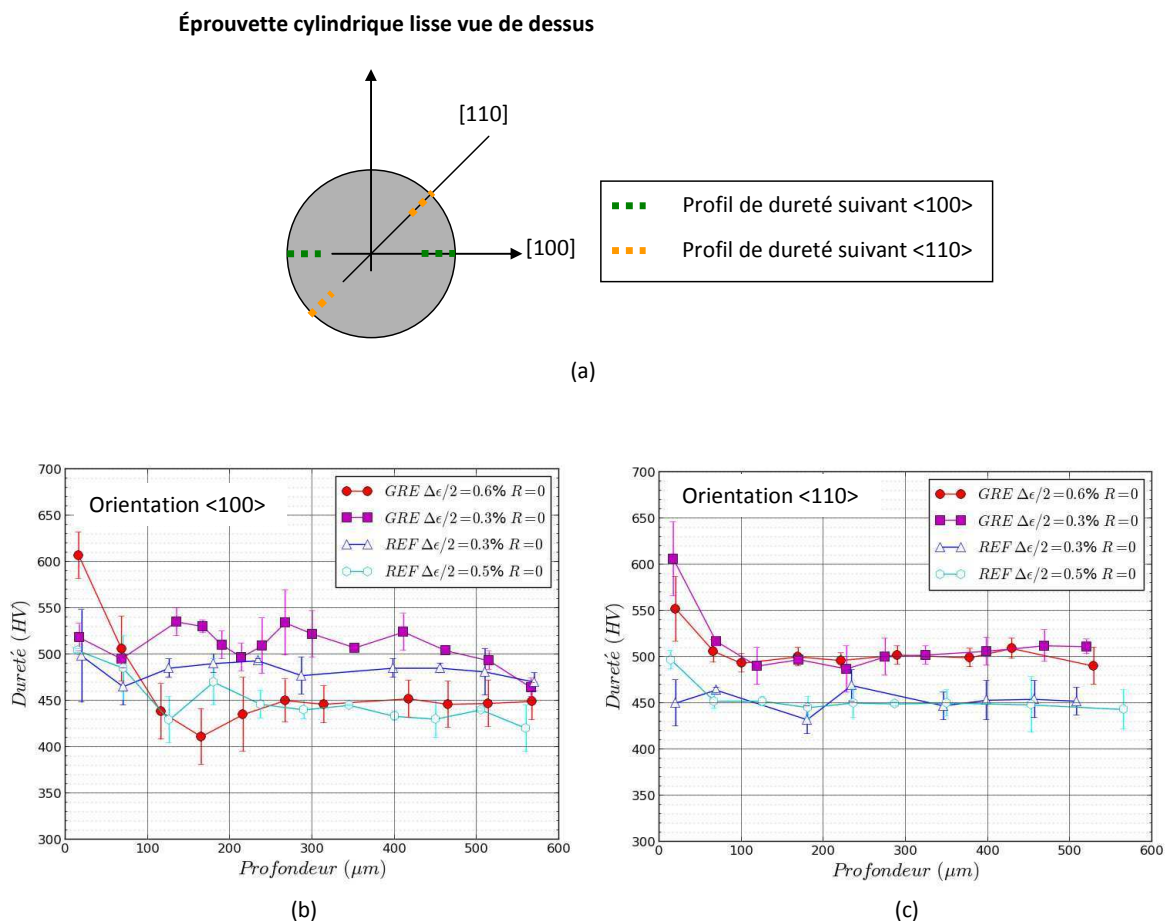


Figure V-12 : (a) Schéma des mesures de dureté effectuées selon les deux orientations $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$. Profil de dureté Vickers en profondeur pour l'orientation (b) $\langle 100 \rangle$ et (c) $\langle 110 \rangle$.

Pour le cas des mesures effectuées selon les orientations $\langle 100 \rangle$ (Figure V-12-b), on remarque que pour les éprouvettes ayant subi une amplitude de déformation plus forte (0,5% ou 0,6% - courbes turquoise et rouge), la dureté en profondeur semble plus faible que pour les autres. On peut également noter que la dureté en surface est plus forte sur environ 100 μm pour ces deux éprouvettes, ce qui n'est pas le cas pour les autres niveaux de déformations imposées. L'éprouvette grenillée ayant subi une amplitude de déformation de 0,3% présente la dureté la plus forte en profondeur avec une moyenne de 525 HV, sans une mise en évidence très nette d'un gradient de dureté le long de la profondeur.

Les observations sont à peu près similaires pour les mesures effectuées selon les orientations $\langle 110 \rangle$, mise à part, pour l'éprouvette grenillée ayant subi une amplitude de déformation de 0,6% en fatigue répétée (courbe rouge - Figure V-12-b), qui présente, cette fois, une dureté plus élevée que

pour le cas des mesures effectuées selon l'orientation $\langle 100 \rangle$, avec environ 500 HV suivant $\langle 110 \rangle$ contre 475 HV pour l'orientation $\langle 100 \rangle$.

Ces observations tendent à mettre en évidence le fait qu'il y a une évolution de la dureté en surface des éprouvettes. La profondeur affectée est de l'ordre de 100 μm lorsque le gradient est mis en évidence. Néanmoins, les mesures manquent de précisions, des analyses en micro-indentation permettraient probablement d'avoir des résultats plus précis et de dégager des tendances plus probantes.

II.1.c. Caractérisations par EBSD

Des caractérisations par EBSD ont été effectuées sur l'éprouvette sollicitée en fatigue alternée ($R_\epsilon = -1$) sollicitée à une amplitude de déformation imposée de 0,3%. Comme pour les caractérisations précédentes effectuées par EBSD, seul un 8^{ème} de l'éprouvette est caractérisé. On présente sur la Figure V-13, la carte de désorientations cristallines pour laquelle l'orientation de référence a été choisie au centre de l'éprouvette. Les caractérisations des désorientations moyennes intragranulaires (GOS) selon les orientations [110] et [100] sont présentées Figure V-14.

Carte de désorientations cristallines

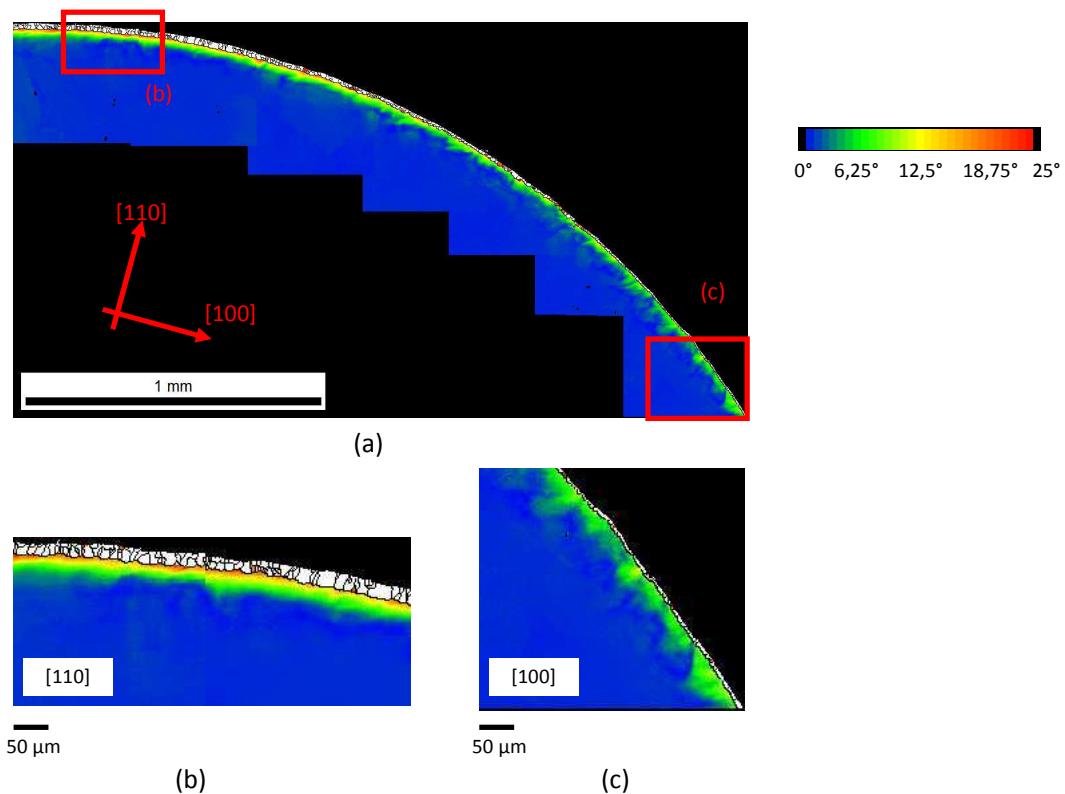


Figure V-13 : Caractérisation par EBSD sur éprouvette lisse grenillée 7371C2 ($\Delta\epsilon/2=0,3\%$ et $R_\epsilon=-1$) - (a) Zone de caractérisation complète - (b) Zoom selon l'orientation secondaire [110] - (c) Zoom selon l'orientation secondaire [100].

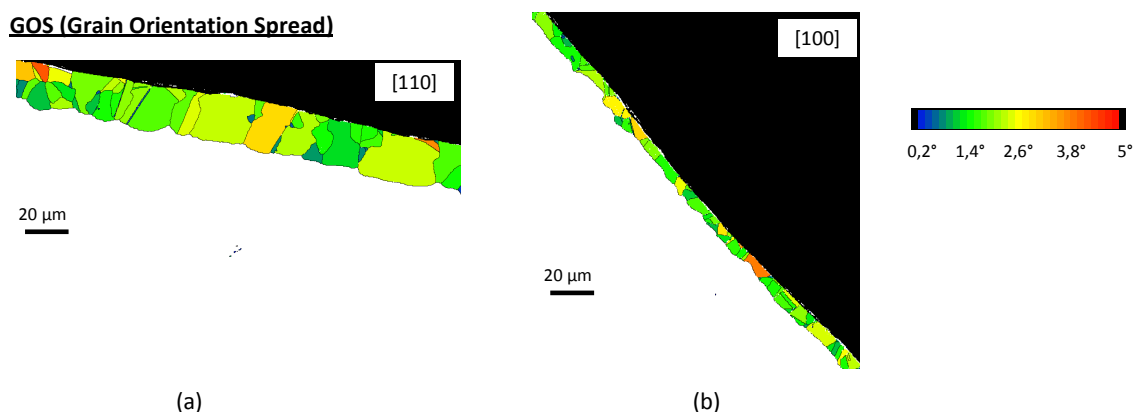


Figure V-14 : GOS (carte de désorientations moyennes intragranulaires) obtenu pour l'éprouvette lisse grenillée 7371C2 ($\Delta\epsilon/2=0,3\%$ et $R_\epsilon=-1$) dans les directions secondaires (a) [110] et (b) [100].

On observe, comme dans le cas des précédentes caractérisations par EBSD, une couronne de désorientation se situant sous la couche de grains (représentés en blanc sur les cartes de désorientations cristallographiques Figure V-13). Cette couronne présente une désorientation moyenne de 15° avec une désorientation maximale proche de 25° . La profondeur de cette couronne est d'environ de $28\ \mu\text{m}$. Les cartes de désorientations moyennes intragranulaires (ou GOS) (Figure V-14-b et 14-c) montrent, comme précédemment, que les grains suivant l'orientation [110] sont plus gros que ceux obtenus dans la direction [100]. De plus, les désorientations intragranulaires varient entre 1° et 3° .

En comparant, ces observations avec celles obtenues sur éprouvettes non sollicitées (cf. Chapitre III) ou celles effectuées sur éprouvette ayant subi les deux temps de maintiens en température, on constate que les désorientations cristallographiques semblent ici légèrement plus élevées. Néanmoins, nous insistons, là encore, sur le fait que ces mesures ont été effectuées sur trois éprouvettes différentes. Les comparaisons sont alors délicates.

II.1.d. Bilan des analyses expérimentales

Les analyses expérimentales effectuées sur éprouvettes rompues après avoir été sollicitées en fatigue permettent de dresser les remarques suivantes :

- Les analyses par diffraction des rayons X ont permis de mettre en évidence, de façon certaine que les contraintes résiduelles, en tout cas pour les sollicitations mécaniques testées, ne relaxaient pas totalement. De plus, nous avons constaté qu'il y avait une diminution de la densité de dislocations ou un réarrangement des dislocations en surface des éprouvettes à travers l'analyse de l'évolution des largeurs des pics de diffraction ;
- Les analyses de dureté Vickers montrent un gradient de dureté en surface des éprouvettes. Cette observation est en accord avec les caractérisations par EBSD et les observations mises en évidence dans la littérature dans le cas des polycristaux. Notons cependant que la profondeur de la zone désorientée mise en évidence par EBSD est plus que trois fois plus petite que la profondeur durcie mise en évidence par dureté.

Il faut bien noter, cependant, que ces observations sont le fruit de deux contributions à savoir les effets dus au chargement thermique à 650°C , comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent, mais également aux effets induit par le chargement mécanique.

II.2. Modélisation de la relaxation mécanique

Cette partie est dédiée à la modélisation des essais de fatigue par calculs par éléments finis. Ces calculs sont effectués en 3D avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique (présentée dans le Chapitre I). L'état mécanique dû au grenaillage est introduit comme état initial dans le calcul via la méthodologie présentée dans le Chapitre IV. L'objectif est de savoir dans quelle mesure ce modèle permet de reproduire l'évolution de l'état mécanique sous sollicitations cycliques (à une température constante de 650°C).

II.2.a. Relaxation de la contrainte moyenne

Pour commencer, nous pouvons faire l'hypothèse que la relaxation des contraintes résiduelles s'effectue de la même manière que la relaxation de la contrainte moyenne⁵, lors de sollicitations dissymétriques à déformations imposées typiquement $R_\epsilon=0$. Autrement dit, pour un cycle stabilisé donné, si la contrainte moyenne n'est pas entièrement relaxée, les contraintes résiduelles seront également stabilisées à une valeur non nulle. En revanche, pour une amplitude de déformation totale grande, induisant des forts niveaux de plasticité, les contraintes résiduelles pourront relaxer pour atteindre une valeur nulle comme c'est le cas, par exemple, pour une amplitude de déformation totale de 1% pour la contrainte moyenne, dans un essai en fatigue répétée ($R_\epsilon=0$).

Les essais cycliques de fatigue répétée ($R_\epsilon=0$) disponibles dans la base de données de SNECMA permettent de tracer les valeurs des contraintes moyennes à mi-durée de vie en fonction de l'amplitude de déformation totale. C'est en effet classiquement le choix qui est fait dans l'étape de dépouillement des essais de fatigue. Ce choix est également justifié car il est attendu que l'état mécanique du matériau est alors stabilisé. La Figure V-15 présente cette courbe de relaxation de contrainte moyenne sur laquelle sont ajoutés les essais effectués dans le cadre de cette thèse (en bleu). Les courbes théoriques (en traits) sont issues des simulations effectuées avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique en relevant la contrainte moyenne au bout de 10, 100 et 1000 cycles. Le nombre de cycles conduisant à l'obtention d'un état mécanique stabilisé va dépendre du niveau de l'amplitude de déformation totale imposée. En considérant trois cas différents, nous souhaitons en analyser l'impact.

⁵ La contrainte moyenne σ_{moy} est calculée par la relation suivante : $\sigma_{\text{moy}} = (\sigma_{\text{min}} + \sigma_{\text{max}})/2$ où σ_{min} et σ_{max} sont respectivement les valeurs des contraintes minimales et maximales sur chaque cycle.

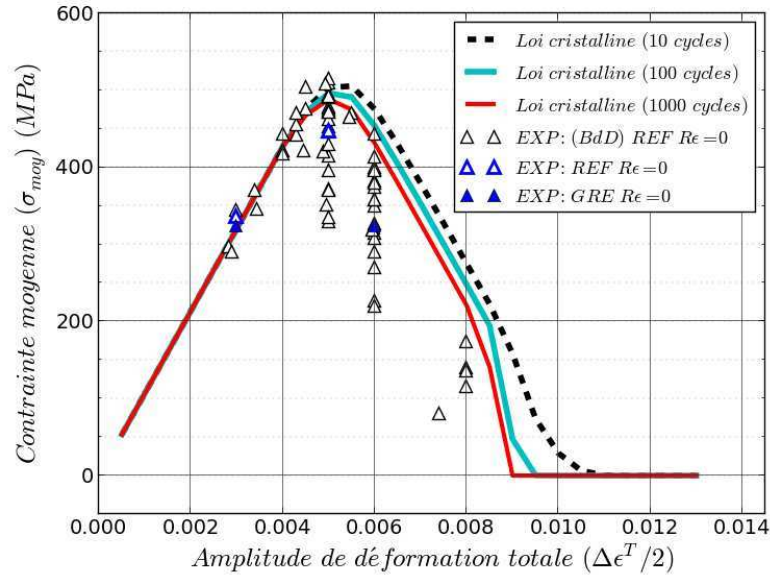


Figure V-15 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne. Les traits pleins représentent les résultats de la simulations numériques effectuées pour 10, 100 et 1000 cycles et les symboles sont les données expérimentales relevées à mi-durée de vie.

Au regard de cette évolution de la contrainte moyenne, nous constatons que, pour des amplitudes de déformations totales inférieures à 0,9%, la contrainte moyenne n'est pas nulle et ce quel que soit le nombre de cycles effectués. Cette loi de comportement semble être une bonne candidate pour reproduire la relaxation des contraintes résiduelles.

Par ailleurs, la Figure V-15 permet également de montrer que les valeurs de la contrainte moyenne obtenues par simulation au bout de 10, 100 et 1000 cycles sont légèrement différentes. Cela montre qu'au bout de 10 et 100 cycles (au moins), le cycle stabilisé n'est pas tout à fait atteint. Il faudrait donc réaliser des simulations avec 1000 cycles, voire plus, pour l'atteindre. Néanmoins, les écarts restent limités, moins de 50 MPa, pour une amplitude de déformation totale inférieure à 0,9%. De plus, les simulations en 3D présentent des temps de calculs relativement longs, surtout en considérant dans l'analyse des contraintes résiduelles du fait de la nécessité de disposer d'un maillage très raffiné sur plus de 100 μm en surface pour être en mesure de correctement décrire le gradient. Dans notre cas, nous avons donc choisi de ne simuler que 100 cycles.

II.2.b. Principe de la modélisation par éléments finis

II.2.b.i. Mise en donnée

Pour rendre plus compréhensible les explications qui vont être données ci-dessous, raisonnons, tout d'abord, d'un point de vue purement physique. Nous avons une éprouvette cylindrique lisse de longueur utile l_0 : c'est l'état initial. Cette éprouvette a ensuite été grenillée, ce qui a induit des contraintes résiduelles de compression et de l'érouissage et donc également une légère augmentation de sa longueur. Cette nouvelle longueur est notée l_0' et est « l'état de référence » d'un point de vue d'un essai de fatigue pour lequel il suffit d'imposer un déplacement $\varepsilon' l_0'$ pour imposer une déformation ε' souhaitée.

Passons à présent à la mise en pratique de la simulation de cet essai dans Zebulon. Considérons le maillage 3D de la partie utile de l'éprouvette (ou d'une simple tranche – cf. Chapitre IV) de hauteur l_0 (Figure V-16-a). L'introduction des contraintes résiduelles et de l'écrouissage s'effectue ensuite avec la méthode proposée dans le Chapitre IV. Cette étape introduit donc une légère augmentation de la taille initiale de l'éprouvette que l'on notera l_0' (Figure V-16-b). On souhaite à présent simuler l'essai de fatigue, or, ici, la configuration de référence dans Zebulon est et restera l'état initial (l_0). Ainsi, le déplacement à introduire dans ce cas est donc :

$$\Delta l_{\max} = \Delta l' + \varepsilon' l_0' \quad \text{Eq. V-1}$$

avec $\Delta l' = \varepsilon_0' l_0'$

Où $\Delta l'$ et ε_0' sont respectivement le déplacement et la déformation induits lors de l'introduction de l'état mécanique initial.

Après les calculs, les déformations $\varepsilon_{\text{zebulon}}(t) = (l(t) - l_0)/l_0$ obtenues par le calcul par éléments finis effectués via Zset/Zebulon sont donc corrigées avec l'expression suivante :

$$\varepsilon'(t) = \frac{l(t) - l_0'}{l_0'} = \frac{\varepsilon_{\text{zebulon}}(t) - \varepsilon_0'}{\varepsilon_0' + 1} \quad \text{Eq. V-2}$$

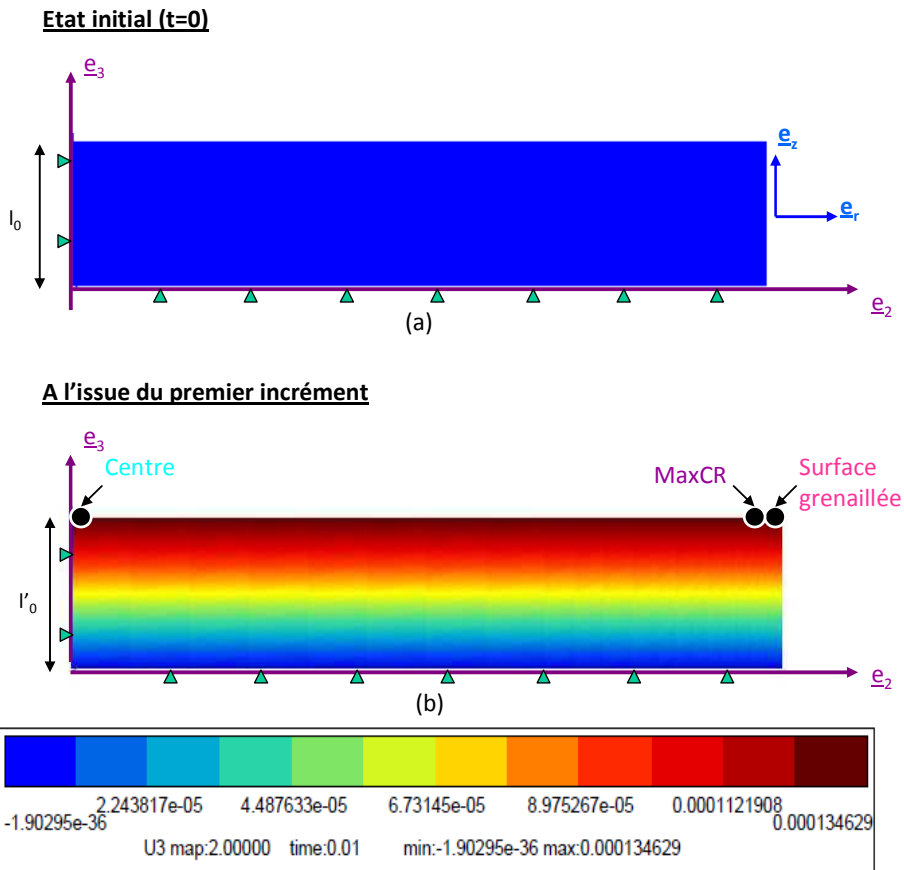


Figure V-16 : Isovaleurs du déplacement vertical (U3) pour l'état initial avant introduction des contraintes résiduelles (a) et après introduction de l'état mécanique initial (b). Ces simulations sont effectuées en 3D.

Par ailleurs, d'un point de vue plus général, notons que ces calculs sont effectués en déformation imposée à une fréquence de 0,25Hz et une température de 650°C (représentatifs des essais expérimentaux).

II.2.b.ii. Domaines d'études

Pour chaque simulation, les comportements de trois points seront particulièrement analysés :

- Le point de Gauss situé à la surface grenailée, noté **Surface** sur les figures ;
- Le point de Gauss, où les contraintes résiduelles sont maximales, noté **CR Max** sur les figures ;
- Le point de Gauss situé au centre de l'éprouvette, noté **Centre** sur les figures.

La position de ces points est schématisée sur la Figure V-16.

La comparaison du comportement de ces trois points a permis de déterminer quatre régimes en termes de plasticité, en fatigue répétée à déformation imposée:

- Le cas où l'éprouvette est entièrement élastique (au-dessous de la limite conventionnelle d'élasticité à 0,02%), pour une déformation imposée qui se situe entre 0% et 0,45% d'amplitude de déformation totale;
- Le cas où il y a une plasticité au premier cycle (et une amplitude de déformation plastique cyclique inférieure à 0,02%) :
 - Dans la zone NON grenailée uniquement, pour une déformation totale entre 0,45% et 0,55% d'amplitude de déformation totale ;
 - Dans toute l'éprouvette, pour une déformation totale entre 0,55% et 0,95% d'amplitude de déformation totale.
- Le régime de plasticité cyclique (déformation plastique > 0,02%) dans toute l'éprouvette se situe au-delà de 1% d'amplitude de déformation totale.

A titre d'exemple, nous examinerons quatre amplitudes de déformation totale : 0,3%, 0,6%, 0,8 et 1,2% qui correspondent respectivement aux quatre régimes de sollicitations définis ci-dessus.

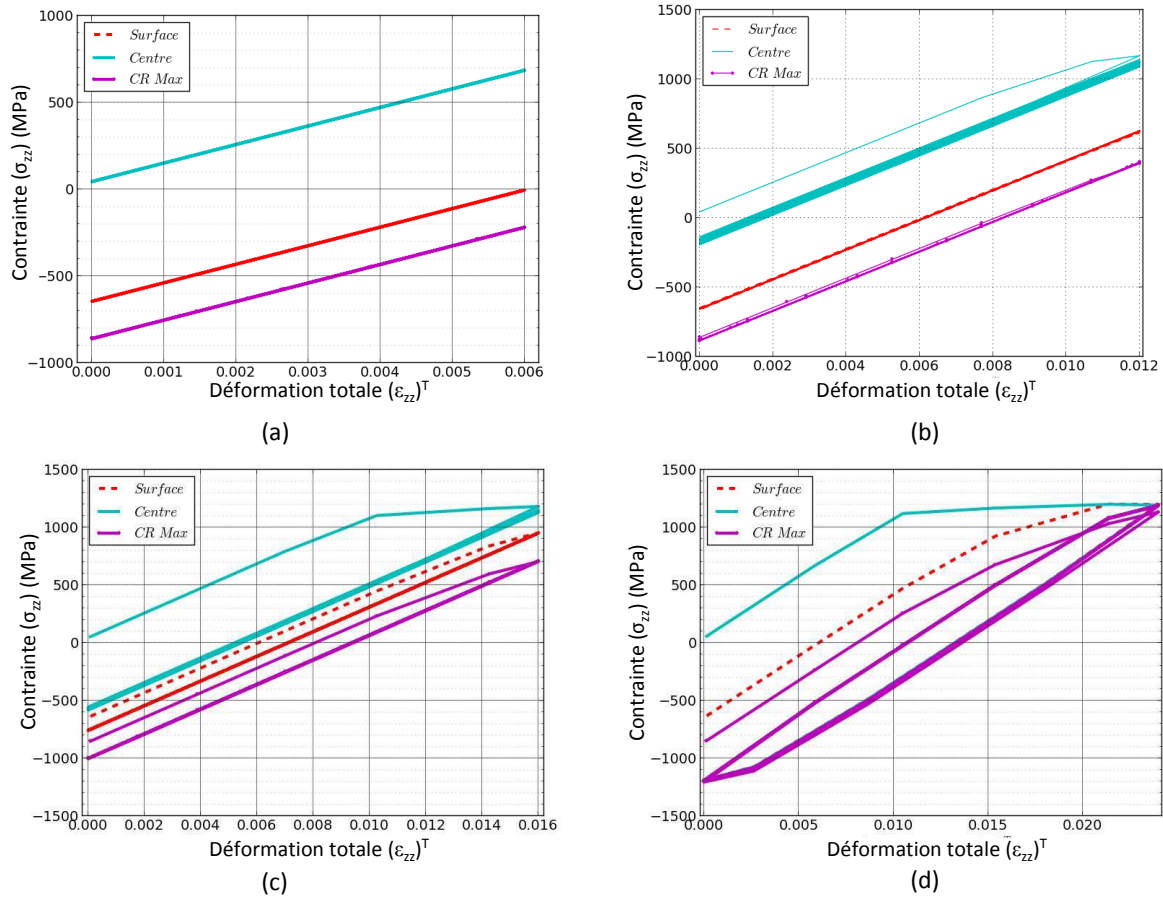


Figure V-17 : Boucles d'hystérésis pour chaque régime de plasticité au niveau du comportement. (a) Régime élastique (exemple de $\Delta\epsilon/2 = 0,3\%$) - (b) Régime de plasticité premier cycle pour le centre de l'éprouvette (exemple de $\Delta\epsilon/2 = 0,6\%$) - (c) Régime de plasticité premier cycle pour toute l'éprouvette (exemple de $\Delta\epsilon/2 = 0,8\%$) - (d) Régime de plasticité cyclique pour toute l'éprouvette (exemple de $\Delta\epsilon/2 = 1,2\%$).

Les figures ci-dessus (Figure V-17) illustrent ces comportements par la représentation des boucles d'hystérésis, (contrainte en fonction de la déformation totale) pour chaque point de Gauss analysé en surface, au centre et pour lequel les contraintes résiduelles sont les plus élevées à l'état initial. Pour des raisons de lisibilité, seuls les 5 premiers cycles sont représentés sur ces figures.

Dans la suite, l'analyse par simulation numérique de la relaxation de l'état mécanique sous sollicitation se fera en regard de ces quatre régimes de plasticité.

II.3. Résultats

II.3.a. Evolution des contraintes résiduelles

Les figures ci-dessous (Figures V-18 et V-19) présentent l'évolution des contraintes axiales et circonférentielles moyennes aux trois points d'intérêt (centre, surface et point où les contraintes résiduelles initiales sont maximales) positionnés dans la direction [100] en fonction du nombre de cycles. Les quatre régimes de plasticité décrits ci-dessus sont illustrés. Nous avons également ajouté, les courbes d'hystérésis correspondant à un essai en fatigue alternée à une amplitude de déformation de 0,3%. Cet essai correspond en effet à un des essais sur lesquels ont été effectuées les mesures expérimentales.

On note également que l'évolution du comportement d'une éprouvette de référence (sans introduction de contraintes, ni d'écrouissage) correspond à quelques MPa près au comportement observé au centre des éprouvettes (en bleu clair sur les figures ci-dessous).

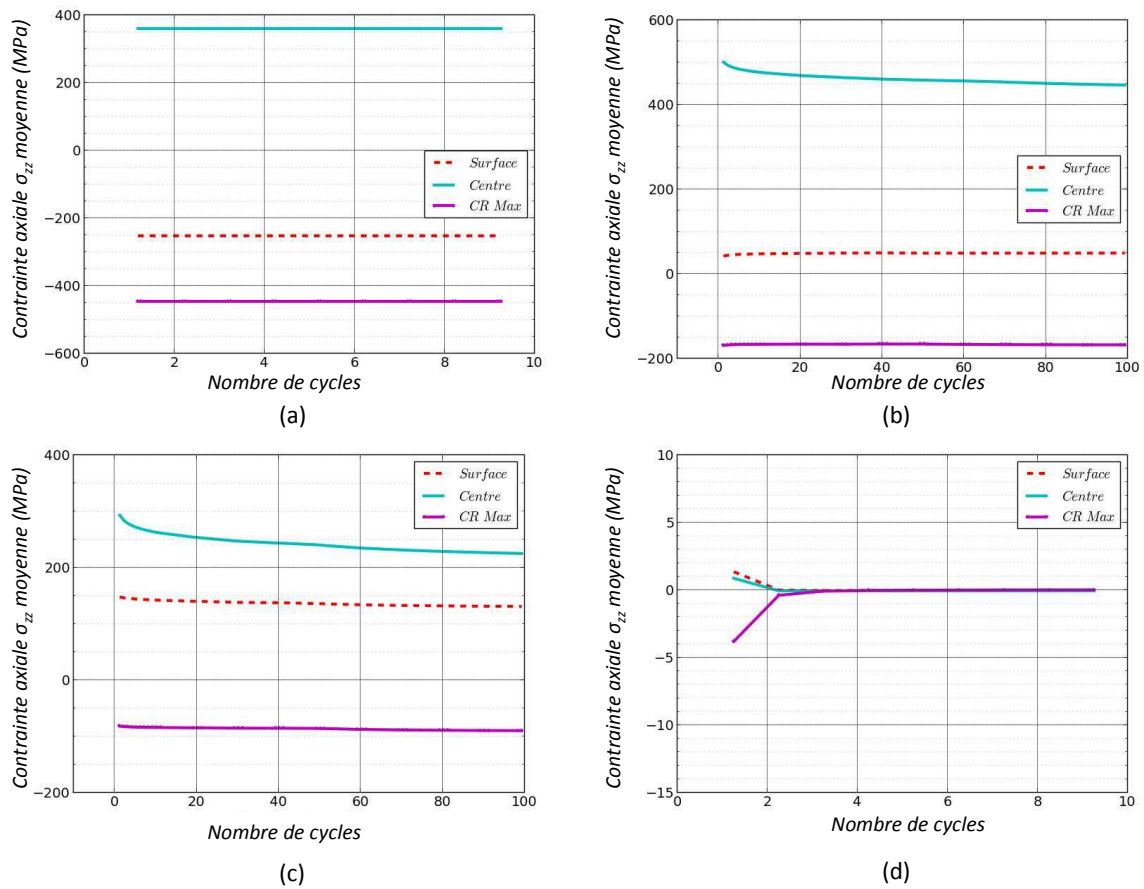


Figure V-18 : Evolution de la contrainte moyenne axiale pour 3 points de l'éprouvette en fonction du nombre de cycles en fatigue répétée. (a) $\Delta\epsilon/2=0,3\%$ - (b) $\Delta\epsilon/2=0,6\%$ - (c) $\Delta\epsilon/2=0,8\%$ - (d) $\Delta\epsilon/2=1,2\%$.

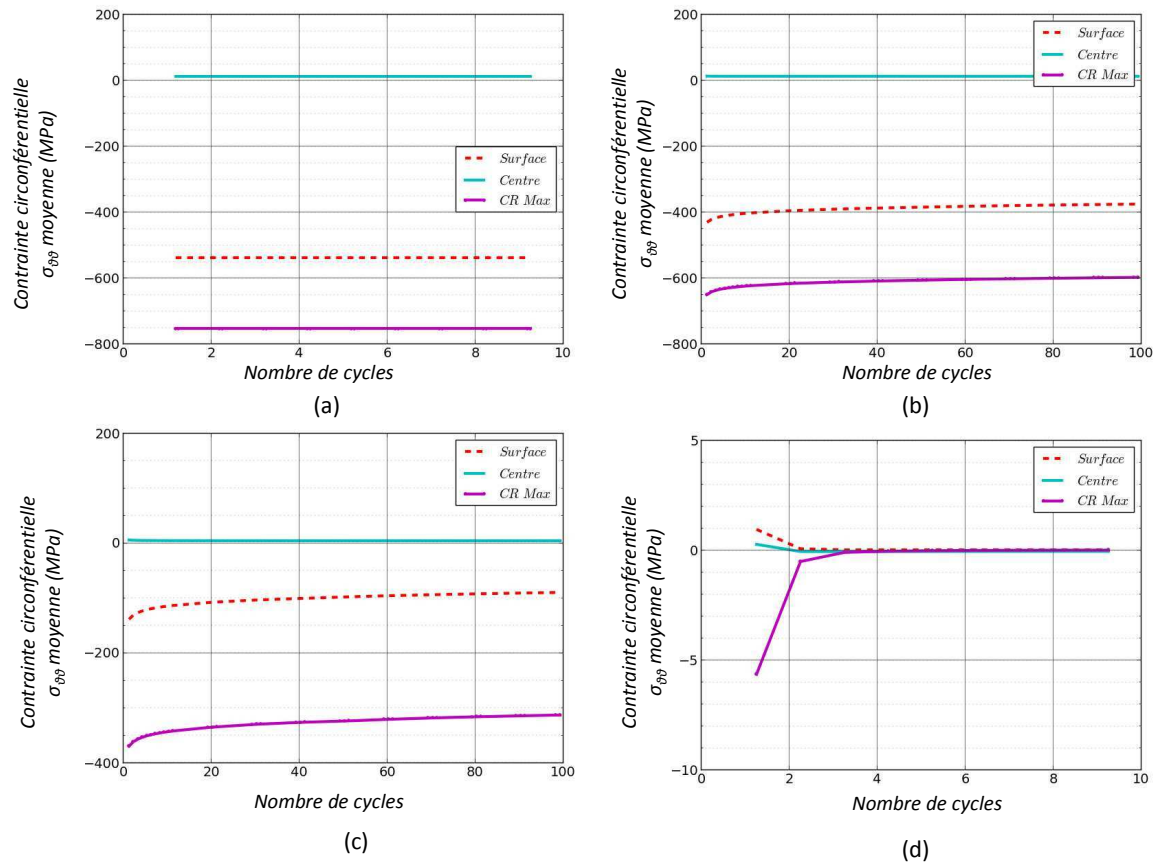


Figure V-19 : Evolution de la contrainte moyenne circonférentielle pour 3 points de l'éprouvette en fonction du nombre de cycles en fatigue répétée. (a) $\Delta\epsilon/2=0,3\%$ - (b) $\Delta\epsilon/2=0,6\%$ - (c) $\Delta\epsilon/2=0,8\%$ - (d) $\Delta\epsilon/2=1,2\%$.

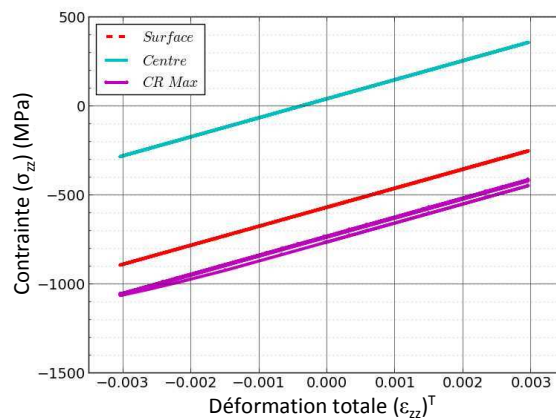


Figure V-20 : Boucles d'hystérésis correspondantes à des sollicitations d'une amplitude de déformation de 0,3% en fatigue alternée.

On constate aisément que plus l'amplitude de déformation est élevée, plus la relaxation des contraintes est rapide.

- Pour le régime élastique (Figure V-18-a et 19-a), les contraintes moyennes axiale et circonférentielle n'évoluent pas en fonction du nombre de cycles.
- Pour le régime de plasticité premier cycle (Figure V-18-b, 18-c et 19-a, 19-c), les deux cas distingués semblent avoir des réponses similaires à savoir que l'on observe une relaxation

des contraintes rapide au cours des premiers cycles puis une relaxation plus lente par la suite.

- Pour le cas conduisant à une plastification cyclique dans toute l'éprouvette (Figure V-18-d et 19-d), la relaxation totale est quasi instantanée dès le quatrième cycle. Cela signifie que les contraintes résiduelles ont totalement relaxé à ce stade.

On note également que, dans le cas de l'essai à une amplitude de déformation de 0,3% en fatigue alternée (Figure V-20), c'est le point de Gauss où la contrainte résiduelle initiale est maximale qui plastifie en premier en raison de la compression, à la décharge, d'une zone déjà en compression. Cela confirme que, dans ce cas (cas d'un chargement en compression), la présence de contraintes résiduelles en compression est néfaste.

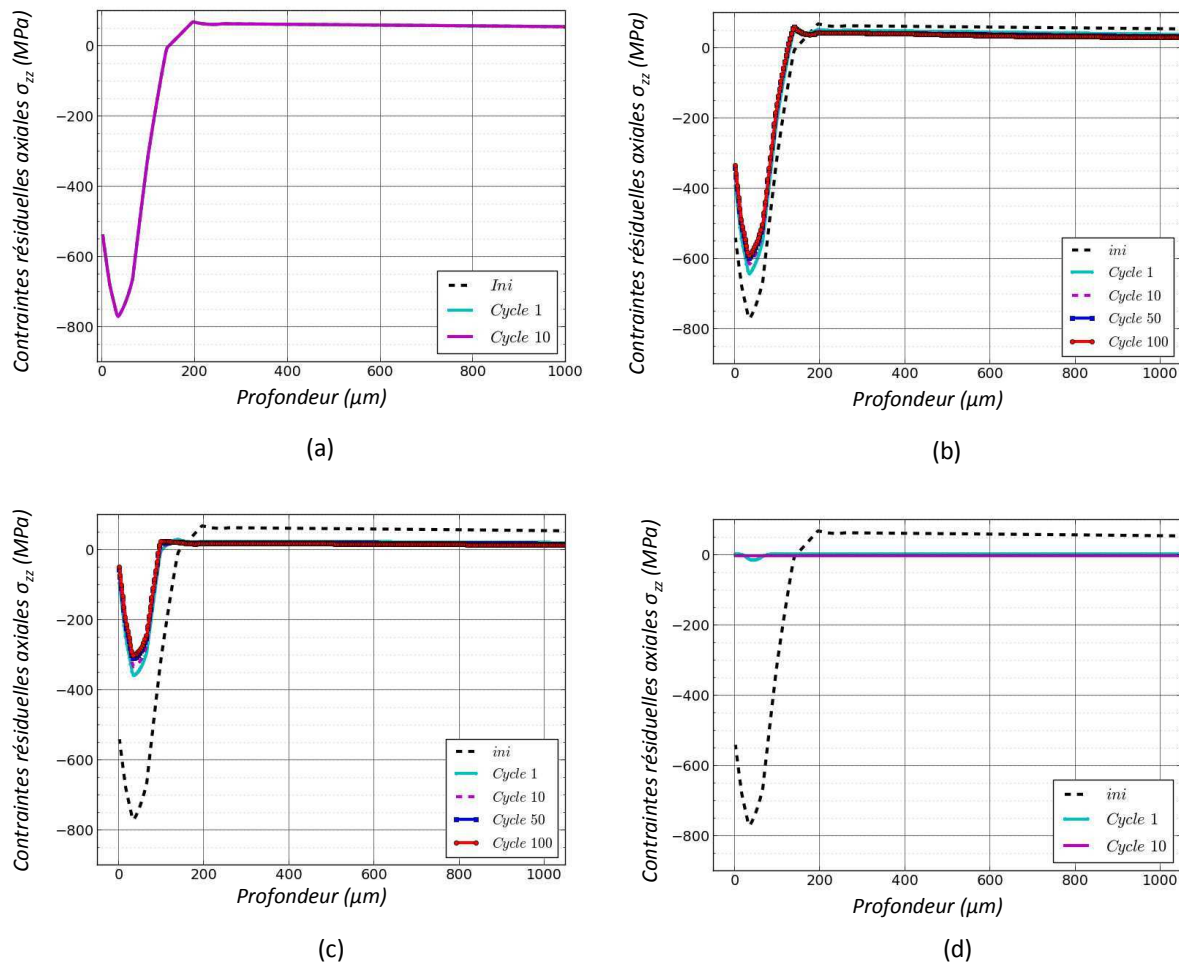


Figure V-21 : Evolution du profil de contraintes résiduelles axiales pendant une sollicitation d'une amplitude de déformation de (a) 0,3% (Régime élastique) - (b) 0,6% (Régime de plasticité premier cycle dans la partie NON grenillée) - (c) 0,8% (Régime de plasticité premier cycle dans toute l'éprouvette) – (d) 1,2% (Régime de plasticité cyclique).

Pour compléter ces analyses, on peut également tracer l'évolution du profil des contraintes résiduelles axiales (σ_{zz}) à des nombres de cycles intermédiaires (ici au 1^{er}, 10^{ème}, 50^{ème} et 100^{ème} cycle) pour ces différentes amplitudes de déformation (Figure V-21). Les profils présentés ici correspondent aux profils obtenus lorsque la force est nulle pour chaque cycle. Le profil initial est représenté par une ligne noire pointillée et celui obtenu au 100^{ème} cycle est présenté en ligne continue rouge. Pour

des raisons de lisibilité, lorsque le profil n'évolue plus à partir d'un certain nombre de cycles, les cycles suivants ne sont plus représentés (cas des amplitudes de déformations totales égales à 0,3% et 1,2%). Ces figures confirment le fait que lorsqu'il y a relaxation, elle intervient dès le premier cycle, avec une cinétique plutôt rapide, qui devient ensuite plus lente.

Le même type d'étude a été effectué dans la direction [110], les observations sont similaires.

Comparaison essais / calculs

Les figures présentées jusqu'à présent représentent les cas les plus significatifs pour la compréhension des phénomènes de relaxation des contraintes résiduelles. Cela dit, les mesures expérimentales après rupture des éprouvettes de fatigue ont été effectuées sur des éprouvettes grenillées ayant subi une amplitude de déformation de 0,3% et 0,6%, en fatigue répétée et de 0,3% en fatigue alternée. La Figure V-22 ci-dessous présente alors l'évolution des contraintes résiduelles de surface obtenues pour ces différents cas. On précise que les valeurs expérimentales présentées en bleue au cycle 0 correspondent aux valeurs obtenues sur l'éprouvette ayant subi deux maintiens en température à 650°C (cf. §I.1 p.199).

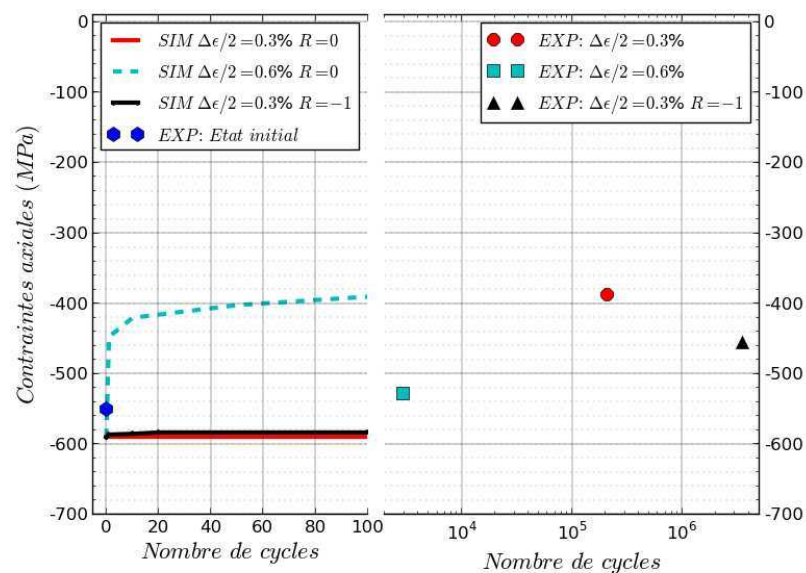


Figure V-22 : Evolution de la contrainte résiduelle axiale en fonction du nombre de cycles. Les simulations sont présentées par des lignes et les mesures par des symboles. Pour les mesures, il s'agit de l'orientation [100].

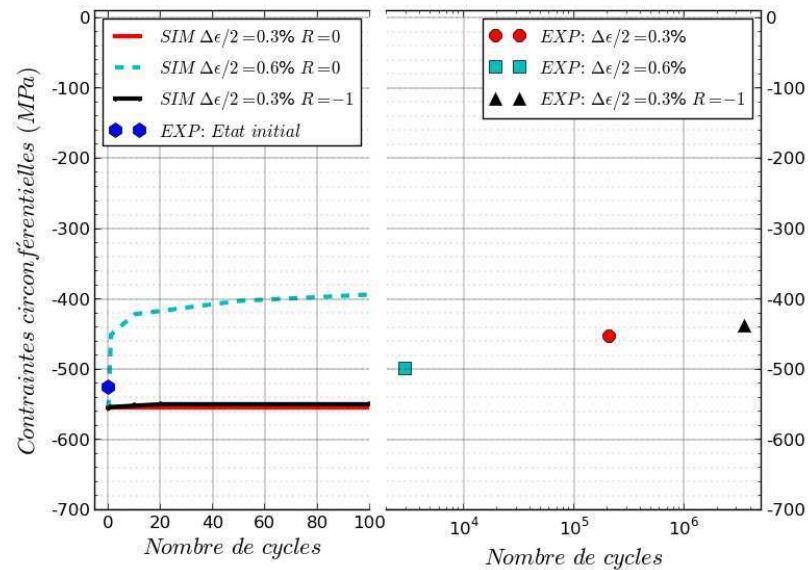


Figure V-23 : Evolution de la contrainte résiduelle circonférentielle en fonction du nombre de cycles. Les simulations sont présentées par des lignes et les mesures par des symboles. Pour les mesures, il s'agit de l'orientation [100].

Moyennant les incertitudes de mesures et les possibles dispersions au niveau de l'état mécanique initial d'une éprouvette à une autre, nous pouvons conclure que les simulations sont relativement proches des résultats expérimentaux. Il est, cependant, clair que cela ne reste que de premières observations. Le point positif, est que le modèle ne prédit pas une relaxation complète des contraintes résiduelles. Il faut néanmoins noter que les niveaux explorés correspondent à des cas de plastification limités. Des mesures expérimentales supplémentaires sont absolument nécessaires par la suite pour pouvoir confirmer cette tendance. Des mesures, notamment à l'issu d'essais de fatigue interrompus en surface, par exemple, mais également en profondeur et ce, pour des amplitudes de déformations différentes, seraient utiles.

II.3.b. Influence et évolution de la déformation plastique cumulée

Concernant la déformation plastique cumulée, deux points sont à discuter : l'évolution de cette quantité au cours du temps, d'une part et l'influence éventuelle de l'introduction de cette quantité sur la relaxation des contraintes résiduelles, d'autre part.

Evolution de la déformation plastique cumulée en fonction du temps

La Figure V-24 présente le profil de déformation plastique cumulée (macroscopique) obtenu selon la direction [100] en fonction de la profondeur pour différents nombres de cycles correspondant à une amplitude de déformation totale imposée de 0,6%, par exemple. Notons que l'évolution est similaire et plus ou moins marquée suivant le niveau de plasticité engendrée, pour les autres amplitudes de déformation. Comme observé précédemment dans le cas de la relaxation thermique, on note que les valeurs de la déformation plastique cumulée augmentent très légèrement. Ces valeurs sont à mettre en regard de l'évolution des largeurs des pics de diffraction présentée sur la Figure V-11. Nous avons, en effet, observé que les valeurs mesurées après essais de fatigue étaient plus faibles que

celles mesurées à l'état initial. A nouveau, il apparaît donc que relier les largeurs des pics à la déformation plastique cumulée macroscopique est insuffisant pour décrire ces observations. On rappelle, en effet, que la déformation plastique cumulée, de par sa définition, ne peut qu'augmenter.

Il apparaît ici indispensable d'aller plus loin et de proposer une calibration permettant, par exemple, de relier la largeur des pics à d'autres quantités comme la variable d'écrouissage isotrope R comme évoqué précédemment. Dans le cas de l'AM1, qui ne présente pas d'adoucissement ou de durcissement sous sollicitations cycliques au niveau macroscopique et dont le formalisme de la loi de comportement n'intègre donc de ce fait aucune variable d'écrouissage isotrope, une étude fine du comportement dans la zone grenillée permettrait d'analyser si le grenillage conduit, sur ce matériau, à une augmentation de la limite d'élasticité dans la zone affectée et possiblement de la quantifier. Ceci pourrait impliquer, au niveau de la modélisation, le besoin d'enrichir le modèle de comportement par l'ajout d'une variable d'écrouissage isotrope R induit par le grenillage qui serait susceptible d'évoluer en fatigue et de décrire soit un durcissement, soit un adoucissement.

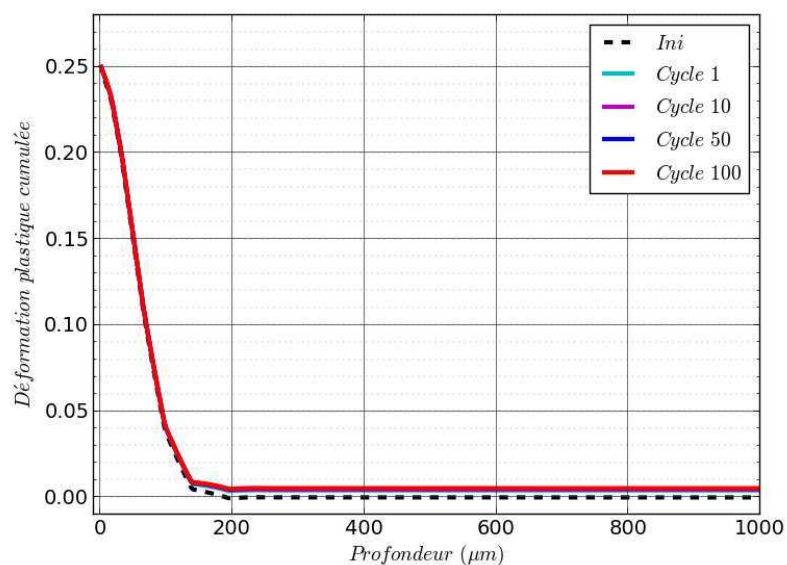


Figure V-24 : Evolution du profil de déformation plastique cumulée macroscopique au cours du temps pour une déformation totale imposée de 0,6% en traction répétée.

Influence de la déformation plastique cumulée sur la relaxation des contraintes résiduelles

La Figure V-25 compare l'évolution du profil de contraintes résiduelles entre l'état initial et le premier cycle pour une amplitude de déformation de 0,6% pour un calcul effectué sans et avec introduction de la déformation plastique cumulée et des variables écrouissages initiales. Comme attendu, au vu de la nature du modèle d'écrouissage cinématique considéré, le profil de contraintes reste le même avec ou sans déformation plastique cumulée initiale. En effet le type de modèle utilisé (modèle cinématique non linéaire classique) n'intègre pas d'effet d'histoire, éventuellement, au travers d'un couplage entre écrouissage isotrope et cinématique [Chaboche2013]. D'un point de vue expérimental, il serait intéressant d'étudier l'effet de la déformation plastique cumulée en mesurant les contraintes résiduelles sur des échantillons présentant différents états initiaux (par exemple : poli miroir+grenillage, usinage classique + grenillage, pré traction + grenillage) sur la relaxation des contraintes. Ce type d'étude a déjà été proposé par Prevéry [Prevéry2000]. Plus récemment, Y. Li [Li2015] montre, en effet, qu'un pré-écrouissage initial tend à modifier sensiblement la cinématique

de relaxation des contraintes résiduelles sur un alliage de titane Ti18. Sur la base de ces observations expérimentales, il apparaît alors nécessaire d'enrichir les modèles d'écrouissage cinématique classiques en leur introduisant un effet d'histoire en termes d'écrouissage.

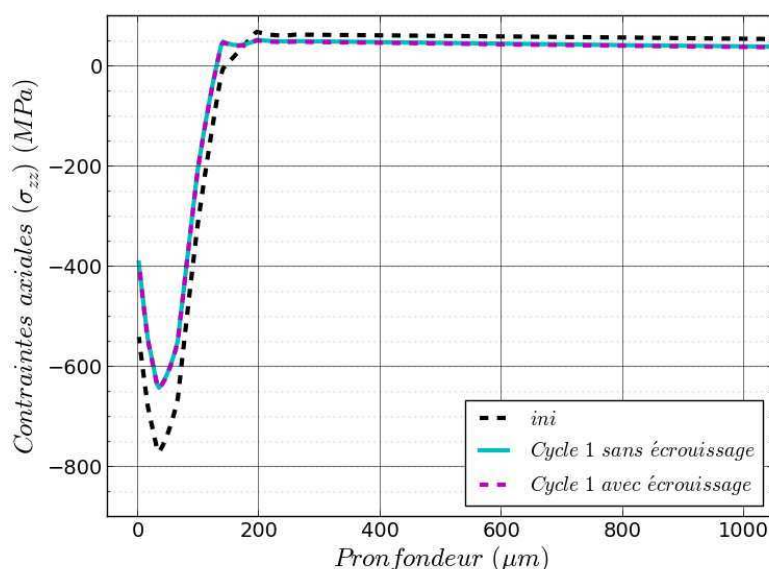


Figure V-25 : Relaxation des contraintes résiduelles au bout d'un cycle pour un calcul effectué sans (en turquoise) et avec (en mauve) prise en compte de l'écrouissage. Déformation totale imposée de 0,6% en fatigue répétée.

Notons, néanmoins, que même si il n'y a pas d'effet ici avec ce formalisme, l'introduction de ces variables dans le cas d'un formalisme plus riche peut présenter un intérêt quant à la prise en compte des effets du grenaillage, et notamment de l'écrouissage, sur la cinétique de relaxation des contraintes résiduelles comme suggéré par Prevéy [Prev  y2000] et observé par Li [Li2015] sur alliage de titane. Ce type d'approche est notamment exploité dans le cas de la thèse de Goulmy sur l'INCO718 dans le cadre du projet CONDOR de l'IRT M2P où la loi de comportement intègre différents mécanismes et couplages.

II.4. Vers une démarche simplifiée...

II.4.a. Utilisation d'un modèle isotrope

Les calculs présentés précédemment ont été réalisés en 3D avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique dans le but de prendre en compte le caractère anisotrope du matériau. Ces calculs durent environ 3 jours pour simuler 100 cycles (le nombre de degrés de liberté est de 1080). Ce temps peut sembler relativement long dans le cas où l'on souhaite pouvoir estimer le niveau de relaxation des contraintes résiduelles pour un niveau de sollicitation donné. Dans un premier niveau d'analyse, il peut être utile de revenir à une modélisation en axisymétrique au lieu de 3D. Nous pourrions donc nous affranchir de l'effet d'anisotropie et nous concentrer uniquement sur l'étude de l'évolution de l'état mécanique sous sollicitations cycliques. Pour cela, nous avons à notre disposition la loi à deux potentiels de Norton identifiée pour l'AM1 (*cf.* Chapitre I). Néanmoins, si on se réfère comme précédemment à la relaxation de la contrainte moyenne, cette loi tend à une relaxation complète de cette dernière dès lors qu'il y a plastification cyclique (Figure V-26). Les contraintes résiduelles tendront alors, si l'on suppose qu'elles évoluent de la même manière, à se relaxer trop

rapidement et complètement. On présente, par exemple, l'évolution de la contrainte axiale en fonction du temps pour une amplitude de déformation imposée de 0,6% sur la Figure V-27. Les résultats obtenus confirment bien cette tendance et ne sont, en effet, pas en adéquation avec les observations expérimentales. Ce type de modèle est donc mis en défaut ici.

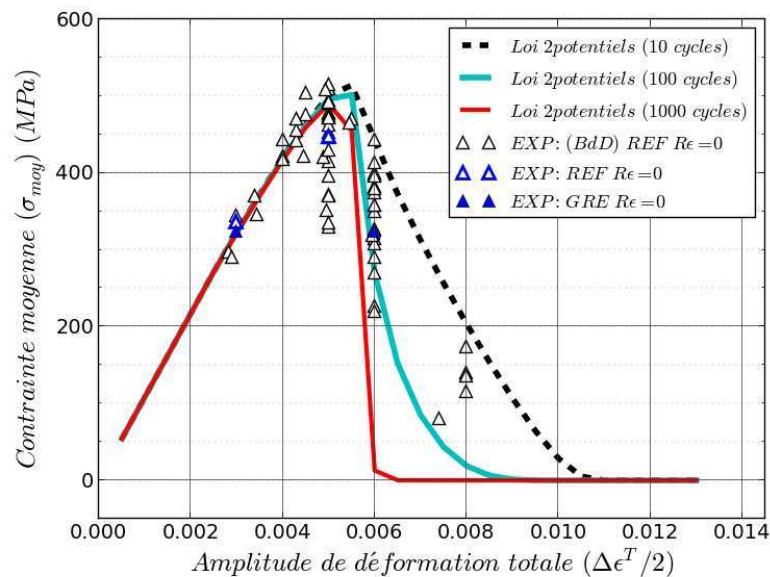


Figure V-26 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne effectuée par la loi à deux potentiels de Norton. Les lignes représentent les résultats de la simulation numérique effectuée pour 10, 100 et 1000 cycles et les symboles sont les données expérimentales relevées à mi-durée de vie.

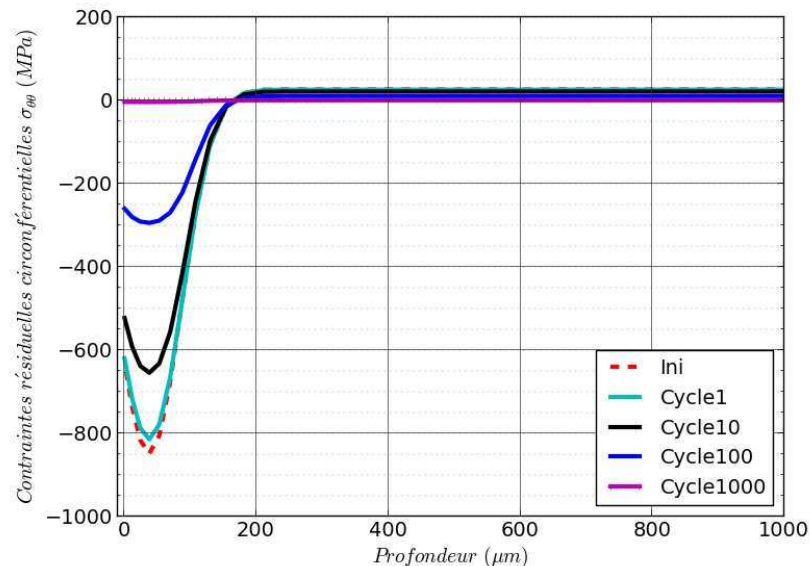


Figure V-27 : Relaxation du profil de contraintes résiduelles obtenue avec le modèle à deux potentiels de Norton pour une sollicitation d'une amplitude de déformation imposée de 0,6%.

On peut alors envisager d'utiliser un autre modèle de comportement capable de rendre compte d'une relaxation partielle de la contrainte moyenne et donc des contraintes résiduelles. Pour cela nous allons utiliser le modèle multi-cinématique à seuil développé par Chaboche [Chaboche1997]. Ce type de modélisation a été utilisé avec succès pour la simulation de la relaxation des contraintes résiduelles dans le cas d'un superalliage à base de nickel N18 grenailé [Chaboche1997]. Les équations de ce modèle sont présentées ci-dessous.

La déformation totale se décompose en une partie élastique et une partie plastique.

$$\tilde{\varepsilon}^T = \tilde{\varepsilon}^e + \tilde{\varepsilon}^p = \underline{\underline{C}}^{-1} \cdot \tilde{\sigma} + \tilde{\varepsilon}^p \quad \text{Eq. V-3}$$

Avec $\underline{\underline{C}}^{-1}$ le tenseur de rigidité d'ordre 4.

L'évolution de la déformation plastique s'écrit, en supposant une description des phénomènes de viscosité par une loi de type Norton :

$$\dot{\tilde{\varepsilon}}^p = \frac{3}{2} \left\langle \frac{J(\tilde{\sigma} - \tilde{\chi}) - R_0}{K} \right\rangle^n \frac{\tilde{\sigma}' - \tilde{\chi}'}{J(\tilde{\sigma} - \tilde{\chi})} \quad \text{Eq. V-4}$$

Où $\tilde{\chi}$ est le tenseur d'écrouissage cinématique et R_0 le seuil de plasticité. $(.)'$ désigne le déviateur de $(.)$ et $J(\tilde{\sigma} - \tilde{\chi})$ la contrainte de Von Mises qui s'écrit sous la forme suivante :

$$J(\tilde{\sigma} - \tilde{\chi}) = \sqrt{\frac{3}{2} (\tilde{\sigma} - \tilde{\chi})' : (\tilde{\sigma} - \tilde{\chi})'} \quad \text{Eq. V-5}$$

Afin de traduire correctement une relaxation partielle de la contrainte moyenne, on utilise la somme $\tilde{\chi} = \sum_i \tilde{\chi}_i$ de plusieurs écrouissages cinématiques non linéaires à seuil définis comme suit :

$$\dot{\tilde{\chi}}_i = \frac{2}{3} C_i \dot{\tilde{\varepsilon}}^p - D_i \Phi_i \tilde{\chi}_i \dot{p} \quad \text{Eq. V-6}$$

$$\text{Eq. V-7}$$

$$\Phi_i = \left\langle \frac{D_i J(\tilde{\chi}_i) - \omega_i C_i}{1 - \omega_i} \right\rangle \frac{1}{(D_i J(\tilde{\chi}_i))} \quad \text{Eq. V-8}$$

Avec C_i , D_i , ω_i , trois paramètres matériaux associés à chaque variable $\tilde{\chi}_i$. Ces paramètres sont à identifier en s'appuyant sur des essais expérimentaux. L'identification de C_i et D_i s'appuie sur des essais cycliques alternés. L'identification de ω_i est réalisée, le plus souvent, à partir de la courbe de relaxation de la contrainte moyenne. p est la déformation plastique cumulée.

II.4.b. Identification du modèle

La base de données des essais de l'AM1 est très riche, cependant à la température de 650°C, ils ne sont pas très nombreux. La plupart des données proviennent de rapports ou de notes techniques de SNECMA. Ici, seuls les essais sur éprouvettes orientées selon la direction <001> sont considérés. Les différents types de données sont les suivantes : courbe d'écrouissage cyclique, boucle d'hystérésis et essais de fatigue à des fréquences de 0,25Hz, 0,5Hz et 1Hz.

Afin de compléter la base de données à 650°C, nous avons effectué un essai sur une éprouvette cylindrique lisse de référence (non grenillée). Il s'agit d'un essai à amplitude de déformation croissante avec des amplitudes de 1%, 1,2% et 1,5% à une fréquence de 0,25Hz et un rapport de charge en déformation de -1.

Nous ne disposons pas de courbe de traction monotone néanmoins l'identification a été réalisée en exploitant la première montée en charge des essais de fatigue répétée.

L'identification de ce modèle a été effectuée avec le module ZSimOpt de Zebulon sur un élément de volume.

Une première identification a été réalisée en choisissant le même seuil de plasticité R_0 que celui de la loi à deux potentiels de Norton (c'est-à-dire $R_0=500$ MPa). L'idée est ici que la comparaison puisse se faire de manière cohérente. Le tableau ci-dessous présente les résultats obtenus pour cette identification pour une orientation $\langle 001 \rangle$ et une température de 650°C .

Paramètres d'élasticité :		Paramètres de Norton :		
E = 106800 MPa		n = 15		
ν = 0,3		K = 200 MPa.s ^(1/n)		
		R ₀ = 500 MPa		
Paramètres des écrouissages cinématiques :				
C ₁ = 1 500 000 MPa	C ₂ = 800 000 MPa	C ₃ = 10 200 MPa	C ₄ = 10 000 MPa	C ₅ = 1 000 MPa
D ₁ = 7 000	D ₂ = 6 000	D ₃ = 1 000	D ₄ = 700	D ₅ = 20
ω ₁ = 0,8	ω ₂ = 0,5	ω ₃ = 0,3	ω ₄ = 0,2	ω ₅ = 0,1

Ensuite, dans une deuxième identification, ce modèle isotrope basé sur la superposition d'écrouissages cinématiques à seuil est comparé à la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique identifiée plus récemment et considérée comme étant plus représentative. Le seuil de plasticité macroscopique (en utilisant les relation de passage dans un orientation $\langle 001 \rangle$, on a $R_0=\sqrt{6} R_{0,\text{oct}}=760$ MPa) de cette loi étant différent de la loi à deux potentiels de Norton, une nouvelle identification a été réalisée afin de garantir un même seuil de plasticité macroscopique que pour la loi en sinus hyperbolique (soit $R_0=760$ MPa). Le tableau ci-dessous présente les résultats obtenus pour cette seconde identification pour une orientation cristalline de $\langle 001 \rangle$ et une température de 650°C .

Paramètres d'élasticité :	Paramètres de Norton :
E = 106800 MPa	n = 20
ν = 0,3	K = 190 MPa.s ^(1/n)
	R ₀ = 760 MPa

Paramètres des écrouissages cinématiques :				
C ₁ = 900 000 MPa	C ₂ = 408 073 MPa	C ₃ = 140 140 MPa	C ₄ = 100 989 MPa	C ₅ = 2 907 MPa
D ₁ = 30 000	D ₂ = 8 500	D ₃ = 4 000	D ₄ = 1 500	D ₅ = 20
ω ₁ = 0,5	ω ₂ = 0,4	ω ₃ = 0,3	ω ₄ = 0,2	ω ₅ = 0,1

A titre indicatif, les courbes qui ont permis de valider cette seconde identification de ce modèle sont reportées en Annexe G. La Figure V-28 présente, néanmoins, la courbe de la relaxation de la contrainte moyenne obtenue pour les quatre modèles (modèle isotrope à deux potentiels de Norton, modèle anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique et les deux modèles multi-cinématiques à seuil identifiés) au bout de 100 cycles.

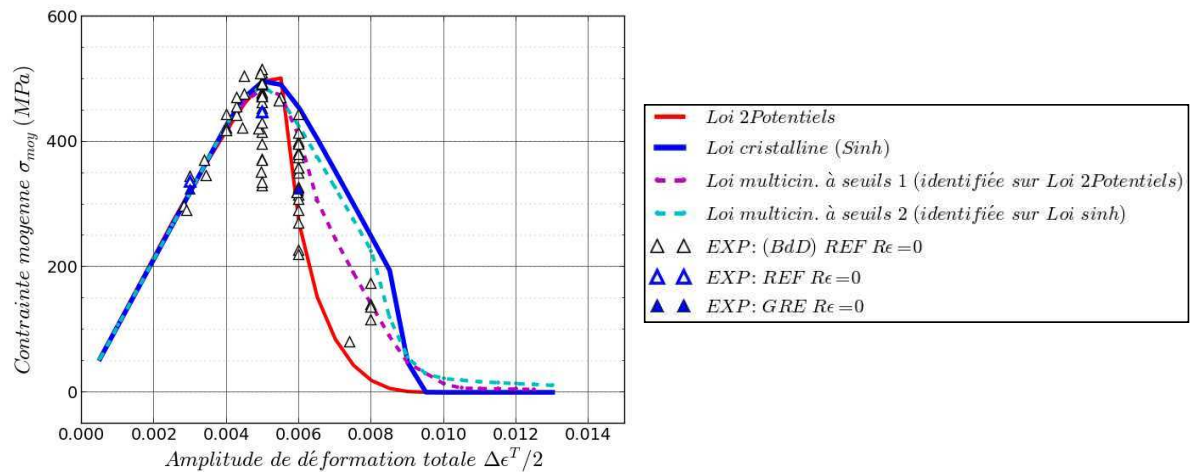


Figure V-28 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne au cycle stabilisé. Les traits pleins représentent les résultats de la simulation numérique effectuée avec la loi à deux potentiels de Norton (en rouge), avec la loi en sinus hyperbolique (en bleu), avec la loi multi-cinématique identifiée avec le seuil de la loi à deux potentiels de Norton (en mauve) et avec la loi multi-cinématique identifiée avec le seuil de la loi en sinus hyperbolique (en turquoise). Les symboles sont les données expérimentales.

II.4.c. Application du modèle multi-cinématique à seuil

Les essais cycliques ont alors été simulés avec ces nouveaux modèles pour suivre l'évolution du profil de contraintes résiduelles. Les Figures V-29 et V-30 présentent l'évolution des contraintes en fonction du temps pour les 100 cycles simulés pour le cas d'une sollicitation à une amplitude de déformation imposée de 0,6% utilisant les quatre identifications. Ces valeurs sont également comparées avec les valeurs expérimentales (points noirs). On précise que la valeur expérimentale positionnée au cycle 0 correspond à la valeurs mesurée sur l'éprouvette ayant subi deux maintiens en température à 650°C (cf. §I.1. p.199).

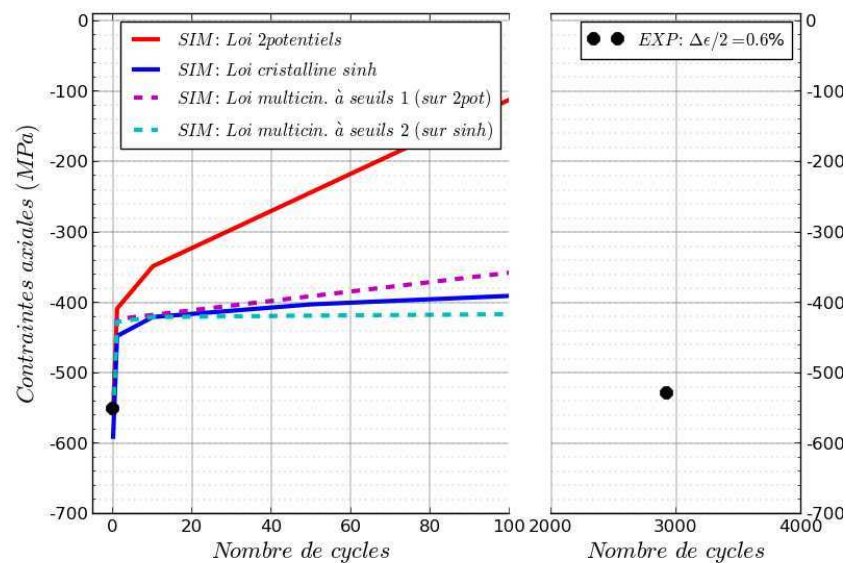


Figure V-29 : Evolution de la contrainte résiduelle axiale en fonction du nombre de cycles, pour une amplitude de déformation imposée de 0,6% et en fatigue répétée. Les simulations sont représentées par des lignes et les mesures par des symboles.

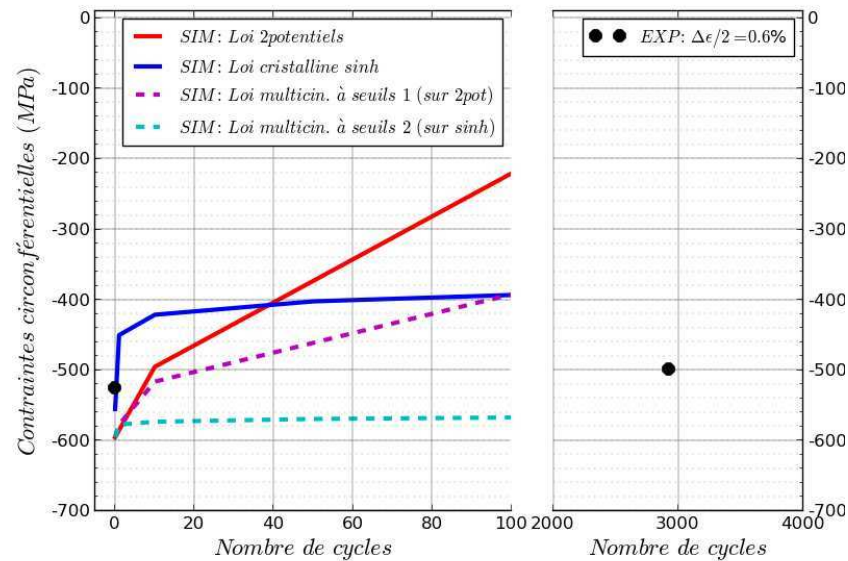


Figure V-30 : Evolution de la contrainte résiduelle circonférentielle en fonction du nombre de cycles, pour une amplitude de déformation de 0,6% et en fatigue répétée. Les simulations sont représentées par des lignes et les mesures par des symboles.

Ces figures permettent de comparer, pour le cas d'une sollicitation à une amplitude de déformation imposée de 0,6%, l'évolution des contraintes résiduelles en surface prédite par les quatre modèles. La comparaison avec les mesures expérimentales nous permet de constater que le modèle multi-cinématiques à seuil 1 (identifié avec le seuil de la loi à deux potentiels de Norton) tend à donner de meilleurs résultats que la loi à deux potentiels de Norton. En effet, les contraintes relaxent moins rapidement. Néanmoins, la contrainte circonférentielle semble avoir une forte relaxation par rapport aux résultats expérimentaux et qui ne semble pas encore être stabilisée au bout de 100 cycles. Le modèle multi-cinématique 2 (identifié avec le seuil de la loi cristalline en sinus hyperbolique) semble quant à lui avoir une stabilisation beaucoup plus rapide (<10 cycles). On remarque que la contrainte axiale tend à relaxer de la même manière que pour le cas des calculs effectués avec la loi anisotrope en sinus hyperbolique. Néanmoins, pour le cas de la contrainte circonférentielle, la relaxation avec le modèle multi-cinématique à seuil 2 est beaucoup moins brusque que dans le cas précédent.

A ce stade, nous ne pouvons que comparer la réponse de ces modèles entre eux. Néanmoins, des mesures expérimentales complémentaires sont, là encore, impératives pour pouvoir conclure sur le choix du modèle. Pour la suite, néanmoins, nous utiliserons le modèle multicinématique 2 qui semble donner de meilleurs résultats sur cet exemple et qui a été identifié sur le seuil d'une loi plus récente.

Notons, néanmoins, que les simulations en axisymétrique avec cette loi durent moins de 10 minutes ce qui peut présenter des avantages, non négligeables, si l'on souhaite avoir des résultats rapidement dans une direction cristallographique selon $\langle 001 \rangle$.

III. Conclusion partielle

L'objectif de ce chapitre était de suivre expérimentalement et de modéliser l'évolution de l'état mécanique engendré par le grenaillage sous sollicitation thermique et mécanique.

Les mesures effectuées avant et après maintien en température ont montré que les contraintes se relaxaient dès les premiers instants puis restent relativement stables. Cela rejoint les observations effectuées sur d'autres superalliages polycristallins à base de nickel. Dans notre cas, cette relaxation est de l'ordre de 200 MPa. Néanmoins, nous avons vu que le modèle anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique de l'AM1 ne permettait pas de reproduire cette relaxation. Pour s'affranchir numériquement de la relaxation thermique qui s'effectue lors de la montée en température d'un essai de fatigue, nous avons choisi de prendre comme état de contraintes résiduelles initiales, les valeurs mesurées après maintien en température.

Les mesures effectuées sur éprouvettes rompues suite à des sollicitations (mécaniques) cycliques à 650°C ont montré que les contraintes résiduelles relaxent légèrement. Nous avons montré que, moyennant les incertitudes de mesure, la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique de l'AM1 tend à donner des résultats similaires. Des mesures complémentaires sont néanmoins indispensables pour confirmer, ou non, cette tendance.

Notons, par ailleurs, que les mesures expérimentales, que ce soit après chargement thermique ou mécanique tendent à montrer qu'il y a une diminution de la densité de dislocations ou un réarrangement de ces dernières. Ces observations ne sont pas reproduites par ce modèle. Une compréhension plus fine des phénomènes est nécessaire pour pouvoir éventuellement le faire évoluer pour qu'il puisse prendre en compte ce phénomène.

Dans le but d'aller vers une démarche simplificatrice, l'utilisation d'un modèle isotrope est proposée. Nous avons confirmé le fait que le modèle isotrope à deux potentiels de Norton était mis en défaut ici car il induisait une relaxation rapide et complète des contraintes résiduelles dès lors qu'il y avait de la plasticité cyclique. Ainsi, deux modèles multi-cinématiques isotropes ont été identifiés permettant une relaxation partielle de la contrainte moyenne et donc des contraintes résiduelles : le premier en se basant sur le seuil de la loi à deux potentiels de Norton et le second en se basant sur le seuil de la loi cristalline en sinus hyperbolique. Ces modèles, et en particulier le second, présentent des résultats prometteurs quant à la relaxation des contraintes en regard des essais effectués et s'inscrit dans une démarche de modélisation multi-niveaux, le premier niveau d'analyse consistant à s'affranchir de l'anisotropie du matériau pour estimer la relaxation des contraintes résiduelles qui peut être attendue compte tenu du niveau de sollicitation. Néanmoins, des essais complémentaires sont nécessaires pour confirmer ces observations.

A ce stade, nous avons donc en notre possession deux modèles qui permettent de reproduire la relaxation des contraintes résiduelles, l'un anisotrope, l'autre isotrope. L'utilisation de ces modèles permet alors de connaître l'état mécanique en tout point de la structure au cycle stabilisé. Les calculs de durée de vie peuvent donc être effectués à partir d'un état mécanique stabilisé. C'est l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE VI

Prise en compte de l'effet du grenaillage dans l'analyse de durée de vie

L'objectif de ce chapitre est d'estimer la durée de vie des éprouvettes grenaillées. Grâce aux méthodologies proposées dans les chapitres précédents quant à la détermination de l'état mécanique induit par grenaillage (Chapitre III), à son introduction dans un calcul de structure (Chapitre IV) et à son suivi sous sollicitations cycliques (Chapitre V), nous pouvons estimer l'état de déformations et de contraintes au cycle stabilisé. Nous pouvons alors, en post-traitement de ces calculs, en déduire la durée de vie des éprouvettes grenaillées. Le modèle d'endommagement d'interaction fatigue fluage (FatFlu) est ici utilisé (cf. Chapitre I). L'enjeu est de vérifier si l'introduction de l'état mécanique initial et la retranscription de son évolution en fatigue permettent une bonne estimation de la durée de vie des éprouvettes grenaillées.

Dans un premier temps, la chaîne de calcul de durée de vie, ainsi que les améliorations apportées dans le cadre de cette thèse visant à être à même de traiter le cas des pièces grenaillées sont rappelées. Puis le modèle FatFlu est appliqué dans le cas des éprouvettes lisses et à concentration de contraintes. Les résultats obtenus sont enfin discutés au regard des essais de fatigue expérimentaux effectués sur les éprouvettes cylindriques de référence et grenaillées déjà présentés au Chapitre II.

Sommaire

I. Application de la chaîne de calcul de durée de vie	235
II. Analyse de durée de vie	239
II. 1. Cas des éprouvettes lisses	239
II. 2. Cas des éprouvettes à concentration de contraintes.....	245
III. Conclusion partielle.....	249

I. Application de la chaîne de calcul de durée de vie

La chaîne complète de calcul de durée de vie, déjà présentée au Chapitre I, est rappelée sur la Figure VI-1. La première étape consiste à définir le maillage et les conditions aux limites de la structure. Si l'on souhaite prendre en compte l'anisotropie du matériau, un maillage 3D est nécessaire, le modèle de comportement anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique est alors utilisé pour les calculs cycliques. Dans le cas contraire, un maillage 2D ou axisymétrique suffit et une loi de comportement isotrope est alors utilisée ; soit la loi isotrope à deux potentiels de Norton (mais nous avons vu que cela engendre une relaxation complète des contraintes résiduelles), soit la loi multi-cinématique à seuils identifiée dans le Chapitre précédent.

Ensuite, la méthodologie mise en place dans le Chapitre IV consistant à introduire un état mécanique dans un calcul par éléments finis est utilisée dans le cas où l'on veut simuler une éprouvette grenillée. On rappelle que cette introduction se fait en élasticité (*cf.* Chapitre IV pour plus de détails).

Les calculs cycliques sont ensuite effectués en élasto-viscoplasticité jusqu'au cycle stabilisé ; cycle à partir duquel l'état mécanique n'évolue plus. A ce stade, nous pouvons alors connaître l'état de contraintes et de déformations en tout point de la structure et nous pouvons appliquer un modèle d'endommagement, le modèle FATFLU dans notre cas.

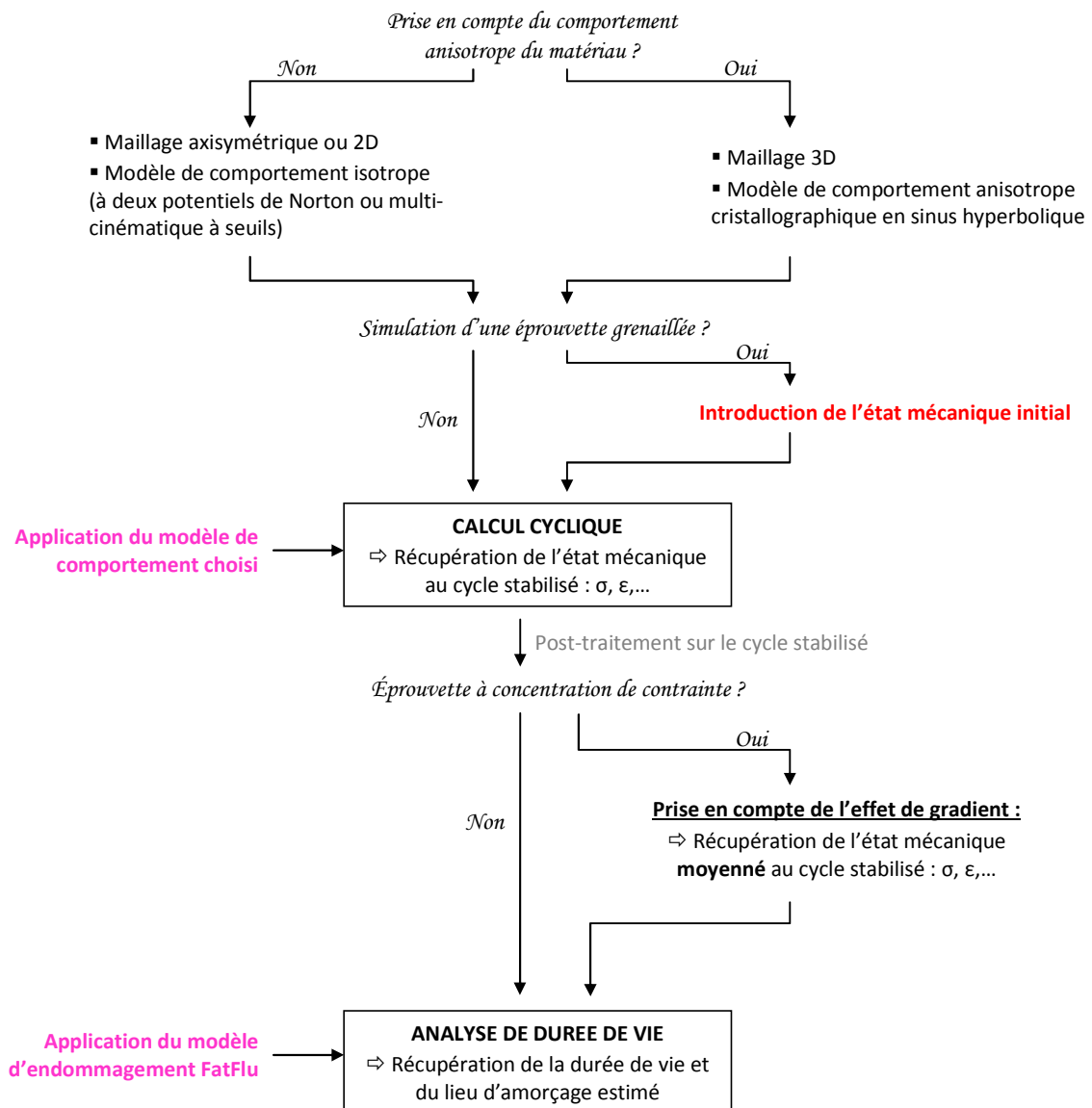


Figure VI-1 : Schéma de la chaîne de calcul de durée de vie mise en pace dans le cadre de cette thèse.

Notons par ailleurs que, dans le cas des éprouvettes à concentration de contraintes, il est nécessaire de prendre en compte l'effet de gradient observé sur ce type d'éprouvettes dans les essais de fatigue. En effet, comme le montre Myriam Kaminski [Kaminski2007] (Figure VI-2), l'analyse classique de durée de vie est mise en défaut en cas de forts gradients de contraintes induisant une sous estimation de la durée de vie par rapport aux essais expérimentaux, car la durée de vie correspond alors à celle du point le plus sollicité situé à la surface.

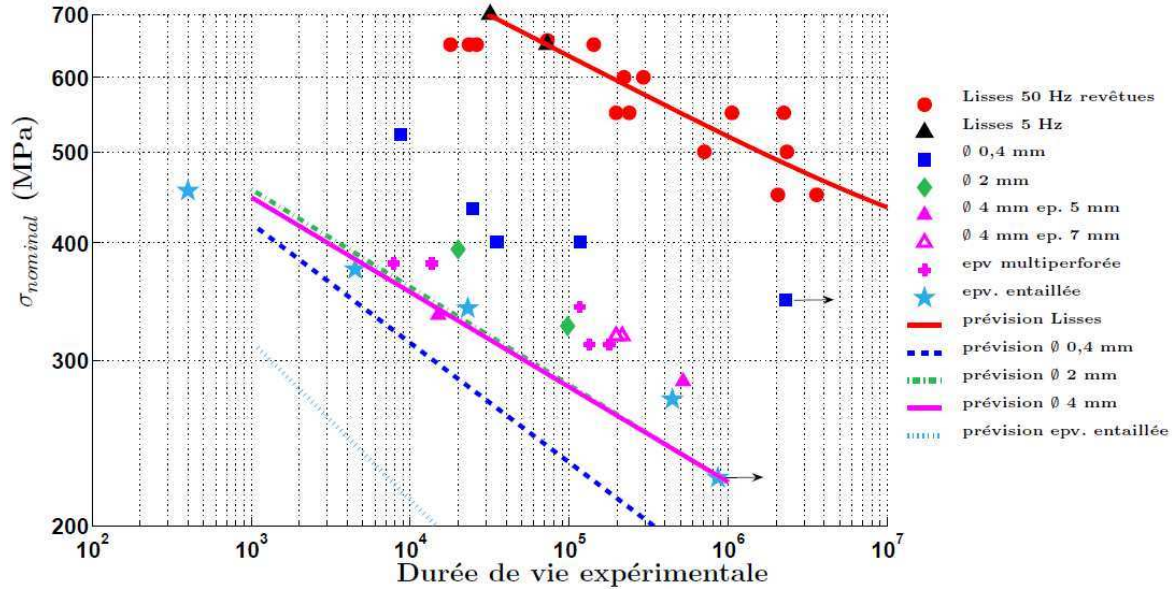


Figure VI-2 : Prédiction de durée de vie du modèle FATFLU sur des éprouvettes lisses, perforées et entaillées [Kaminski2007].

Afin de pallier ce problème, elle propose, en s'inspirant d'approches non locales, une méthodologie permettant de prévoir la résistance à la fatigue des pièces en tenant compte de la répartition volumique des contraintes (ou des déformations). Cette méthode consiste, avant calcul de durée de vie, à intégrer le champ de contraintes obtenu après un calcul en elasto-viscoplasticité sur un volume représentatif V du matériau de rayon r (sphère en 3D, cercle en 2D) telle que

$$\langle \sigma(r) \rangle = \frac{1}{V} \int_V \sigma dV \quad \text{Eq. VI-1}$$

Notons cependant que la moyenne n'est réalisée que sur la partie de matière située dans le solide, si bien que la formulation exacte de la moyenne est plutôt donnée par :

$$\langle \sigma(x) \rangle = \frac{1}{\Omega^*(x)} \int_{\Omega_r(x)} \sigma(y) dy \quad \text{Eq. VI-2}$$

Où $\Omega_r(x)$ est le domaine de rayon r centrée en x (Figure VI-3) et $\Omega^*(x)$ représente le volume effectif de matière du domaine $\Omega_r(x)$:

$$\Omega^*(x) = \int_{\Omega_r(x)} dy \quad \text{Eq. VI-3}$$

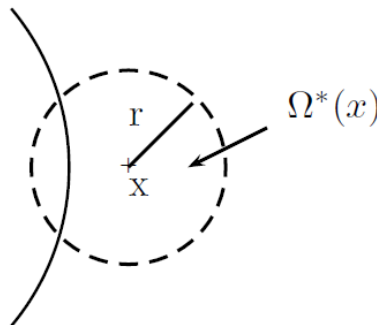


Figure VI-3 : Représentation du domaine $\Omega_r(x)$ de rayon r centré en x .

Le calcul de durée de vie est ensuite réalisé sur ces champs moyennés. L'idée de cette méthode est de ne plus calculer la durée de vie à partir de donnée ponctuelle (au point de gauss) mais de tenir compte également de son voisinage. La longueur caractéristique du rayon à prendre en compte a été déterminée par Kaminski dans le cadre de sa thèse à partir d'essais de fatigue sur éprouvettes trouées avec différents diamètres de trous et sur éprouvettes entaillées. Elle définit alors par méthode inverse cette longueur caractéristique, égale à 0,0976 mm dans son cas. Cette valeur conduit en effet à de bons résultats à la fois sur éprouvettes perforées et entaillées (Figure VI-4). C'est donc cette valeur que nous avons choisie, ici.

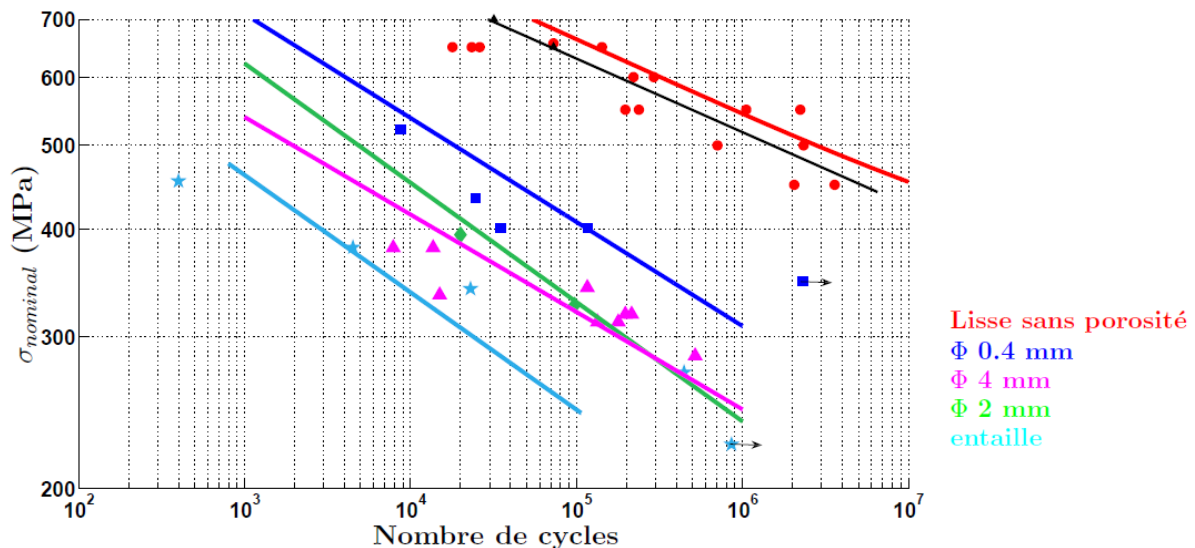


Figure VI-4: Prédiction de durée de vie du modèle FATFLU sur des éprouvettes lisses, perforées et entaillées avec prise en compte de l'effet de gradient [Kaminski2007].

Les estimations de durée de vie avec le modèle FatFlu sont présentées dans le paragraphe suivant et comparées aux essais de fatigue expérimentaux effectués sur éprouvettes de référence et grenillées. Nous discuterons également des résultats obtenus en post-traitement des calculs cycliques effectués avec les trois lois de comportement de l'AM1 : la loi isotrope à deux potentiels de Norton, la loi isotrope multi-cinématique à seuils 2, identifiée dans le Chapitre précédent et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique.

II. Analyse de durée de vie

Les résultats des calculs de durée de vie obtenus en utilisant la chaîne de calcul rappelée ci-dessus sont présentés ici. Le cas des éprouvettes lisses et des éprouvettes à concentration de contraintes sont dissociés.

II. 1. Cas des éprouvettes lisses

On rappelle ici que les calculs par éléments finis sont effectués sur une section d'éprouvette avec des éléments axisymétriques dans le cas d'une analyse basée sur l'exploitation d'une loi isotrope et avec des éléments 3D dans le cas d'une description du comportement par une loi anisotrope, a fortiori plus réaliste pour des cas d'application de type structure. L'introduction des contraintes résiduelles est réalisée avec la méthode présentée au Chapitre IV. Par ailleurs, on se limite ici au cas d'une simulation jusqu'à 100 cycles, au bout desquels l'état mécanique est supposé être stabilisé. C'est sur ce cycle qu'est appliqué ensuite en post-traitement le modèle FatFlu.

La Figure VI-5 présente les prévisions de durée de vie du modèle FatFlu obtenues respectivement à l'issu des post-traitements des calculs effectués avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton (en bleu), la loi isotrope multi-cinématique à seuils 2 (identifiée en choisissant le même seuil de plasticité R_0 que celui de la loi en sinus hyperbolique) (en mauve) et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique (en jaune) pour différentes amplitudes de déformation, dans le cas des éprouvettes lisses. Les simulations effectuées sans introduction de l'état mécanique (calcul de référence) sont représentées en lignes pointillées et celles avec introduction de l'état mécanique induit par le grenaillage sont représentées en lignes continues. Les essais expérimentaux sont présentés par des symboles : creux pour les éprouvettes de référence et pleins pour les éprouvettes grenaillées. Les symboles creux noirs sont ceux de la base de donnée de SNECMA.

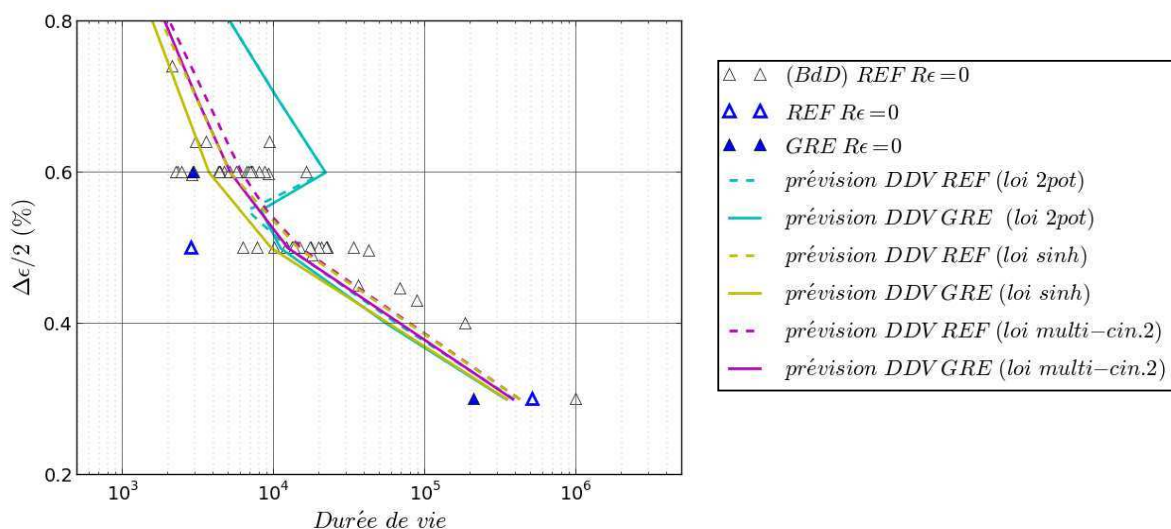


Figure VI-5 : Prédiction de durée de vie du modèle FATFLU sur les éprouvettes lisses en post-traitement des calculs effectués avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton (en turquoise), avec la loi isotrope multi-cinématique à seuils 2 (en mauve) et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique (en jaune). Les calculs de référence sont représentés en lignes pointillées, ceux avec introduction d'un état mécanique initial en lignes continues.

Par ailleurs, pour mieux appréhender l'erreur commise sur l'estimation de durée de vie, nous avons tracé cette durée de vie calculée en post-traitement des calculs cycliques effectués avec les trois lois de comportement en fonction de la durée de vie expérimentale (Figure VI-6). Sur cette figure, les lignes noires sont indicatives : la ligne continue représente la bissectrice et les lignes pointillées représentent la $DDV \times 2$ et $DDV/2$ (DDV : Durée de Vie).

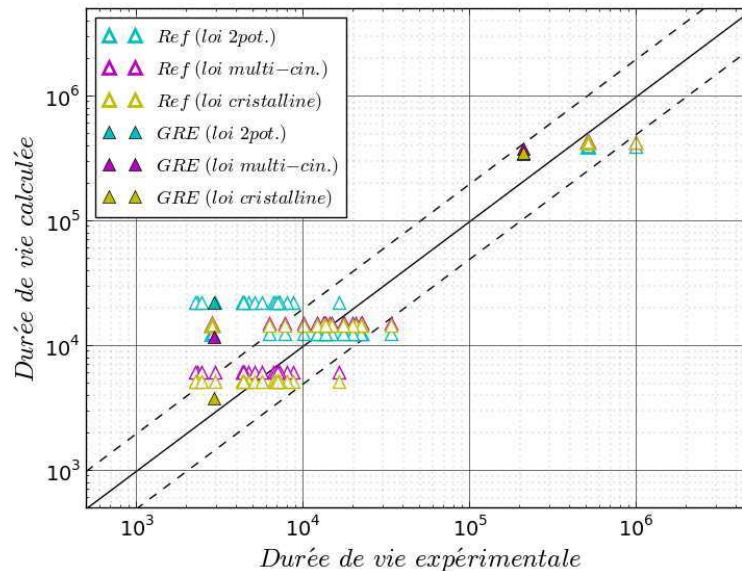


Figure VI-6 : Durée de vie calculée par le modèle FATFLU en post-traitement des calculs cycliques effectués avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton (en turquoise), la loi isotrope multi-cinématique à seuils 2 (en mauve) et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique (en jaune) exprimée en fonction de la durée de vie expérimentale pour les essais sur éprouvettes lisses.

Tout d'abord, nous observons sur la Figure VI-5 que, quelle que soit la loi de comportement utilisée, les durées de vie calculées avec ou sans introduction d'un état mécanique sont très proches. Cela est cohérent avec les analyses expérimentales qui ont montré que sur ces éprouvettes lisses, le grenailage ne semblait pas avoir d'influence sur la durée de vie.

Ensuite, nous observons que les durées de vie calculées sont relativement proches des essais expérimentaux (Figure VI-6). On constate, cependant, que les durées de vie pour des amplitudes de déformations élevées ($>0,55\%$) calculées en post-traitement des calculs effectués avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton (en turquoise) semblent être surestimées par rapport aux essais expérimentaux. Nous rappelons ici que, étant donné que le calcul de durée de vie s'effectue à l'issue d'un calcul de comportement avec une loi de comportement donnée, les paramètres du modèle d'endommagement dépendent fortement du choix du modèle de comportement. C'est, en effet, la chaîne complète de calcul de durée de vie (loi de comportement + loi d'endommagement) qui est éprouvée lors de l'étape d'identification du modèle d'endommagement exprimée en contrainte sur la base d'essais de fatigue réalisés en déformation imposée. Le modèle d'endommagement FATFLU, lui, a été identifié à la suite de calculs effectués sur un élément de volume représentatif en 3D avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique. De ce fait, l'utilisation de ce modèle (et de ces paramètres) en post-traitement de calculs effectués avec la loi isotrope peut donc être discutable.

Par ailleurs, jusqu'à une amplitude de déformation de $0,55\%$ environ, les valeurs obtenues à l'issue des calculs effectués avec les trois modèles sont identiques car nous sommes dans le régime élastique ou élastique adapté. Au-delà de cette valeur les résultats sont différents car en régime de

plasticité la loi de comportement va avoir un impact majeur sur l'estimation des champs mécaniques. La cause principale de cette différence est liée à l'évolution de la contrainte moyenne estimée au cycle stabilisé en fonction de l'amplitude de déformation imposée pour chacun des modèles. En effet, pour une amplitude de déformation totale imposée allant de 0,55% à 0,7%, les contraintes moyennes estimées par chacun des modèles considérés ne sont pas identiques comme le rappelle la Figure VI-7. Cette relaxation partielle de la contrainte moyenne aura de fait un impact sur la durée de vie. Pour une même amplitude de contrainte, plus la contrainte moyenne sera basse, plus la durée de vie sera grande. Cela explique les durées de vie plus longues obtenues avec la loi isotrope à deux potentiels. Ainsi, pour garantir des durées de vie plus pertinentes pour le cas de la loi isotrope à deux potentiels de Norton, il peut apparaître nécessaire de réidentifier la chaîne complète de durée de vie en particulier le modèle d'endommagement. Ceci semble néanmoins discutable ici car le risque est alors de compenser une mauvaise description de la relaxation de la contrainte moyenne par un choix inapproprié de paramètres matériaux pour le modèle d'endommagement.

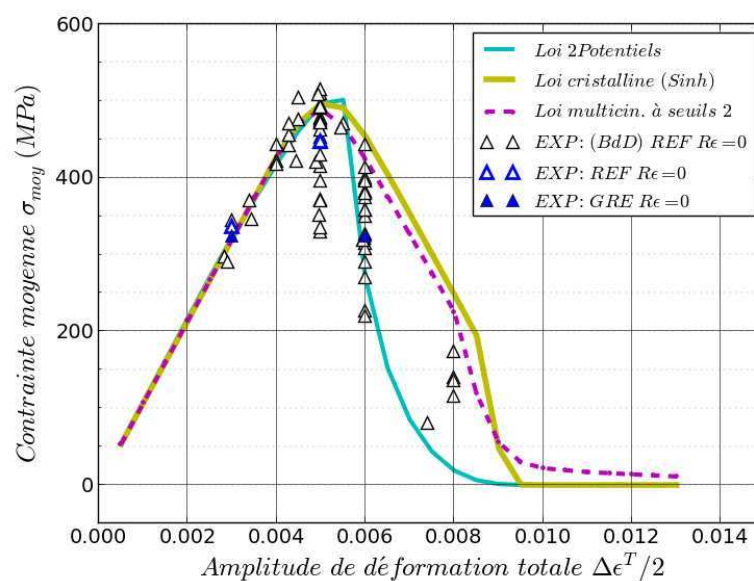


Figure VI-7 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne obtenue au bout de 100 cycles. Les traits représentent les résultats de la simulation numérique effectuée avec les trois lois de comportement et les symboles sont les données expérimentales.

Par ailleurs, les simulations effectuées avec introduction d'un état mécanique initial ont montré que les lieux d'amorçage dans ce cas se situaient systématiquement en profondeur, juste après la zone de l'éprouvette où il y a des contraintes résiduelles de compression (lorsqu'il en reste) de l'éprouvette et ce quelle que soit la loi de comportement utilisée. Les Figures VI-8 et VI-9 montrent, par exemple, les isovaleurs du dommage (l'inverse de la durée de vie N_f) pour un calcul effectué à une amplitude de déformation de 0,6% en utilisant respectivement la loi isotrope multi-cinématique à seuil 2 et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique. Le lieu d'amorçage est situé au point de Gauss où le dommage est le plus grand (durée de vie la plus courte) c'est-à-dire dans les parties rouges foncées sur les figures.

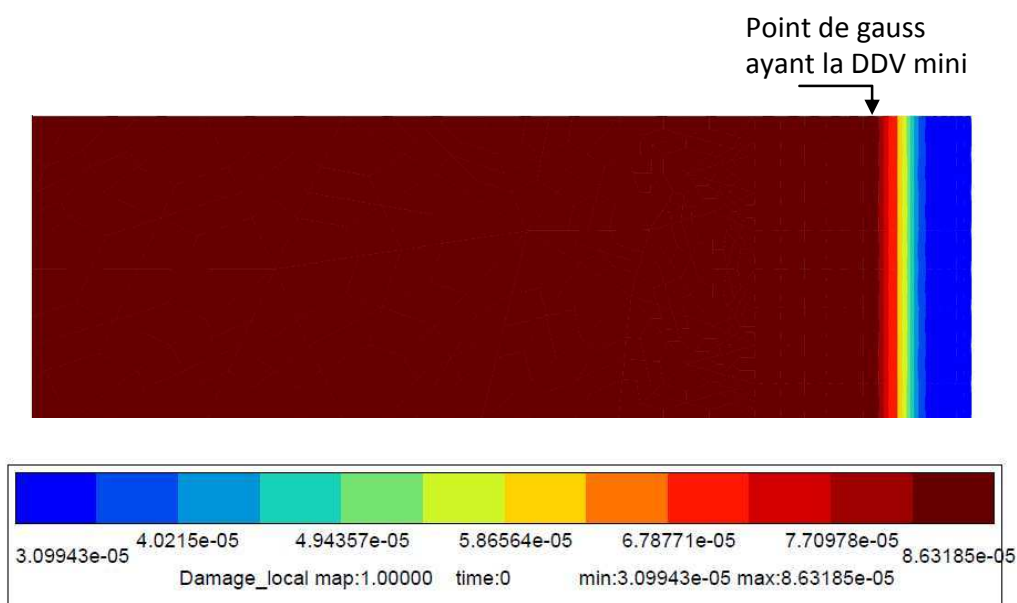


Figure VI-8 : Isovaleurs du dommage pour le cas d'un calcul effectué avec introduction de l'état mécanique initial avec la loi multi-cinématique à seuil dans le cas d'une sollicitation en fatigue répétée avec une amplitude de déformation de 0,6%.

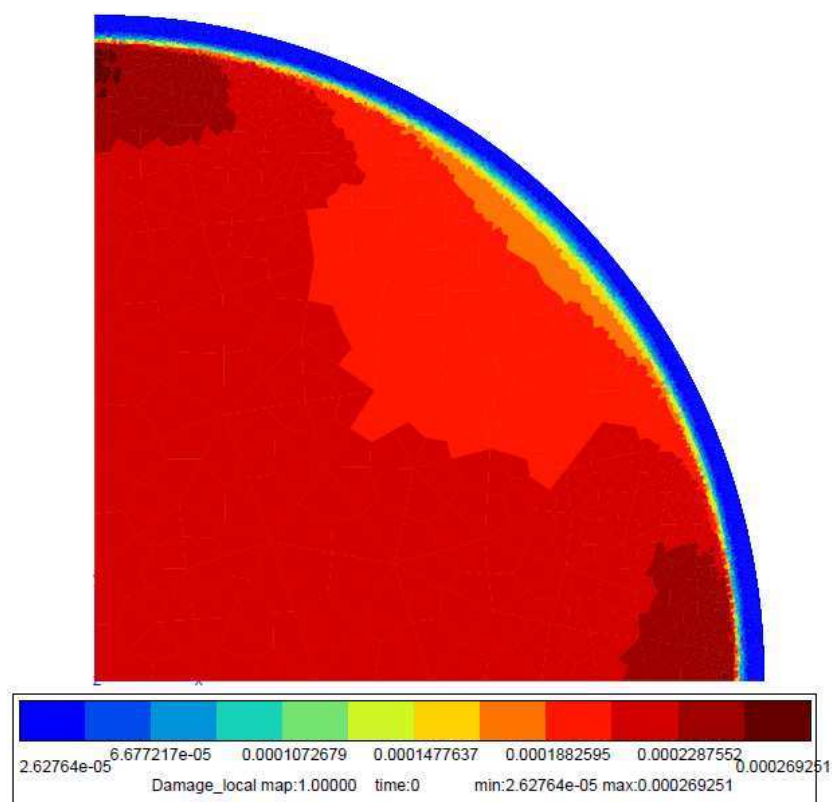


Figure VI-9 : Isovaleurs du dommage pour le cas d'un calcul effectué avec introduction de l'état mécanique initial avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique dans le cas d'une sollicitation en fatigue répétée avec une amplitude de déformation de 0,6%.

Ces lieux d'amorçage sont en cohérence avec ceux observés d'un point de vue expérimental sur les faciès de rupture des éprouvettes grenillées (sauf pour le cas de l'éprouvette sollicitée à une amplitude de déformation de 0,6% que nous discuterons ci-dessous). Nous avons, en effet, observé

(cf. Chapitre II et Figure VI-10) que le grenaillage avait tendance à repousser le lieu d'amorçage en profondeur de l'éprouvette. Dans le cas des éprouvettes lisses grenaillées, la distance au bord du lieu d'amorçage était de l'ordre de 1 mm. L'amorce se fait donc en dehors de la zone présentant des contraintes résiduelles de compression. Le lieu exact est ensuite favorisé par les défauts internes dans le cœur de l'éprouvette comme des retassures par exemple, ce qui n'est pas représenté dans les simulations que nous avons effectuées.

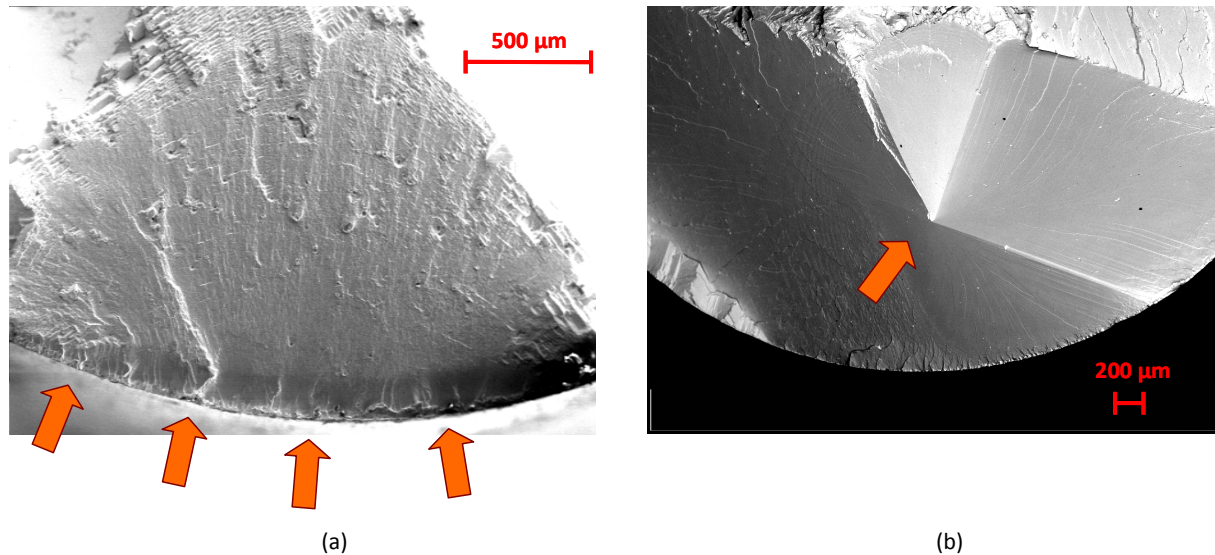


Figure VI-10 : Faciès de rupture d'éprouvettes lisses : (a) Echantillons lisses de référence 7371J1 ($R_e=0$, $\Delta\epsilon/2=0,3\%$) - (b) Echantillon lisse grenaillé 7371A2 ($R_e=0$, $\Delta\epsilon/2=0,3\%$).

En revanche, le faciès de rupture effectué sur l'éprouvette lisse 7371C1 sollicitée en fatigue répétée ($R_e=0$) à une amplitude de déformation de 0,6% a montré dans ce cas que l'amorce se situait en surface et non en profondeur. Nous avons donc tracé l'évolution du rapport entre la durée de vie calculée en profondeur et celle calculée en surface et ce pour le modèle multi-cinématique à seuil 2 et la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique (Figure VI-11). Cette évolution dépend bien sûr de la relaxation des contraintes résiduelles. Cette figure montre que plus l'amplitude de déformation imposée est élevée, plus la durée de vie en surface se rapproche de la durée de vie du centre de l'éprouvette. Pour le cas de l'amplitude de déformation de 0,6% et avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique, la durée de vie en profondeur est de 6,25 fois ($=1/0,16$) plus faible que la durée de vie en surface. La rupture en surface de l'éprouvette est donc difficilement explicable d'un point de vue purement mécanique et doit vraisemblablement être liée davantage à la présence d'un défaut de surface.

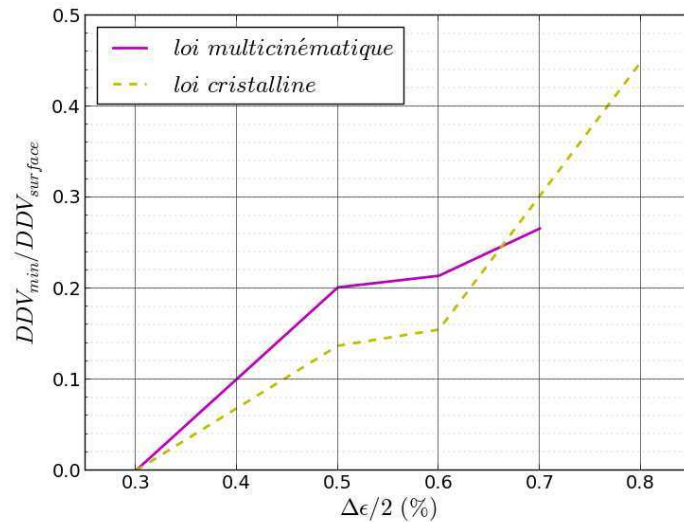


Figure VI-11 : Evolution du rapport de la durée de vie calculée en surface (DDV_{surface}) et de la durée de vie (sous entendu minimale) (DDV_{min}) en fonction de l'amplitude de déformation imposées.

Enfin, si l'on revient sur la Figure VI-5, nous observons que les durées de vie calculées sans introduction d'un état mécanique semblent très légèrement plus élevées que celles obtenues avec introduction d'un état mécanique. Cela est d'autant plus marqué pour le post-traitement du calcul cyclique avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique. Pour comprendre cela, on trace, pour chaque lieu d'amorçage (point de Gauss présentant une durée de vie calculée la plus faible), la contrainte moyenne et la contrainte maximale en fonction de l'amplitude de déformation imposée (Figure VI-12). On compare le cas des calculs sans état mécanique initial (lignes pointillées) et avec (lignes continues). On remarque en effet que ces quantités sont très proches mais plus faibles pour le cas des éprouvettes de référence et ce quelle que soit l'amplitude de déformation imposée. Cet écart provient de la présence d'une zone en traction en profondeur des éprouvettes grenillées résultant de l'équilibre mécanique. Cette tendance laisse à penser que pour le cas des éprouvettes de fatigue lisses, le grenillage pourrait être légèrement néfaste.

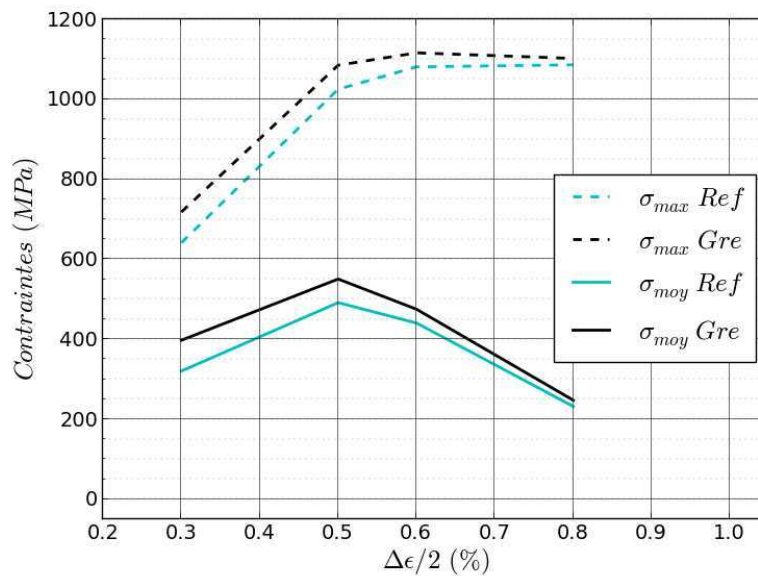


Figure VI-12 : Contrainte maximale et contrainte moyenne en fonction de l'amplitude de déformation imposée pour le cas des éprouvettes lisses. Au lieu d'amorçage. Calcul effectué avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique.

II. 2. Cas des éprouvettes à concentration de contraintes

Passons à présent à l'analyse de durée de vie dans le cas des éprouvettes à concentration de contraintes ($K_t=1,32$ et $K_t=1,6$). Comme nous l'avons évoqué, les calculs en 3D avec la loi en sinus hyperbolique avec introduction d'un état mécanique initial n'ont pas pu être menés à bout car la stratégie d'introduction demande encore des développements. Nous avons donc choisi de faire les post-traitements des calculs de durées de vie à la suite des calculs cycliques effectués avec les lois isotropes. Nous avons vu dans le Chapitre V et nous l'avons confirmé dans la partie précédente : la loi isotrope à deux potentiels de Norton ne permet pas de bien reproduire la relaxation et la durée de vie des éprouvettes grenillées. Les résultats présentés ci-dessous sont donc ici exclusivement des post-traitements des calculs cycliques effectués avec la loi multi-cinématique à seuils 2 (identifiée avec le seuil de plasticité R_0 de la loi cristalline en sinus hyperbolique).

La Figure VI-13 présente les prévisions de durée de vie du modèle FATFLU pour les éprouvettes à concentration de contraintes de $K_t=1,32$ (en mauve) et pour les éprouvettes de $K_t=1,6$ (en rouge). On rappelle ici que l'effet de gradient a été pris en compte pour le cas de ces éprouvettes via la méthodologie proposée par Kaminski [Kaminski2007] et présentée précédemment (p.237). Les simulations effectuées sans introduction de l'état mécanique (calcul de référence) sont représentées en lignes pointillées et celles avec introduction de l'état mécanique sont représentées en lignes continues. Les essais expérimentaux sont présentés par des symboles : creux pour les éprouvettes de référence et pleins pour les éprouvettes grenillées.

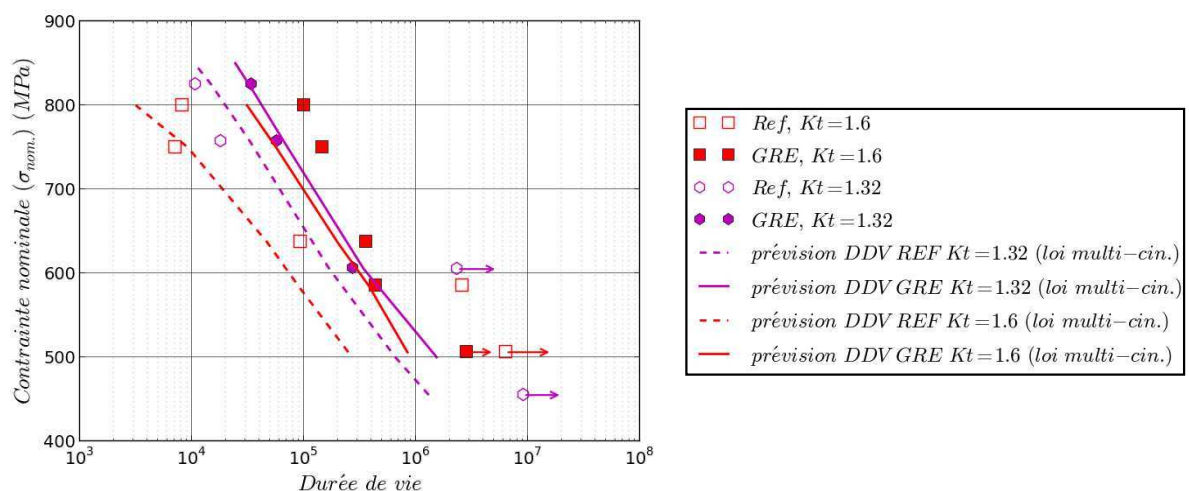


Figure VI-13 : Prédiction de durée de vie du modèle FATFLU sur les éprouvettes à concentration de contrainte de référence (lignes pointillées) et grenillées (lignes continues).

La Figure VI-14 permet également de comparer de manière plus visuelle les durées de vie calculées en fonction des durées de vie expérimentales.

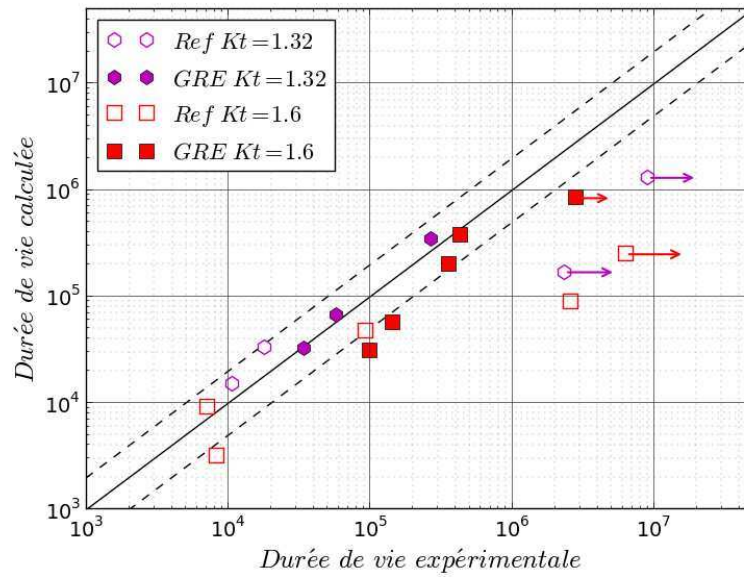


Figure VI-14 : Durée de vie calculée par le modèle FATFLU exprimée en fonction de la durée de vie expérimentale pour les essais sur éprouvettes à concentration de contraintes.

Tout d'abord, nous observons sur la Figure VI-13 que, contrairement au cas des éprouvettes lisses, les durées de vie calculées avec et sans introduction d'un état mécanique initial, sont différentes. Cela est cohérent avec les observations expérimentales. Pour les deux K_t , les durées de vie calculées avec introduction d'un état mécanique initial sont plus élevées. Cela s'explique par le fait que les contraintes résiduelles introduites initialement dans le calcul par éléments finis modifient le profil de contraintes en fond d'entaille. Pour illustrer cette remarque, les Figures VI-15 et VI-16 présentent les profils de contraintes axiales maximales en fond d'entaille obtenus pour une contrainte nominale appliquée de 750 MPa avec et sans contraintes résiduelles, pour les éprouvettes de $K_t=1,32$ et $K_t=1,6$ respectivement. Les lignes continues présentent les valeurs brutes des contraintes et les lignes pointillées les moyennes volumiques sur lesquelles sont calculées les durées de vie pour prendre en compte l'effet de gradient [Kaminski2007].

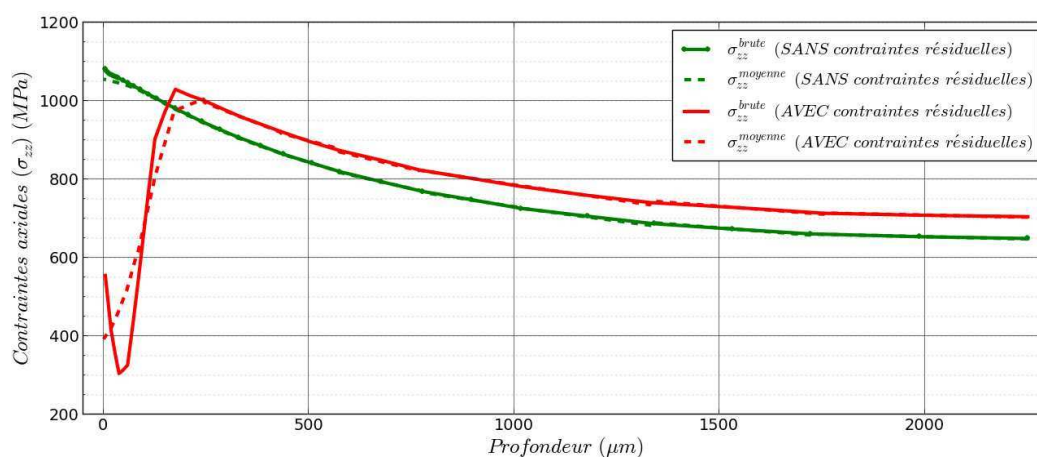


Figure VI-15 : Profils de la contrainte axiale maximale correspondant à une contrainte nominale appliquée de 750 MPa pour le $K_t=1,32$ sans (en vert) et avec (en rouge) introduction de contraintes résiduelles. Les traits pleins correspondent aux valeurs brutes ; les traits en pointillés correspondent aux valeurs des moyennes volumiques des contraintes sur lesquelles est calculée la durée de vie [Kaminski2007].

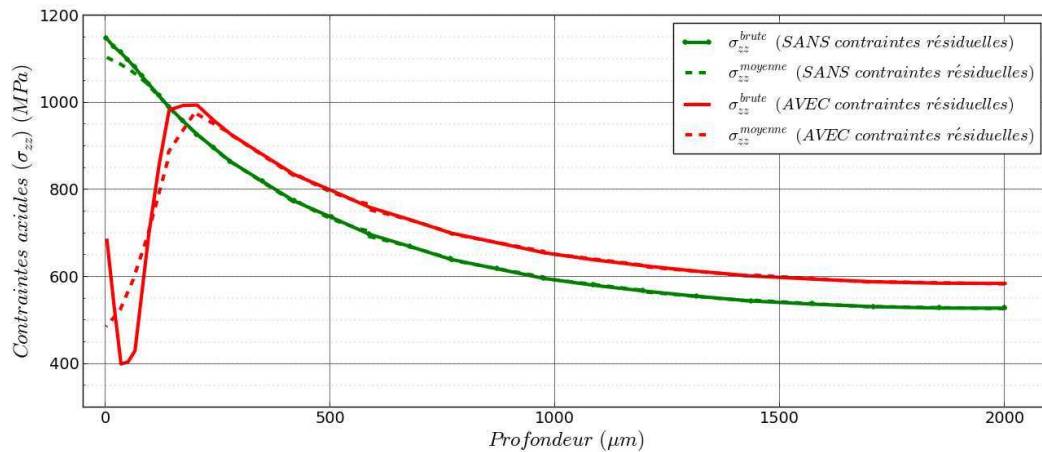


Figure VI-16 : Profils de la contrainte axiale maximale correspondant à une contrainte nominale appliquée de 750 MPa pour le $K_t=1,6$ sans (en vert) et avec (en rouge) introduction de contrainte résiduelles. Les traits pleins correspondent aux valeurs brutes ; les traits en pointillés correspondent aux valeurs des moyennes volumiques des contraintes sur lesquelles est calculée la durée de vie [Kaminski2007].

La Figure VI-14 permet également de constater que les estimations sont relativement proches des durées de vie expérimentales pour les essais effectués sur les éprouvettes grenillées (symboles pleins). En revanche, il peut être noté que les essais effectués à faible contrainte nominale (induisant des durées de vie longues) ne sont pas bien représentés par les simulations. Ce problème est au delà de la problématique des effets du grenillage (car il est observé sur éprouvettes de référence) et ne faisait pas parti des travaux de cette thèse. Il sera néanmoins nécessaire d'établir des études supplémentaires pour prendre en compte ces aspects.

Pour finir, ces simulations montrent que les lieux d'amorçage sont situés en surface (en fond d'entaille) pour le cas des calculs sans introduction d'un état mécanique tandis qu'ils sont décalés vers l'intérieur pour les calculs effectués avec introduction d'un état mécanique initial. Pour illustrer cette remarque nous présentons, Figures VI-17 et VI-18, les isovaleurs du dommage (l'inverse de la durée de vie N_f) pour la simulation de l'éprouvette de $K_t=1,6$ sollicitée à une contrainte nominale de 750 MPa, sans et avec introduction d'un état mécanique initial respectivement. Ces figures sont accompagnées des faciès de rupture expérimentaux à titre de comparaison. Nous obtenons une bonne cohérence quant à la localisation des amorçages.

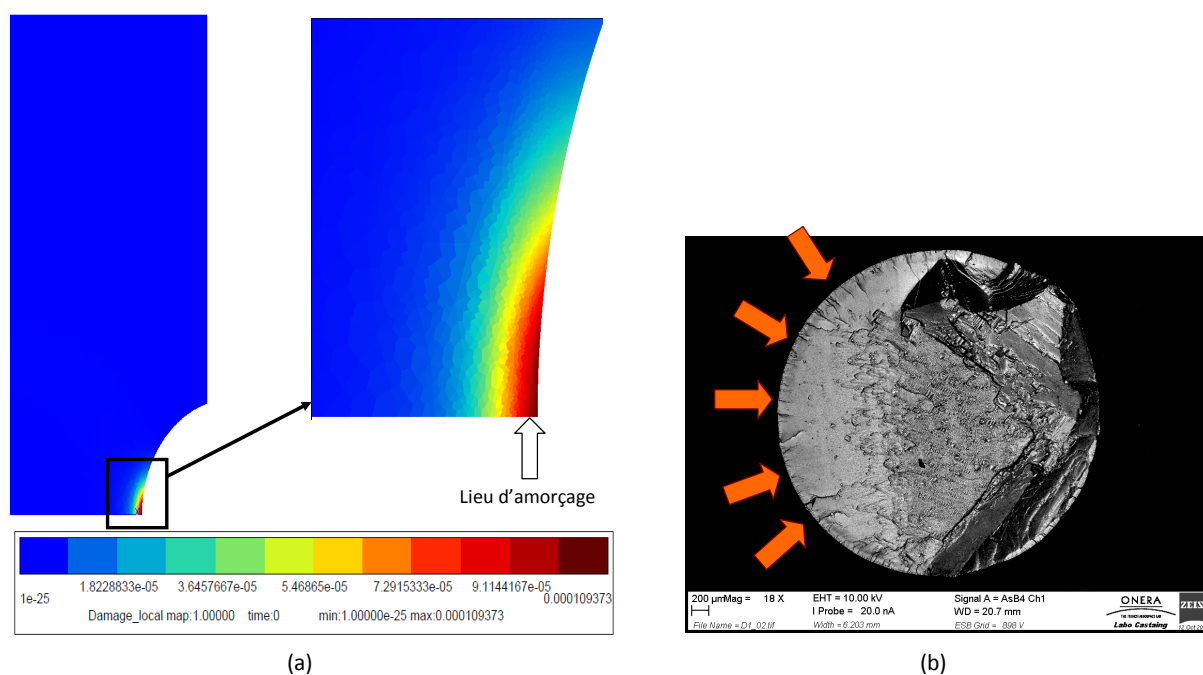


Figure VI-17 : (a) Isovaleurs du dommage pour le cas de l'éprouvette de $K_t=1,6$ sollicitée à une contrainte nominale de 750 MPa et SANS introduction d'un état mécanique initial (calcul de référence). – (b) Faciès de rupture de l'éprouvette X8199D-1 de $K_t=1,6$ de référence sollicitée à une contrainte nominale de 750 MPa.

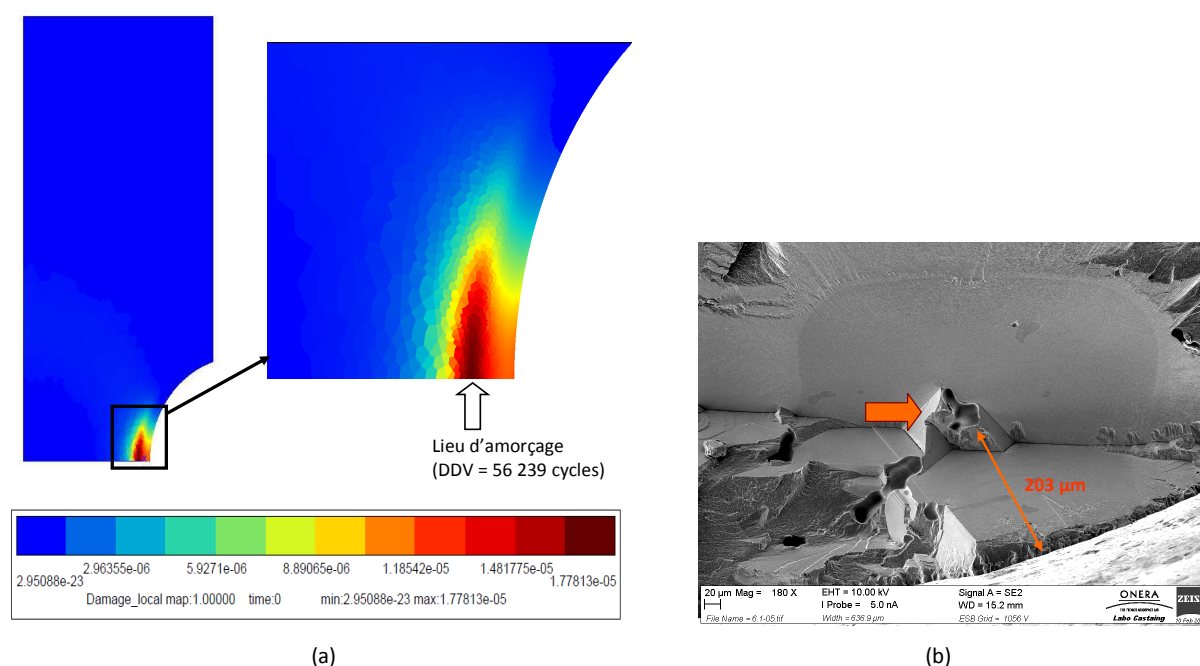


Figure VI-18 : (a) Isovaleurs du dommage pour le cas de l'éprouvette de $K_t=1,6$ sollicitée à une contrainte nominale de 750 MPa et AVEC introduction d'un état mécanique initial. – (b) Faciès de rupture de l'éprouvette 6-1 de $K_t=1,6$ grenailée sollicitée à une contrainte nominale de 750 MPa.

III. Conclusion partielle

L'objectif de ce chapitre était d'estimer la durée de vie des éprouvettes grenillées. Pour cela, les différentes méthodologies mises en place dans les chapitres précédents ont été appliquées dans la chaîne globale de calcul de durée de vie déjà existante de l'AM1. Les durées de vie et les lieux d'amorçage ont alors été déterminés via des post-traitements effectués avec le modèle d'endommagement FatFlu de l'AM1.

Pour le cas des éprouvettes lisses, les simulations ont été effectuées en post-traitement des calculs de comportement réalisés avec la loi isotrope à deux potentiels de Norton, la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique et la loi multi-cinématiques à seuils 2 (identifiée au chapitre précédent). Ces simulations ont mis en évidence le fait que le grenailage n'avait pas ou peu d'influence sur la durée de vie des éprouvettes lisses sollicitées en fatigue, comme observé expérimentalement. Nous avons également montré que les simulations effectuées en post-traitement de calculs réalisés avec la loi cristallographique en sinus hyperbolique ou avec la loi multi-cinématiques 2 traduisaient correctement les durées de vie observées expérimentalement, contrairement au cas de la loi à 2 potentiels de Norton.

Pour le cas des éprouvettes à concentration de contraintes où l'effet de gradient a été pris en compte [Kaminski2007], les calculs de durée de vie effectués à l'issue de calculs cycliques réalisés avec la loi multi-cinématique à seuil 2 donnent des résultats prometteurs au regard des essais expérimentaux. En effet, les calculs effectués avec introduction d'un état mécanique initial prédisent des durées de vie plus longues que les calculs effectués sans à l'instar des observations expérimentales. De plus, les simulations donnent des lieux d'amorçage similaires à ceux observés expérimentalement à savoir en surface pour les éprouvettes de référence et en profondeur pour les éprouvettes grenillées. Néanmoins, en terme de durée de vie, les résultats obtenus pour les basses contraintes nominales semblent encore trop conservatifs. Néanmoins, étant donnée que les résultats semblent corrects pour les mêmes types de chargement sur les éprouvettes lisses, nous supposons que le problème vient d'une mauvaise prise en compte de l'effet de gradient pour ces domaines de sollicitations.

En perspective, il sera nécessaire, pour le cas des éprouvettes à concentration de contraintes, d'appliquer la démarche mise en place, cette fois en 3D et avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique afin de prendre en compte l'aspect anisotrope du matériau.

CONCLUSION GÉNÉRALE & PERSPECTIVES

L'objectif principal de ces travaux de recherche était non seulement de mettre en évidence les effets du grenaillage appliqué sur les pieds d'aubes de turbine haute pression des moteurs SNECMA élaborés en superalliage monocristallin à base de nickel AM1 mais également de mettre en place une méthodologie permettant de prendre en compte ces effets dans l'analyse de durée de vie de ces dernières. A travers des essais de fatigue effectués à 650°C (température vue par le pied d'aubes de turbine) sur éprouvettes cylindriques, nous avons, dans un premier temps, mis en évidence l'influence du grenaillage sur la durée de vie de l'AM1. Ces essais ont montré que ce traitement n'influait pas la durée de vie dans le cas des éprouvettes lisses contrairement au cas des éprouvettes à concentration de contraintes. Pour ces dernières, nous avons, en effet, observé que les éprouvettes grenaillées (non polies après grenaillage) avaient en moyenne une durée de vie 7,7 fois plus élevée que les éprouvettes de référence (polies) pour des sollicitations en contrainte nominale imposée supérieure à 650 MPa. En dessous de cette valeur, la tendance s'inverse néanmoins. Cette inversion est probablement due à la à l'état de surface des éprouvettes et aux microconcentrations de contraintes dues à la rugosité qui va jouer un rôle sur les défauts proches de la surface. Par ailleurs, les observations des faciès de rupture des éprouvettes ont montré que le grenaillage avait tendance à déplacer les sites d'amorçage vers l'intérieur de l'éprouvette. Ces observations expérimentales justifient le besoin de mettre en place une méthodologie permettant de prendre en compte les effets du grenaillage dans l'analyse de durée de vie. Pour cela, nous avons proposé dans le cadre de cette thèse, de nous concentrer sur deux effets particuliers induits par le procédé de grenaillage : les contraintes résiduelles et l'écrouissage. L'objectif était alors de les déterminer, de les introduire dans les calculs par éléments finis, de suivre leur relaxation et enfin de vérifier si leur prise en compte dans la chaîne globale de durée de vie de l'AM1 déjà existante, suffisait pour avoir une estimation correcte de la durée de vie des éprouvettes grenaillées.

Caractérisations expérimentales des effets du grenaillage

Détermination des contraintes résiduelles

La détermination expérimentale des contraintes résiduelles a été effectuée en utilisant la technique de diffraction des rayons X et plus précisément la méthode d'Ortner spécifique aux matériaux monocristallins. Une partie principale des travaux de cette thèse a consisté à mettre en place cette technique pour la première fois à l'ONERA. Cela impliquait le fait de s'approprier les développements théoriques de la méthode, de comprendre les principes de fonctionnement du goniomètre et de développer des programmes d'aide à l'acquisition et au traitement des données. Cette appropriation a permis de formuler plus précisément les bases théoriques de la mesure et a conduit à optimiser le protocole d'acquisition. La procédure a été appliquée au cas du superalliage monocristallin à base de nickel AM1 qui a fait l'objet de cette thèse, en prenant en compte la complexité de sa microstructure : présence de dendrites, alliage biphasé, Cette méthodologie a permis de déterminer des profils de contraintes résiduelles dans la profondeur sur :

- Un pion de référence dont la normale à la surface est orientée selon [100] (« pion de référence [100] ») ;

- Un pion grenaillé dont la normale à la surface est orientée selon [100] (« pion grenaillé [100] ») ;
- Une éprouvette cylindrique lisse de référence.

De plus, des mesures uniquement en surface ont été effectuées sur :

- Un pion grenaillé dont la normale à la surface est orientée selon [101] (« pion grenaillé [101] ») ;
- Une éprouvette cylindrique lisse grenaillée.

A l'issue de ces premières mesures, nous avons évoqué deux voies de post-traitement : la première consiste à supposer que le paramètre de maille initial est constant et la seconde que la composante des contraintes normales à la surface est nulle (hypothèse de la surface libre). Le choix entre ces deux voies reste encore une question ouverte pour le cas du superalliage biphasé présentant une microstructure complexe. Des mesures aux synchrotrons, par exemple, pourront être effectuées par la suite afin de quantifier la valeur de la contrainte normale à la surface et ainsi pouvoir réellement trancher sur l'une des deux voies de post-traitement. En attendant, dans notre cas, nous avons choisi de privilégier l'hypothèse de la surface libre qui semble être la plus cohérente dans l'optique d'introduction des quantités dans un calcul éléments finis utilisant un modèle macroscopique qui engendrera, dans tous les cas, une contrainte normale nulle en surface pour respecter la théorie des milieux continus. Avec cette hypothèse nous avons montré que le profil de contraintes résiduelles obtenu sur le pion grenaillé [001], qui nous a servi de profil initial pour la suite, présente des contraintes maximales de l'ordre de -1000 MPa atteintes à une profondeur de 20 μm . De plus, la profondeur affectée par les contraintes résiduelles de compression est de l'ordre de 170 μm . Par ailleurs, nous avons également mis en évidence le fait que les contraintes résiduelles déterminées en surface sur ce pion sont similaires à celles obtenues en surface de l'éprouvette cylindrique lisse grenaillée (selon les directions $\langle 001 \rangle$) et sont de l'ordre de -750 MPa.

Par ailleurs, dans ce travail nous avons, également, mis en évidence les limites du goniomètre de l'ONERA quant à la mesure des contraintes résiduelles pour des zones complexes comme les encoches des éprouvettes à concentration de contraintes ou encore pour les mesures des contraintes internes dans chaque phase en particulier pour le cas des éprouvettes grenaillées. Là encore, des mesures au synchrotron seraient les bienvenues pour pouvoir déterminer les champs de contraintes résiduelles dans ces cas.

Analyse de l'écrouissage

Ces déterminations de contraintes résiduelles ont ensuite été complétées par l'évaluation de l'écrouissage sur certains échantillons. Pour cela, trois techniques ont été utilisées: la mesure de la dureté Vickers, l'EBSD (*Electron Backscatter Diffraction*) et enfin les largeurs des pics de diffraction. Ces techniques ont permis de mettre en évidence plusieurs observations.

- Tout d'abord, la mesure de dureté Vickers sur le pion grenaillé [001] a confirmé le fait que le grenaillage induisait une forte dureté en surface.
- Ensuite, les figures de pôles inverses obtenues par EBSD ont permis de révéler la présence de grains métallurgiques en surface des éprouvettes cylindriques lisses qu'elles soient grenaillées ou non. Ces grains sont issus d'une recristallisation cellulaire induite lors de la préparation des éprouvettes : usinage induisant un fort écrouissage suivi d'un traitement thermique. De plus, les cartes de désorientations cristallographiques effectuées ont montré que la préparation des éprouvettes induisait également une couronne de désorientations cristallographiques (se situant sous les grains) d'une profondeur d'environ 120 μm avec une désorientation moyenne d'une quinzaine de degrés. Nous insistons, en effet, sur le fait que les désorientations cristallographiques observées sur éprouvette de référence et sur éprouvette grenaillée sont du même ordre de grandeur.

- Enfin, les analyses des largeurs des pics de diffraction ont confirmé les tendances observées par les deux autres techniques. En effet, nous avons constaté que les largeurs des pics obtenues en surface des échantillons grenailés sont plus grandes en surface, ce qui signifie que la densité de défauts cristallins (probablement des dislocations) est plus forte dans cette zone. Afin de quantifier la déformation plastique cumulée présente dans les échantillons à partir de ces largeurs, nous avons choisi d'utiliser la méthode proposée par Prevéy [Prevéy2000] qui consiste en un étalonnage effectué à partir d'une éprouvette de référence sur laquelle les largeurs de pics sont mesurées pour différentes déformations plastiques connues appliquées à l'éprouvette (en traction). Cet étalonnage, bien que discutable pour le cas d'un matériau monocristallin qui présente des réponses mécaniques différentes suivant les directions de sollicitations, a montré que la déformation plastique cumulée maximale obtenue en surface est de l'ordre de 25% pour les échantillons grenailés (éprouvette cylindriques lisse, pion [001] et pion [101]). Nous avons également déterminé qu'elle était de l'ordre de 5% en surface de l'éprouvette cylindrique lisse de référence.

Par la suite, nous pouvons imaginer d'enrichir cette caractérisation de l'écrouissage en établissant, par exemple, des caractérisations dans d'autres directions cristallographiques notamment pour la calibration des largeurs des pics de diffraction. De plus, il serait intéressant de comparer les trois techniques en faisant une étude avec une éprouvette étalon déformée plastiquement d'une valeur connue à l'instar de l'étude effectuée par Soady [Soady2013] sur l'acier FV448.

Introduction d'un état mécanique initial dans un calcul de structure

Ces différentes techniques expérimentales évoqués précédemment ont permis de déterminer un état mécanique initial (contraintes résiduelles et écrouissage) induit par le grenailage sur le superalliage monocristallin AM1. L'objectif a ensuite été d'introduire ces quantités dans le calcul de structure par éléments finis afin de les prendre en compte, par la suite, dans le calcul de durée de vie. Pour l'introduction des contraintes résiduelles, nous nous sommes basés sur une méthode connue qui consiste en l'introduction directe du champ d'eigenstrains (ou déformation libre de contraintes) dans un calcul par éléments finis via le module `*var_mat_ini` du code Zset/Zebulon. Les relations entre contraintes résiduelles et eigenstrains sont, en effet, facilement déterminables dans le cas de géométries simples en s'appuyant sur les équations de la mécanique des milieux continus. Ainsi, le champ d'eigenstrains a été déterminé à partir des mesures de contraintes résiduelles effectuées sur le pion grenailé [001]. Ensuite, en supposant que le champ d'eigenstrains ne dépend pas de la géométrie, celui-ci a été transposé sur éprouvettes cylindriques lisses et à concentration de contraintes.

Nous avons souhaité, dans un second temps, introduire les variables d'écrouissage associées à ce champ de contraintes. Pour cela une méthodologie originale a été proposée consistant à effectuer des calculs préliminaires sur éléments de volume représentatifs en élasto-plasticité. Ces derniers sont alors sollicités cycliquement par une pression (identifiée par itération) permettant d'obtenir les eigenstrains déterminés au préalable. A l'issue de ces calculs préliminaires effectués jusqu'au cycle stabilisé pour chaque valeur du profil d'eigenstrains, des profils de chaque variable d'écrouissage du modèle peuvent être déterminés et ensuite introduits dans le calcul de structure. Nous avons néanmoins constaté que le nombre de cycle effectués (nombre permettant d'atteindre le cycle stabilisé) ne suffisait pas pour que la déformation plastique cumulée obtenue corresponde à celle obtenue lors des caractérisations expérimentales. Pour atteindre cette déformation plastique cumulée, il est donc nécessaire d'augmenter le nombre de cycles effectués. Cette méthode a, dans un premier temps, été mise en place dans le cas d'un calcul axisymétrique. Néanmoins, le matériau d'étude est anisotrope, il a donc été nécessaire, pour être plus représentatif, de proposer une

méthodologie permettant de prendre en compte cette anisotropie. Pour cela, nous avons supposé que le profil de pression et le nombre de cycles imposés (déterminé lors de l'étape précédente) étaient les mêmes dans toute la circonférence de l'éprouvette (dans le cas d'une éprouvette lisse). Des calculs sur éléments de volume représentatifs ont donc été effectués dans différentes directions cristallographiques. A l'issue de ces derniers, on peut alors récupérer l'ensemble des variables internes du modèle (eigenstrains, variables d'écrouissage, de déformation plastique cumulée) en fonction de la profondeur et de l'orientation cristallographique et ainsi les introduire dans le calcul de structure. Cette méthode, mise en place pour le cas d'éprouvette lisse, semble cohérente quant à la modélisation des contraintes résiduelles. La validation de cette méthodologie a, en effet, été effectuée en regard des contraintes déterminées en surface du pion grenailé [101] pour lesquels la contraintes suivant l'axe x (dans le plan de la surface du pion et selon la direction [10-1]) est de l'ordre de -1039 MPa alors que la valeur obtenue à l'issue de la modélisation pour la contrainte circonférentielle sur éprouvette lisse donne -1100 MPa. Ce qui est proche en regard de l'incertitude de mesure. Néanmoins, pour le cas de la déformation plastique cumulée, en particulier selon l'orientation [110], les résultats obtenus par simulation semblent très élevés par rapport aux résultats expérimentaux, excepté dans la direction [100], évidemment, car c'est dans cette direction qu'a été effectuée la calibration de la pression et du nombre de cycles.

La méthodologie proposée, ici, présente donc deux intérêts majeurs :

Tout d'abord, cette méthodologie permet d'introduire l'écrouissage dû au grenailage dans les calculs par éléments finis et ce quelque soit le modèle de comportement utilisé. Cela permet de le prendre en compte dans les calculs en particulier sur la relaxation des contraintes résiduelles en choisissant, évidemment, une modélisation le permettant. Dans cette thèse, nous avons choisi de relier les largeurs des pics de diffraction à la déformation plastique cumulée (du modèle). Néanmoins, nous avons vu que cette hypothèse peut être discutée. On pourrait alors imaginer de relier ces largeurs à une variable d'écrouissage (isotrope ou cinématique). Notons, néanmoins que la difficulté vient de la dépendance forte entre le choix du modèle et les grandeurs physiques.

Le second intérêt de la méthodologie présentée réside dans le fait de pouvoir introduire un état mécanique initial anisotrope à partir de mesures effectuées dans une seule direction. Sur ce point, la méthode donne de bonnes tendances concernant les contraintes résiduelles qui demanderont à être confirmées au travers de mesures complémentaires. C'est-à-dire des mesures sur éprouvette cylindrique lisse pour valider complètement la méthodologie mais également une calibration supplémentaire en [110] des largeurs des pics de diffraction, par exemple, pour pouvoir estimer la déformation plastique cumulée dans cette direction comme évoqué précédemment. A plus long terme, il sera intéressant d'effectuer une simulation du grenailage sur un matériau anisotrope tel que l'AM1 afin d'obtenir numériquement les contraintes résiduelles et l'écrouissage induit par le procédé. On pourrait alors s'affranchir des mesures par diffraction des rayons X.

Relaxation de l'état mécanique

Une fois l'état mécanique introduit dans les calculs de structure, l'objectif a été de suivre son évolution sous sollicitations cycliques en température. Les mécanismes de relaxation étant complexes, nous avons choisi de dissocier la partie de relaxation thermique pure et la relaxation mécanique en température. Ainsi, dans un premier temps, des caractérisations expérimentales par diffraction des rayons X (détermination de contraintes résiduelles et analyse des largeurs des pics de diffraction) ont été effectuées sur une éprouvette cylindrique lisse ayant subi deux maintiens en température à 650°C successifs, tous deux suivis d'une redescende en température ambiante (temps total de 9h55). Ces mesures ont montré, d'une part, que les contraintes résiduelles (de surface) étaient relaxées de 200 MPa lors de la première montée en température puis restaient stables, et d'autre part, que les largeurs des pics avaient tendance à diminuer de la même manière ce qui laisse

supposer que la densité de dislocations diminue (ou que ces dernières se réarrangent) au cours de la première montée en température. Ensuite, nous avons montré que les simulations de ces essais expérimentaux, effectués en utilisant la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique de l'AM1, ne reproduisent absolument pas ces observations. En effet, les contraintes ne relaxent pas car il n'y a pas de plastification assez forte. De plus, la déformation plastique cumulée augmente. Ces observations laissent donc à penser, d'une part, que le modèle doit être amélioré en introduisant, par exemple, un mécanisme de restauration statique à 650°C et, d'autre part, que l'hypothèse d'associer les largeurs des pics directement à la déformation plastique cumulée est discutable à ce stade.

Le second objectif a été de déterminer la relaxation de l'état mécanique initial sous sollicitations cycliques à température constante de 650°C. Pour cela, des mesures expérimentales ont été effectuées sur des éprouvettes rompues ayant subi des sollicitations en fatigue. Ces mesures ont montré pour les niveaux de déformations explorées que les contraintes résiduelles ne relaxaient que légèrement (<100 MPa) en regard de la relaxation thermique déterminée précédemment. Les largeurs des pics de diffraction, quant à elles diminuent. Les simulations numériques effectuées avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique de l'AM1 ont montré que, dans l'intervalle défini par les incertitudes de mesure, la loi était capable de reproduire cette relaxation de contraintes résiduelles. Nous avons cependant rencontré le même problème que la relaxation thermique quant à la déformation plastique cumulée qui montre là encore que le modèle ou la stratégie de prise en compte de cette quantité doit être adaptée.

Par la suite, dans le but d'aller vers une démarche simplificatrice en regard du temps de calcul élevé des simulations précédentes, nous avons proposé l'utilisation d'un modèle isotrope permettant de suivre l'évolution des contraintes résiduelles. Pour cela, deux modèles multi-cinématiques à seuil ont été identifiés, l'un en se basant sur le seuil de plasticité de la loi à deux potentiels de Norton de l'AM1 et l'autre en se basant sur celui de la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique. Les deux identifications apportent des réponses prometteuses. Notons que le temps de simulation de 100 cycles avec ces modèles est de l'ordre de 10 min contre 3 jours pour des calculs en 3D effectués avec la loi anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique. Ces modèles, identifiés dans la direction cristallographique particulière [001], peuvent donc être utiles pour avoir rapidement des réponses sur l'évolution des contraintes dans cette direction.

En perspective de cette partie, il est impératif d'effectuer davantage de mesures expérimentales afin de suivre l'évolution des contraintes résiduelles et des largeurs des pics de diffraction au cours de sollicitations de fatigue. Des mesures en surface selon au moins les deux directions [100] et [110] pourraient permettre de valider les estimations de relaxation des contraintes et de l'écrouissage données par les modèles de comportement.

Par ailleurs, il sera intéressant, par la suite, de faire une analyse plus fine du comportement de la zone grenillée des éprouvettes (à travers des essais de flexion quatre points, par exemple) permettant d'améliorer le modèle de comportement en ajoutant éventuellement une variable d'écrouissage isotrope capable d'évoluer sous sollicitation thermique et mécanique. L'ajout de cette variable et de son étalonnage en regard des largeurs des pics de diffraction pourra alors permettre d'être capable de traduire l'évolution de cette quantité.

A plus long terme, le rôle de la rugosité de surface introduite par le grenaillage pourra également être analysé. De plus, le rôle des désorientations surfaciques observées par EBSD et dues à la préparation de la surface (couche polycristalline) sur les mesures, sur l'étalonnage de l'écrouissage ou même sur le comportement en fatigue mériterait également d'être étudié.

Analyse de durée de vie d'une structure grenaillée

A l'issue de ces calculs cycliques (effectués avec le modèle anisotrope cristallographique en sinus hyperbolique ou avec le modèle multi-cinématique à seuil identifié précédemment), le modèle d'endommagement FATFLU de l'AM1 a été utilisé afin d'estimer la durée de vie et les lieux d'amorçage des éprouvettes grenaillées. Les résultats obtenus par la modélisation présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour le cas des éprouvettes lisses, les modélisations montrent, en effet, que le grenaillage n'a pas d'effet sur ces éprouvettes cylindriques lisses sollicitées en fatigue. Ce traitement aurait même tendance à être très légèrement néfaste en raison de la partie en traction due à l'auto-équilibre du champ de contraintes résiduelles dans la structure. Pour les éprouvettes à concentration de contraintes, en revanche, les modélisations prédisent un gain de durée de vie pour les éprouvettes grenaillées similaire à ce qui est observé expérimentalement. De plus, les lieux d'amorçage prédits sont proches des observations expérimentales à savoir en surface pour les éprouvettes de référence et en profondeur pour les éprouvettes grenaillées.

Par ailleurs, au même titre que l'on a proposé l'étude plus approfondie de la couche grenaillée plus haut, on se demande, à ce stade, s'il ne serait pas également intéressant d'évaluer l'endommagement de cette couche notamment vis-à-vis des effets délétères à faible contrainte.

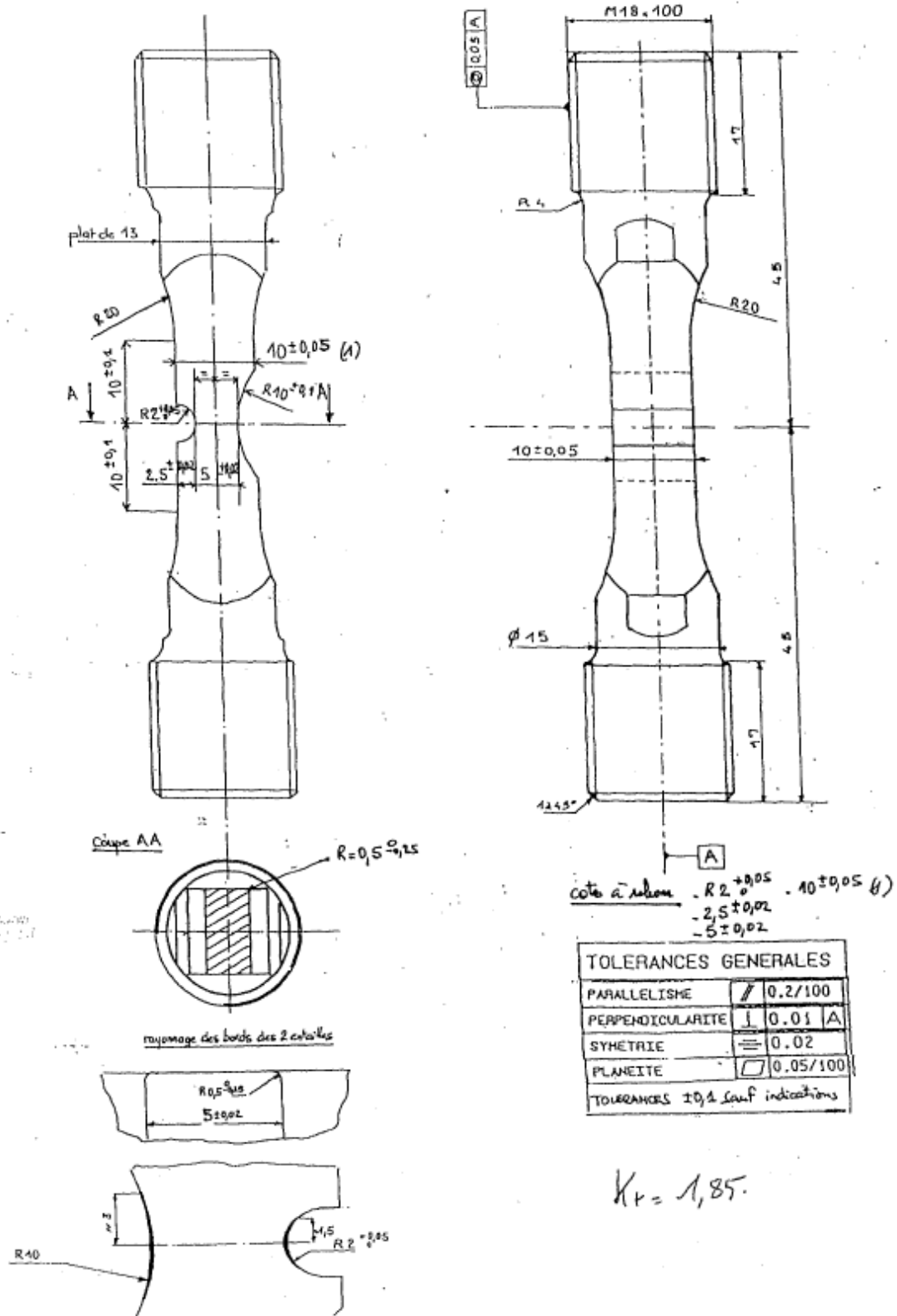
Pour finir, en regard des résultats obtenus sur l'estimation de durée de vie, la stratégie, proposée dans cette thèse, consistant à introduire l'état mécanique dans la chaîne de calculs semble être une bonne voie pour prendre en compte les effets du grenaillage.

Vers d'autres projets...

J'aimerais terminer cette synthèse en parlant du projet CONDOR (CONtraintes - DimensiOnnement - Relaxation) de l'IRT M2P (Institut de Recherche Technologique Matériaux métallurgique et procédés), en partenariat avec de nombreux partenaires (notamment SAFRAN, l'ONERA et l'UTT), dont le but est d'étudier et de prendre en compte les effets du grenaillage à une plus grande échelle sur d'autres matériaux complexes tels que l'INCO718 et des aciers à transformation de phases. Ce projet est notamment constitué de cinq thèses effectuées respectivement par R. Guiheux, V. Boyer, C. Mauduit, J.-P. Goulmy et M. Gelineau présentant des objectifs multiples. Il s'agira entre autres de modéliser les états mécaniques, microstructuraux et micro-géométriques induits par grenaillage ainsi que leur évolution lors d'un chargement cyclique thermomécanique. Par la suite, le but est de pouvoir transposer ces méthodologies à des géométries représentatives plus complexes. Les développements effectués à l'issue de ce projet répondront certainement à plusieurs des interrogations mises en évidence dans le cadre de la présente thèse.

ANNEXES

Annexe A : Eprouvette de fatigue entaillée ENTRAB50



Annexe B : Détermination de la matrice [B]

Chaque vecteur $\underline{v}$ du réseau réciproque est défini par :

$$\underline{v}^* = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$$

Eq. A-1

Avec h, k et l des entiers.

Le repère cartésien associé est choisi tel que le vecteur unitaire $\vec{a}_c^*$ soit parallèle au vecteur $\vec{a}^*$, que le vecteur unitaire $\vec{b}_c^*$ soit dans le plan défini par les vecteurs $\vec{a}^*$ et $\vec{b}^*$, et que le vecteur unitaire $\vec{c}_c^*$ soit perpendiculaire à ce plan (Figure A-1).

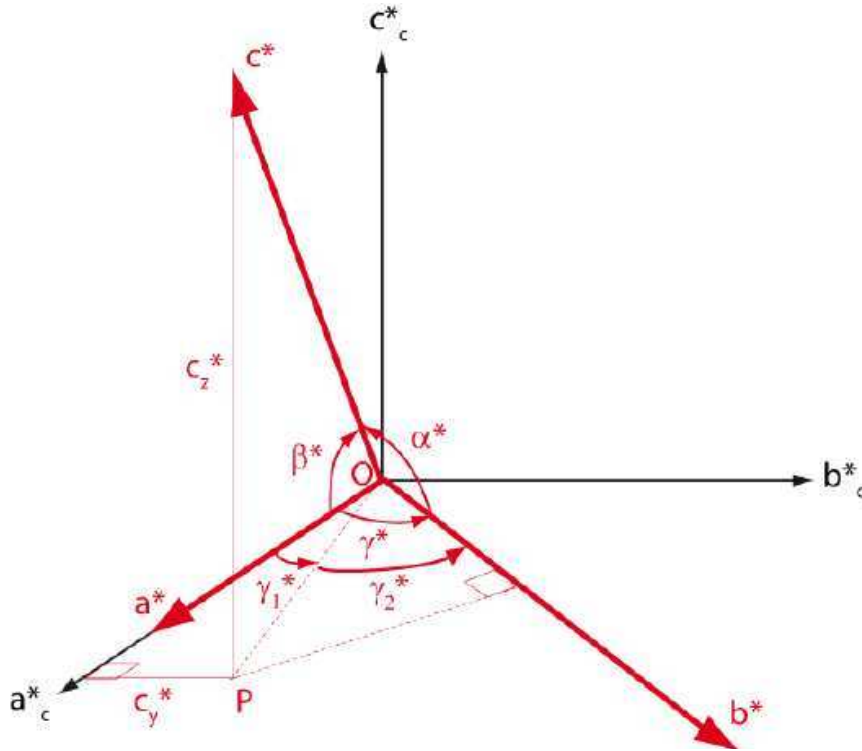


Figure A-1 : Vecteurs de base du réseau réciproque (en rouge) et repère orthonormé associé (en noir)

Les coordonnées du vecteur $\vec{a}^*$ dans la base $(\vec{a}_c^*, \vec{b}_c^*, \vec{c}_c^*)$ sont :

$$\vec{a}^* = a^* \vec{a}_c^* + 0 \cdot \vec{b}_c^* + 0 \cdot \vec{c}_c^*$$

Eq. A-2

Les composantes du vecteur $\vec{b}^*$ dans la base $(\vec{a}_c^*, \vec{b}_c^*, \vec{c}_c^*)$ sont :

$$\vec{b}^* = b^* \cos \gamma^* \vec{a}_c^* + b^* \sin \gamma^* \vec{b}_c^* + 0 \cdot \vec{c}_c^*$$

Eq. A-3

Les coordonnées du vecteur $\vec{c}^*$ dans la base $(\vec{a}_c^*, \vec{b}_c^*, \vec{c}_c^*)$ sont calculées comme suit :

$$\vec{c}^* = c^* \cos \beta^* \vec{a}_c^* + OP \sin \gamma_1^* \vec{b}_c^* + \sqrt{(c^* \sin \beta^*)^2 - (OP \sin \gamma_1^*)^2} \vec{c}_c^*$$

Eq. A-4

En utilisant,

$$\cos \gamma_1^* = \frac{c^* \cos \beta^*}{OP}$$

$$\cos \gamma_2^* = \cos(\gamma^* - \gamma_1^*)$$

$$\cos \gamma^* \cos \gamma_1^* + \sin \gamma^* \sin \gamma_1^* = \frac{c^* \cos \alpha^*}{OP}$$

$$\frac{c^* \cos \beta^* \cos \gamma^*}{OP} + \sin \gamma^* \sin \gamma_1^* = \frac{c^* \cos \alpha^*}{OP}$$

On obtient :

$$\vec{c}^* = c^* \cos \beta^* \vec{a}_c^* + c^* \left(\frac{\cos \alpha^* - \cos \beta^* \cos \gamma^*}{\sin \gamma^*} \right) \vec{b}_c^* + c^* \sqrt{1 - \cos^2 \beta^* - \left(\frac{\cos \alpha^* - \cos \beta^* \cos \gamma^*}{\sin \gamma^*} \right)^2} \vec{c}_c^*$$

L'écriture du système précédent peut être allégée si on utilise les relations fondamentales existantes entre le réseau réciproque et son réseau direct associé :

$$\vec{a} = \frac{\vec{b}^* \otimes \vec{c}^*}{V^*} ; \quad a = \frac{b^* c^* \sin \alpha^*}{V^*} ; \quad \cos \alpha = \frac{\cos \beta^* \cos \gamma^* - \cos \alpha^*}{\sin \beta^* \sin \gamma^*}$$

$$\vec{b} = \frac{\vec{c}^* \otimes \vec{a}^*}{V^*} ; \quad b = \frac{a^* c^* \sin \beta^*}{V^*} ; \quad \cos \beta = \frac{\cos \alpha^* \cos \gamma^* - \cos \beta^*}{\sin \alpha^* \sin \gamma^*}$$

$$\vec{c} = \frac{\vec{a}^* \otimes \vec{b}^*}{V^*} ; \quad c = \frac{a^* b^* \sin \gamma^*}{V^*} ; \quad \cos \gamma = \frac{\cos \alpha^* \cos \beta^* - \cos \gamma^*}{\sin \beta^* \sin \alpha^*}$$

avec

$$\begin{aligned} \vec{V}^* &= \vec{a}^* \otimes \vec{b}^* \bullet \vec{c}^* \\ &= a^* b^* c^* \sqrt{1 - \cos^2 \alpha^* - \cos^2 \beta^* - \cos^2 \gamma^* + 2 \cos \alpha^* \cos \beta^* \cos \gamma^*} \\ &= a^* b^* c^* \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma^* \\ &= a^* b^* c^* \sin \alpha^* \sin \beta \sin \gamma^* \\ &= a^* b^* c^* \sin \alpha^* \sin \beta \sin \gamma \end{aligned}$$

ainsi,

$$a = \frac{1}{a^* \sin \beta \sin \gamma^*} = \frac{1}{a^* \sin \beta^* \sin \gamma}$$

$$b = \frac{1}{b^* \sin \alpha \sin \gamma^*} = \frac{1}{b^* \sin \alpha^* \sin \gamma}$$

$$c = \frac{1}{c^* \sin \alpha \sin \beta^*} = \frac{1}{c^* \sin \alpha^* \sin \beta}$$

et

$$\vec{c}^* = c^* \cos \beta \vec{a}_c^* - c^* \cos \alpha \sin \beta^* \vec{b}_c^* + \frac{1}{c} \vec{c}_c^*$$

Finalement,

$$[B] = \begin{pmatrix} a^* & b^* \cos \gamma^* & c^* \cos \beta^* \\ 0 & b^* \sin \gamma^* & -c^* \cos \alpha \sin \beta^* \\ 0 & 0 & c^* \end{pmatrix}$$

Eq. A-5

Les paramètres de maille dans le réseau réciproque sont définis à partir des valeurs du tenseur métrique du réseau réciproque :

$$a^* = \sqrt{g^{*11}}; \quad b^* = \sqrt{g^{*22}}; \quad c^* = \sqrt{g^{*33}} \quad \text{et} \quad \text{Eq. A-6}$$

$$\alpha^* = \arccos(g^{*12} / a^* . b^*); \quad \beta^* = \arccos(g^{*13} / a^* . c^*); \quad \gamma^* = \arccos(g^{*23} / .a^3)$$

Annexe C : Détermination des relations entre $\hat{P}$ et $\hat{Q}$ en fonction de P et G

Extrait de l'article [Morancais2015]

In three dimensions, the transformation rule for the 2-rank tensor E is :

$$E'_{ij} = P_i^k P_j^l E_{kl} = P_i^k P_j^l G_{km} G_{ln} E^{mn} \quad (49)$$

where G is the metric tensor and P is the transformation tensor which connects the two bases as $A'_i = P_i^j A_j$. A six dimensional basis $\hat{A}_\alpha$ ($\alpha = 1, 6$) can be defined from the three dimensional basis A_i ($i = 1, 3$) as follows (Mehrabadi & Cowin, 1990) :

$$\begin{aligned} \hat{A}_1 &= A_1 \otimes A_1 & ; & \quad \hat{A}_4 = 2^{-1/2}(A_2 \otimes A_3 + A_3 \otimes A_2) \\ \hat{A}_2 &= A_2 \otimes A_2 & ; & \quad \hat{A}_5 = 2^{-1/2}(A_1 \otimes A_3 + A_3 \otimes A_1) \\ \hat{A}_3 &= A_3 \otimes A_3 & ; & \quad \hat{A}_6 = 2^{-1/2}(A_1 \otimes A_2 + A_2 \otimes A_1) \end{aligned} \quad (50)$$

In six dimensions, Eq. 49 is equivalent to:

$$\hat{E}'_\alpha = \hat{P}_\alpha^\beta \hat{E}_\beta = \hat{Q}_{\alpha\beta} \hat{E}^\beta \quad (51)$$

with

$$\begin{aligned} (\hat{E}'_1, \dots, \hat{E}'_6) &= (E'_{11}, E'_{22}, E'_{33}, \sqrt{2}E'_{23}, \sqrt{2}E'_{13}, \sqrt{2}E'_{12}) \\ (\hat{E}_1, \dots, \hat{E}_6) &= (E_{11}, E_{22}, E_{33}, \sqrt{2}E_{23}, \sqrt{2}E_{13}, \sqrt{2}E_{12}) \end{aligned} \quad (52)$$

$[\hat{P}_{\alpha \leftarrow \text{column}}^{\beta \leftarrow \text{row}}]$ and $\hat{Q}_{\alpha\beta}$ are given by Eqs. 53 and 54.

$$[\hat{P}_\alpha] = \begin{bmatrix} (P_1^1)^2 & (P_1^2)^2 & (P_1^3)^2 & \sqrt{2}P_1^2 P_1^3 & \sqrt{2}P_1^1 P_1^3 & \sqrt{2}P_1^1 P_1^2 \\ (P_2^1)^2 & (P_2^2)^2 & (P_2^3)^2 & \sqrt{2}P_2^2 P_2^3 & \sqrt{2}P_2^3 P_2^1 & \sqrt{2}P_2^2 P_2^1 \\ (P_3^1)^2 & (P_3^2)^2 & (P_3^3)^2 & \sqrt{2}P_3^3 P_3^2 & \sqrt{2}P_3^1 P_3^3 & \sqrt{2}P_3^2 P_3^1 \\ \sqrt{2}P_2^1 P_3^1 & \sqrt{2}P_2^2 P_3^2 & \sqrt{2}P_2^3 P_3^3 & (P_2^2 P_3^3 + P_2^3 P_3^2) & (P_2^1 P_3^3 + P_2^3 P_3^1) & (P_2^1 P_3^2 + P_2^2 P_3^1) \\ \sqrt{2}P_1^1 P_3^1 & \sqrt{2}P_1^2 P_3^2 & \sqrt{2}P_1^3 P_3^3 & (P_1^2 P_3^3 + P_1^3 P_3^2) & (P_1^1 P_3^3 + P_1^3 P_3^1) & (P_1^1 P_3^2 + P_1^2 P_3^1) \\ \sqrt{2}P_1^1 P_2^1 & \sqrt{2}P_1^2 P_2^2 & \sqrt{2}P_1^3 P_2^3 & (P_1^2 P_2^3 + P_1^3 P_2^2) & (P_1^1 P_2^3 + P_1^3 P_2^1) & (P_1^1 P_2^2 + P_1^2 P_2^1) \end{bmatrix} \quad (53)$$

$$[\hat{Q}_{\alpha\beta}] = \begin{bmatrix} Q_{11}^2 & Q_{21}^2 & Q_{31}^2 & \sqrt{2}Q_{21}Q_{31} & \sqrt{2}Q_{11}Q_{31} & \sqrt{2}Q_{11}Q_{21} \\ Q_{12}^2 & Q_{22}^2 & Q_{32}^2 & \sqrt{2}Q_{22}Q_{32} & \sqrt{2}Q_{32}Q_{12} & \sqrt{2}Q_{22}Q_{12} \\ Q_{13}^2 & Q_{23}^2 & Q_{33}^2 & \sqrt{2}Q_{33}Q_{23} & \sqrt{2}Q_{13}Q_{33} & \sqrt{2}Q_{23}Q_{13} \\ \sqrt{2}Q_{12}Q_{13} & \sqrt{2}Q_{23}Q_{22} & \sqrt{2}Q_{32}Q_{33} & (Q_{22}Q_{33} + Q_{32}Q_{23}) & (Q_{12}Q_{33} + Q_{13}Q_{32}) & (Q_{12}Q_{23} + Q_{13}Q_{22}) \\ \sqrt{2}Q_{11}Q_{13} & \sqrt{2}Q_{21}Q_{23} & \sqrt{2}Q_{31}Q_{33} & (Q_{21}Q_{33} + Q_{31}Q_{23}) & (Q_{11}Q_{33} + Q_{31}Q_{13}) & (Q_{11}Q_{23} + Q_{21}Q_{13}) \\ \sqrt{2}Q_{11}Q_{12} & \sqrt{2}Q_{21}Q_{22} & \sqrt{2}Q_{31}Q_{32} & (Q_{21}Q_{32} + Q_{31}Q_{22}) & (Q_{11}Q_{32} + Q_{31}Q_{12}) & (Q_{11}Q_{22} + Q_{21}Q_{12}) \end{bmatrix} \quad (54)$$

with Q_{ij} defined by:

$$[Q_{ij}] = \begin{bmatrix} (G_{11}P_1^1 + G_{21}P_1^2 + G_{31}P_1^3) & (G_{11}P_2^1 + G_{21}P_2^2 + G_{31}P_2^3) & (G_{11}P_3^1 + G_{21}P_3^2 + G_{31}P_3^3) \\ (G_{12}P_1^1 + G_{22}P_1^2 + G_{32}P_1^3) & (G_{12}P_2^1 + G_{22}P_2^2 + G_{32}P_2^3) & (G_{12}P_3^1 + G_{22}P_3^2 + G_{32}P_3^3) \\ (G_{13}P_1^1 + G_{23}P_1^2 + G_{33}P_1^3) & (G_{13}P_2^1 + G_{23}P_2^2 + G_{33}P_2^3) & (G_{13}P_3^1 + G_{23}P_3^2 + G_{33}P_3^3) \end{bmatrix} \quad (55)$$

Annexe D : Correction d'enlèvement de matière par la méthode de Moore et Evans

Les enlèvements de matière induisent un ré-équilibrage des contraintes dans l'échantillon. Il est donc impératif de faire une correction sur les contraintes mesurées.

La correction de Moore [Moore 1958] est la plus simple à mettre en œuvre et la plus couramment utilisée.

Cas d'un échantillon plat :

Dans le cas d'un échantillon plat (cf. Figure A-2), les contraintes σ_{ij} corrigées sont recalculées à partir des formules suivantes :

$$\sigma_{ij}^{réelle}(z_1) = \sigma_{ij}^{mesurée}(z_1) + 2 \int_{z_1}^h \frac{\sigma_{ij}^{mesurée}(z)}{z} dz - 6z_1 \int_{z_1}^h \frac{\sigma_{ij}^{mesurée}(z)}{z^2} dz \quad \text{avec } i, j \in [x, y] \quad \text{Eq. A-7}$$

Où z_1 est la hauteur de l'échantillon après l'enlèvement de matière, h est la hauteur initiale de l'échantillon et z est l'axe normal à la surface de l'échantillon.

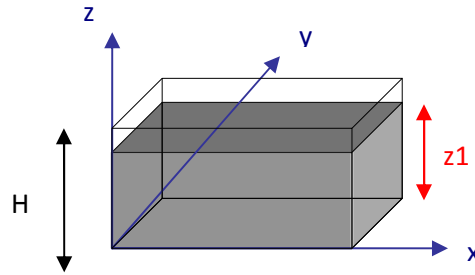


Figure A-2 : Définition des grandeurs pour le pion de surface plate.

Cas d'un échantillon cylindrique

De la même manière que pour le pion, les valeurs des contraintes résiduelles sont corrigées pour prendre en compte le rééquilibrage des contraintes suite à l'enlèvement de matière. Moore [Moore 1948] proposent les équations de corrections suivantes dans le cas d'une éprouvette lisse en matériau isotrope (σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$, σ_{zz} indépendant de θ et de z) et en supposant également que les constantes de cisaillement sont nulles :

$$\sigma_r^{réelle}(r_1) = - \int_{r_1}^R \frac{\sigma_{\theta}^{mesurée}(r)}{r} dr \quad \text{Eq. A-8}$$

$$\sigma_{\theta}^{réelle}(r_1) = \sigma_{\theta}^{mesurée}(r_1) + \sigma_r^{réelle}(r_1) \quad \text{Eq. A-9}$$

$$\sigma_z^{réelle}(r_1) = \sigma_z^{mesurée}(r_1) - 2 \int_{r_1}^R \frac{\sigma_z^{mesurée}(r)}{r} dr \quad \text{Eq. A-10}$$

Où r_1 est le rayon de l'éprouvette après l'enlèvement de matière, R est le rayon initial de l'échantillon et pour rappel l'axe $\underline{e}_r$ est normal à la surface grenillée (repère cylindrique).

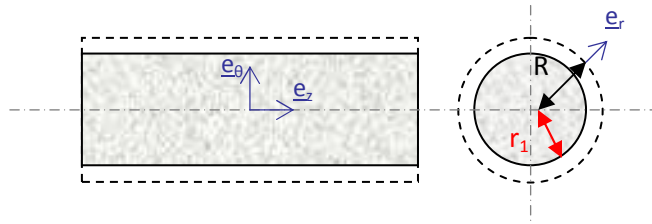
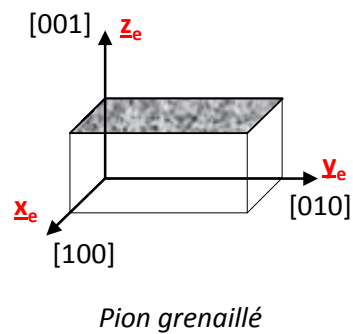
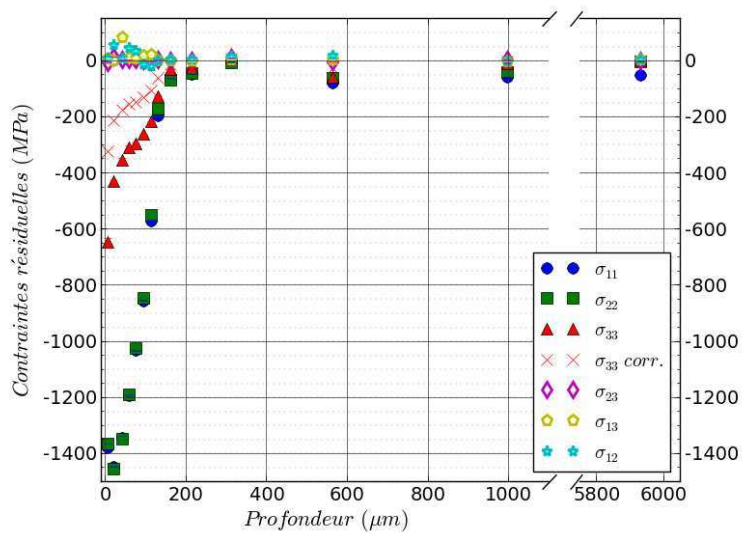
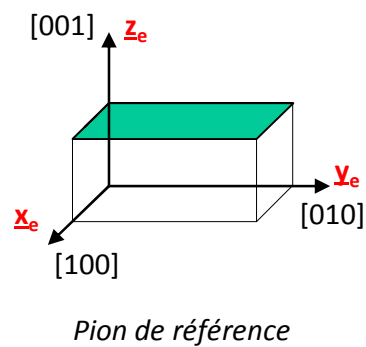
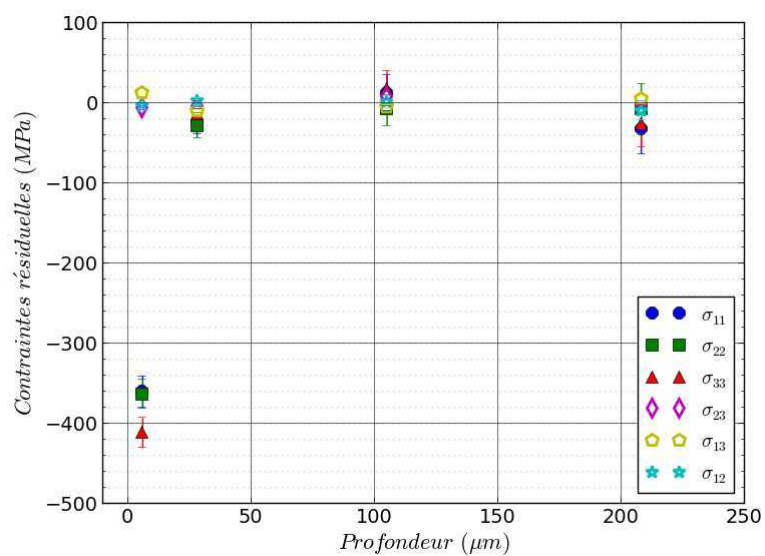


Figure A-3 : Définition des grandeurs pour le cas de l'éprouvette cylindrique

Des équations plus complexes ont également été déterminées par [Moore1948] dans le cas où les contraintes σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$, σ_{zz} sont dépendantes de r et de θ .

Annexe E : Valeurs brutes des profils de contraintes résiduelles macroscopiques obtenus sur les pion [001] grenailé et de référence



Annexe F : Détermination des relations entre contraintes et eigenstrains dans le cas d'une éprouvette cylindrique

Considérons une éprouvette cylindrique pleine de rayon R , traitée uniformément sur toute sa surface. Les variables sont cette fois définies dans le repère cylindrique (r, θ, z) où $r=0$ correspond à l'axe du cylindre.

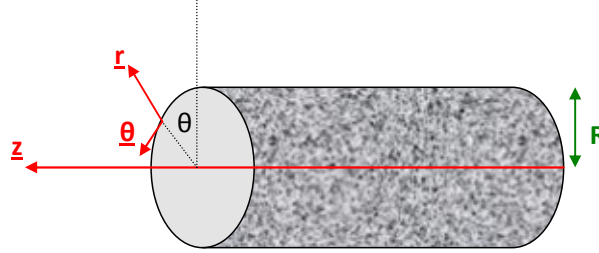


Figure IV-4 : Eprouvette cylindrique

Les contraintes et les déformations ne sont supposées n'être fonction que de r . On obtient alors les relations suivantes :

$$\begin{cases} E \cdot \varepsilon_{zz}^p(r) = EA - \sigma_{zz}^m(r) + \nu(\sigma_{rr}^m(r) + \sigma_{\theta\theta}^m(r)) \\ \varepsilon_{\theta\theta}^p(r) = \frac{A}{2} - \frac{B(r)}{E} + \frac{1}{Er^2} \int_0^r u \cdot [(1-2\nu)\sigma_{zz}^m(r) + (2-\nu)(\sigma_{rr}^m(r) + \sigma_{\theta\theta}^m(r))] du \\ \varepsilon_{rr}^p(r) = -(\varepsilon_{zz}^p(r) + \varepsilon_{\theta\theta}^p(r)) \end{cases}$$

Eq. IV-11

avec

$$A = \frac{2}{R^2} \int_0^R u \varepsilon_{zz}^p(u) du$$

$$B(r) = (\sigma_{rr}^m(r) + \sigma_{\theta\theta}^m(r)) - \nu \sigma_{zz}^m(r)$$

Annexe G : Validation de l'identification du modèle multi-cinématique à seuil 2

Les courbes d'écrouissage, de relaxation de la contrainte moyenne montrent un bon accord entre le modèle et les résultats expérimentaux pour une orientation de $\langle 001 \rangle$. Nous nous concentrons sur cette orientation car pour rappel, il s'agit de la direction principale de sollicitation du matériau en service. A titre de comparaison, les simulations effectuées avec le modèle isotrope à deux potentiels de Norton et le modèle cristallin en sinus hyperbolique sont également reportées sur les courbes.

La Figure A-5 présente la courbe d'écrouissage. Cette courbe représente la contrainte en fonction de l'amplitude de déformation plastique. Les valeurs sont obtenues en récupérant les valeurs au cycle stabilisé (ici 100 cycles) après des essais cycliques en fatigue alternée ($R=-1$) pour plusieurs amplitudes de déformation. Chaque point représente un essai effectué avec une éprouvette. Dans certains cas, comme ce fut le cas dans cette thèse, on peut également se servir d'une éprouvette pour faire des essais à déformation croissante. Les essais ici sont effectués à une vitesse de déformation de 10^{-4} s^{-1} .

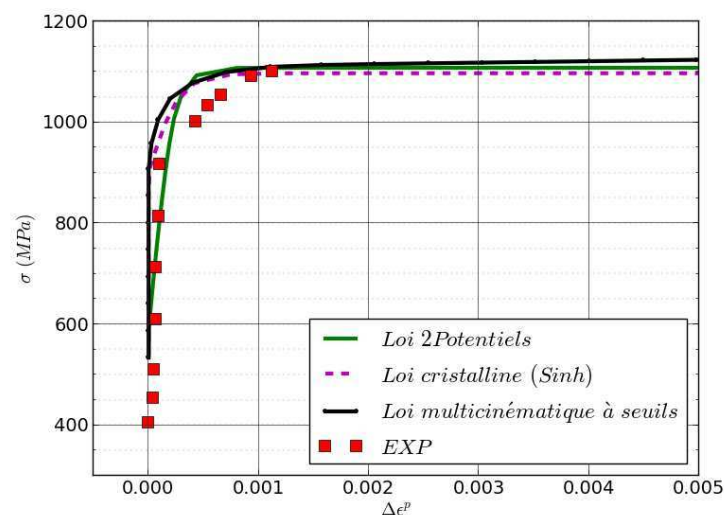


Figure A-5 : Courbe d'écrouissage cyclique. Les traits pleins représentent les résultats des simulations numériques effectuées avec les trois lois de comportement et les carrés rouges sont les données expérimentales [DeBussac1992].

Les résultats des simulations numériques sont relativement proches des données expérimentales. On note cependant que les lois à deux potentiels isotrope et la loi cristalline en sinus hyperbolique donnent un écrouissage très plat alors que la loi multi-cinématique à seuil (en noir) présente une pente légèrement plus forte cela vient d'un étagement des écrouissages cinématiques sur une gamme de déformation plastique plus large. Cette figure permet également de rappeler qu'à cette température, la déformation plastique n'est pas élevée, contrairement à ce que l'on a pour des températures plus fortes.

Les Figure A-6 et Figure A-7 présentent les comparaisons entre les simulations et les essais expérimentaux concernant les boucles d'hystérésis. Ces figures représentent la contrainte en MPa en fonction de la déformation totale. Pour des raisons de lisibilité, seul le cycle stabilisé est représenté.

La loi multi-cinématique identifiée ici est très proche des deux autres lois et traduit bien les essais expérimentaux.

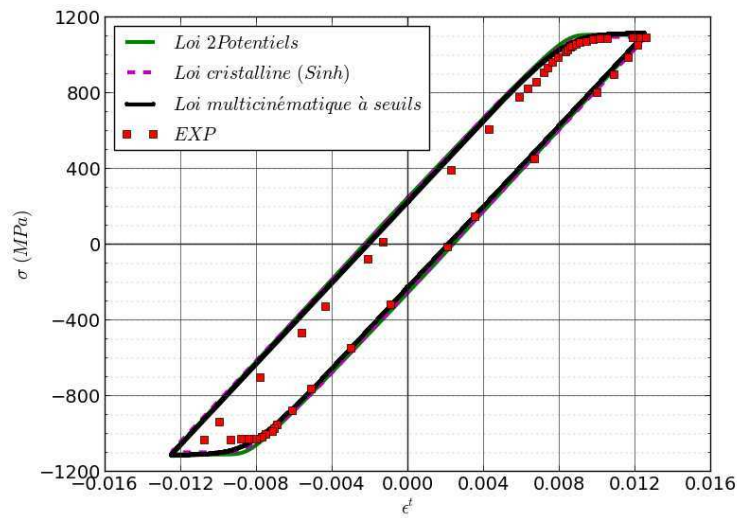


Figure A-6 : Boucle d'hystérésis pour une amplitude de déformation de 1,25% en fatigue alternée ($R\varepsilon=-1$) à une vitesse de 10^{-4} s^{-1} . Les données expérimentales sont en carrés rouges et proviennent de [DeBussac1992].

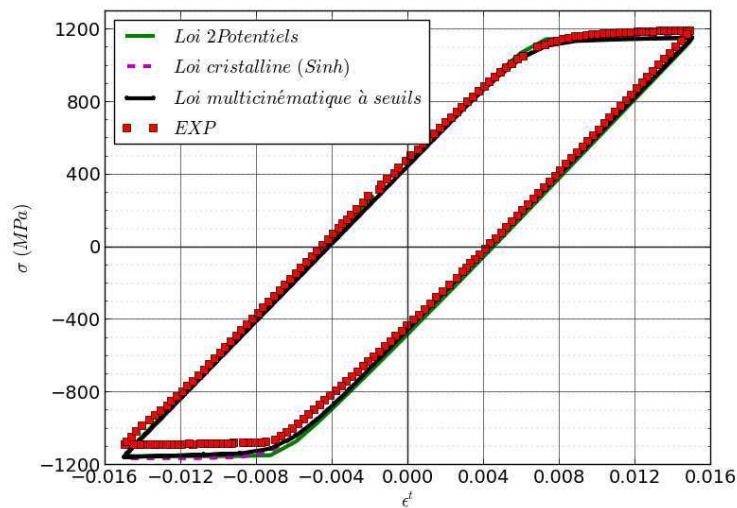


Figure A-7 : Boucle d'hystérésis pour une amplitude de déformation de 1,5% en fatigue alternée ($R\varepsilon=-1$) à une fréquence de 0,25Hz. Les données expérimentales sont issues de l'essai en déformation croissante effectué dans le cadre de cette thèse.

La Figure A-8 présente quant à elle la courbe de la relaxation de la contrainte moyenne. Cette courbe est obtenue en prenant les valeurs au cycle stabilisé à l'issu d'un essai cyclique en fatigue répétée ($R=0$) en déformation imposée. Chaque point expérimental représente un essai effectué avec une éprouvette. Le cycle stabilisé est choisi à 100 cycles. Les données expérimentales ici sont issues de la note [DeBussac1992].

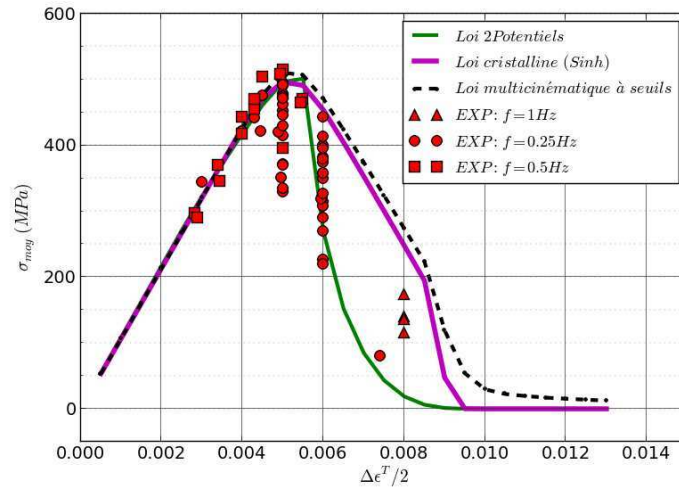


Figure A-8 : Courbe de relaxation de la contrainte moyenne au cycle stabilisé. Les traits pleins représentent les résultats de la simulation numérique effectuée avec les trois lois de comportement et les symboles rouges sont les données expérimentales [NoteSn].

Afin de compléter l'étude, on peut représenter la courbe d'un essai de relaxation de contrainte, c'est-à-dire quand le matériau est maintenu à un niveau de déformation donné (ici 1,5%) pendant un certain temps. On observe sur la Figure A-9 la relaxation de la contrainte en fonction du temps.

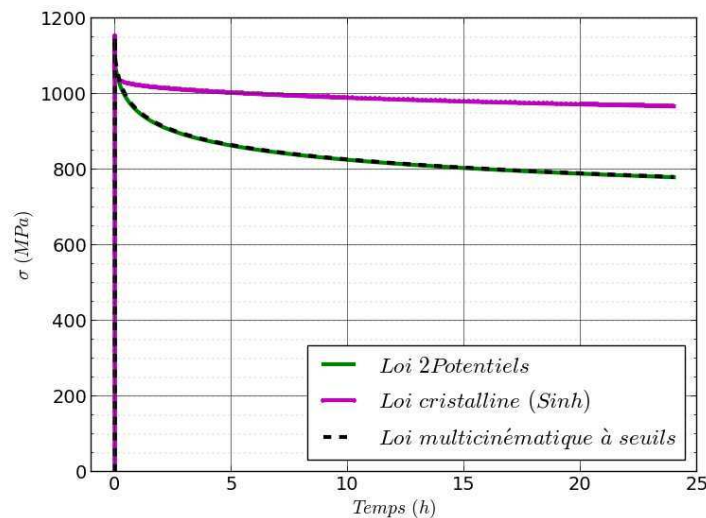


Figure A-9 : Essais de relaxation

Ici le potentiel qui va jouer et le potentiel « lent » qui suit une loi de Norton. La loi multi-cinématique identifiée est superposée à la loi à 2 potentiels car les paramètres de ce potentiel sont identiques.

Bilan de l'identification d'une loi multi-cinématique à seuil :

L'objectif de ce paragraphe était d'identifier une nouvelle loi multi-cinématique à seuil basé sur un modèle de [Chaboche2012] permettant de prendre en compte la non relaxation complète des contraintes résiduelles. Une identification est proposée ici et les résultats obtenus sont comparés aux essais expérimentaux de la note [DeBussac1992] ou effectués dans le cadre de cette thèse. Les comparaisons montrent un bon accord entre les simulations et les données expérimentales. On note

également que le modèle identifié est très proche de la loi cristalline en sinus hyperbolique pour l'orientation $\langle 001 \rangle$. L'avantage est, néanmoins, qu'il présente une modélisation isotrope. Les calculs peuvent donc être effectués en 2.5D ou axisymétrique et réduire considérablement les temps de calculs. Cette loi isotrope permet d'envisager une approche multi-niveaux pour le suivi de la relaxation des contraintes résiduelles.

RÉFÉRENCES

- [AFNOR-06-832] NF L06-832, *Série aérospatiale – Grenaillage conventionnel destiné à la mise en contrainte de compression superficielle de pièces métalliques* (Février 2008).
- [AFNOR2004] AFNOR. *Non-destructive testing – Test methods for measurement of residual stress analysis by X-ray diffraction*. CEN/TC 138 N666, (2004).
- [AFNOR-6507] EN ISO 6507-1 : *Matériaux métalliques - Essai de dureté Vickers - Partie 1 : méthode d'essai*
- [Ahdad1994] Ahdad, F., and Desvignes, *Introduction d'un état initial dans un Code d'Éléments Finis*, Strucome, 1994.
- [Ahdad1996] Ahdad, F., and Desvignes, M. Contraintes résiduelles et déformations plastiques, leurs relations mutuelles pour des pièces de géométrie simple. *Matériaux & Techniques* 5-6 (1996), 46-50.
- [Badreddine2014] Badreddine, J. *Modélisation du grenaillage ultrason pour des pièces à géométrie complexe*. Thèse de doctorat, Université de Technologie de Troyes (UTT), 2014.
- [Banvillet2001] Banvillet, A., *Prévision de durée de vie en fatigue multiaxiale sous chargements réels : vers des essais accélérés*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2001.
- [Barral1987] Barral, M., and Sprauel, J. M. Residual stresses in science and technology. In *Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, Oberursel* (1987), p. 265.
- [Barralis1999] Barralis, J., Castex, L., and Maeder, G. Précontraintes et traitements superficiels. *Techniques de l'ingénieur M 1* (1999).
- [Baudin2010] Baudin, T. Analyse EBSD : Principe et cartographies d'orientations. *Techniques de l'ingénieur M 4138* (2010), 1-17.
- [Benedetti2010] Benedetti, M., Fontanari, V., Santus, C., and Bandini, M. Notch fatigue behaviour of shot peened high-strength aluminium alloys : Experiments and predictions using a critical distance method. *International Journal of Fatigue* 32, 10 (2010), 1600-1611.

- [Benedetti2015] Benedetti, M., Fontanari, V., Bandini, M., and Savio, E. High-and very high-cycle plain fatigue resistance of shot peened high-strength behaviour alloys : The role of surface morphology. *International Journal of Fatigue* 70 (2015), 451-462.
- [Benyoucef1994] Benyoucef, M.. *Etude par microscopie in-situ des mécanismes de déformation du superalliage MC2*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1994.
- [Bol'shakov1975] Bol'shakov, P. P., Vasiliev, D. M., and Titovets, Y. F. *Zavodskaja Laboratoriya* 41 (1975), 1099.
- [Bond1984] S.D. Bond, J.W. Martin, Surface recrystallization in a single crystal nickel-base superalloy, *Journal of Materials Science*, 19 (1984), 3867-3872.
- [Bonnant2009] Bonnard, V, Chaboche J-L., Gallerneau, F. Kanouté, P., Kruch, S., Pacou, D., Paulmier, P, Boittin, G., Azzouz, F., Quilici, S., Gomez, P., Pons, C., Ruau, J., *Programme pluriannuel de recherché concerté en durée de Vie*. Rapport de fin de tâches des l'ONERA. Juin 2009. RT 11/12160 DMSM 2009
- [Buchanan2014] Buchanan, D. J., and John, R. Residual stress redistribution in shot peened samples subject to mechanical loading. *Materials Science and Engineering: A* 615 (2014), 70-78.
- [Buchon1990] Buchon, A., "*Composition des phases, microstructure et distribution spatiale à très fine échelle des solutés dans quelques superalliages à base de nickel*", Thèse de Doctorat, Université de Rouen (1990)
- [Buerger1940] Buerger, M.J., The correction of X-ray diffraction intensities for Lorentz and polarization factors, *Proc. Nati. Acad. Sci. USA*, Vol.26 (1940), p 637-642
- [Busing1967] Busing, W., and Levy, H. Angle calculations for 3- and 4-circle x-ray and neutron diffractometers. *Acta Crystallographica* 22 (1967), 457-464.
- [Brückner1998] Brückner, U, Epishin, A., Link, T. & Dressel, K., The influence of dendritic structure on the γ/γ' lattice misfit in the single-crystal nickel-base superalloy CMSX-4, *Materials Science and Engineering A247* (1998), p 23-31
- [Cahoon1971] Cahoon, J., Broughton, W., and Kutzak, A. The determination of yield strength from hardness measurements. *Metallurgical Transactions* 2, 7 (1971), 1979-1983.
- [Cailletaud1987] Cailletaud, G., *Une approche micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 1987.

- [Cao1994] Cao, W., Khadhraoui, M., Brenier, B., Guedou, J., and Castex, L. Thermomechanical relaxation of residual stress in shot peened nickel base superalloy. *Materials science and technology* 10, 11 (1994), 947-954.
- [Caron2011] Caron, P., Diologent, F., and Drawin, S. Influence of chemistry on the tensile yield strength of nickel-based single crystal superalloys. *Advanced Materials Research*. 278 (2011), 345-350.
- [Chaboche1997] Chaboche, J., and Jung, O. Application of a kinematic hardening viscoplasticity model with thresholds to the residual stress relaxation. *International Journal of plasticity* 13, 10 (1997), 785-807.
- [Chaboche2012] Chaboche, J.-L., Kanoute, P., and Azzouz, F. Cyclic inelastic constitutive equations and their impact on the fatigue life predictions. *International Journal of Plasticity* 35 (2012), 44-66.
- [Chaboche2013] Chaboche, J. L., Gaubert, A., Kanouté, P., Longuet, A., Azzouz, F., & Mazière, M. Viscoplastic constitutive equations of combustion chamber materials including cyclic hardening and dynamic strain aging. *International Journal of Plasticity*, 46, (2013), 1-22.
- [Chen2015] Chen, K., Kunz, M., Tamura, N., and Wenk, H. R., Residual stress preserved in quartz from the San Andreas Fault Observatory at Depth. *Geology* 43.3 (2015): 219-222.
- [Child2011] Child, D., West, G., and Thomson, R. Assesment of surface hardening effects from shot peening on a nickel based alloy using electron backscatter diffraction techniques. *Acta Materiallia* 59 (2011), 4825-4834.
- [Crostack1988] Crostack, H.-A., and Reimers, W. In *Elsevier Applied Science* (1988), Int. Conf.on Residual Stresses 2, p. 190.
- [Dalaei2010] Dalaei, K., Karlsson, B., and Svensson, L.-E. Stability of residual stresses created by shot peening of pearlitic steel and their influence on fatigue behaviour. *Procedia Engineering* 2, 1 (2010), 613_622.
- [Dalaei2011] Dalaei, K., Karlsson, B., and Svensson, L.-E. Stability of shot peening induced residual stresses and their influence on fatigue lifetime. *Materials Science and Engineering* 528 (2011), 1008-1015.
- [Dalaei2012] Dalaei, K., and Karlsson, B. In_uence of shot peening on fatigue durability of normalized steel subjected to variable amplitude loading. *International journal of fatigue* 38 (2012), 75-83.
- [DeBussac1992] De Bussac, A., Poubanne, P., *Loi de comportement anisotrope de l'AM1 de 20°C à 1100°C*. Note technique interne SNECMA, (1992). NT 60291

- [Delautre1990] Delautre, J., Lautridou, J.C., Guedou, J.Y. *Influence du grenaillage sur la tenue mécanique de l'AM1*, note interne Snecma (1990). NT 60210
- [Delautre1999] Delautre, J., Guenon, Y. *Influence du grenaillage sur la tenue mécanique de l'AM1 dans une zone à gradient de contrainte*, note interne SNECMA (1999). NT 60593
- [Deperrois1990] Deperrois, A., Castex, L., Dang Van, K., Merrien, P., Bignonnet, A., High cycle fatigue life of surface hardened steels under multi-axial loading, in: H. Kitagawa, T. Tanaka (Eds.), *Proceedings of the Fourth International Fatigue Conference*, vol. 4, Hawaii, USA, July 15–20, 1990, pp. 2417–2422.
- [Dionnet2008] Dionnet, B., François, M., Sprauel, J.M. and Nardou, F., The influence of cylindrical geometry on X-ray stress tensor analysis, *Journal of Applied Crystal*, 32 (2008), p 883-891
- [Dupke1955] Dupke, R., and Reimers, W. In *Zeitschrift fur Metallkunde* (1995), vol. 86, p. 665.
- [Eshelby1957] Eshelby, J. D.. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* Vol. 241, No. 1226, (1957) pp. 376-396, The Royal Society.
- [Espié1996] Espié, L. *Étude expérimentale et modélisation numérique du comportement de monocristaux de superalliages*, Thèse de Doctorat, ENSMP, (1996)
- [Evans2005] Evans, A., Kim, S., Shackleton, J., Bruno, G., Preuss, M., and Withers, P. Relaxation of residual stress in shot peened udimet 720li under high temperature isothermal fatigue. *International journal of fatigue* 27, 10 (2005), 1530-1534.
- [Fathallah2004] Fathallah, R., Laamouri, A., Sidhom, H., and Braham, C. High cycle fatigue behaviour prediction of shot-peened parts. *International Journal of Fatigue* 26, 10 (2004), 1053-1067.
- [Feng2009] Feng, B., Mao, X., Yang, G., Yu, L., and Wu, X. Residual stress field and thermal relaxation behaviour of shot-peened tc4-dt titanium alloy. *Materials Science and Engineering : A* 512, 1 (2009), 105-108.
- [Foss2013] Foss, B., Gray, S., Hardy, M., Stekovic, S., McPhail, D., and Shollock, B. Analysis of shot-peening and residual stress relaxation in the nickel-based superalloy RR100. *Acta Materialia* 61 (2013), 2548_2559.

- [Fournier2011] Fournier dit Chabert, F. Nouveau formalisme de la loi de comportement de l'AM1 de 20°C à 1150°C. Rapport Technique., ONERA, 2011.
- [Fournier2014] Fournier dit Chabert, F. Identification des lois d'endommagement de l'AM1 dans différentes configurations. Rapport technique, ONERA, 2014.
- [François1987] François, M. *Analyse des contraintes résiduelles dans les monocristaux et les matériaux à gros grains par diffraction des rayons X*. Master's thesis, ENSCP- Univ. Paris IV, 1987.
- [François1996] François, M., In "*Handbook on techniques of residual stresses measurement*". Édité par la SEM (American Society for Experimental Mechanics), rédacteurs J. Lu et M.R. James, 1996.
- [François2004] François, M., Ferreira, C., and Guillen, R. Expression de l'incertitude lors de la mesure des contraintes résiduelles par diffraction. *Journal de Physique IV* 118 (2004), 99-108.
- [Frija2006] Frija, M., Hassine, T., Fathallah, R., Bouraoui, C., and Dogui, A. 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* 426 (2006), 173-180.
- [Gallerneau1995] Gallerneau, F. *Etude et modélisation de l'endommagement d'un superalliage monocristallin revêtu pour aube de turbine*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 1995.
- [Ganghoffer1991] Ganghoffer, J.P., Hazotte, A., Denis, S. and Simon, A. Finite element calculation of internal mismatch stresses in a single crystal nickel base superalloy. *Scripta Metallurgica et Materialia*, vol. 25, 1991, 2491–2496,.
- [Gaubert2009] Gaubert, A. *Modélisation des effets de l'évolution microstructurale sur le comportement mécanique du superalliage monocristallin AM1*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 2009.
- [Genzel1996] Genzel, C. *Physica Status Solidi A* 156 (1996), 153-363
- [Glatzel1989] Glatzel, U. & Feller-Kniepmeier, M. Calculations of internal stresses in the γ/γ' microstructure of a nickel-base superalloy with a high volume fraction of γ' phase. *Scripta Metallurgica*, vol. 23, (1989) 1839–1844,.
- [Godijk1980] Godijk, J., Nannenbergh, S., and Willemse, P. F. A goniometer for the measurement of stresses in single crystals and coarse-grained specimens. *Journal of Applied Crystallography* 13, 2 (1980), 128-131.

- [Grasty1996] Grasty, L., and Andrew, C. Shot peen forming sheet metal : finite element prediction of deformed shape. *Journal of Engineering manufacture* 210 (1996), 361-365.
- [Guagliano2004] Guagliano, M., and Vergani, L. An approach for prediction of fatigue strength of shot peening components. *Engineering Fracture Mechanics* 71 (2004), 501-512.
- [Guagliano2011] Guagliano. Relating Almen intensity to residual stresses induced by shot peening: a numerical approach. *Materials Processing Technology* 110 (2001), 277-286.
- [Guechichi2006] Guechichi, H., and Castex, L. Fatigue limits prediction of surface treated materials. *Journal of Materials Processing Technology* 172 (2006), 381-387.
- [Guel2014] Guel, N. *Détermination des contraintes résiduelles dans un superalliage monocristallin base nickel pour moteur d'avion*. Rapport de stage, Université de Technologie de Troyes, 2014.
- [Guo2015] Guo, Y., Collins, D. M., Tarleton, E., Hofmann, F., Tischler, J., Liu, W., Xu, R., Wilkinson, A.J., and Britton T.B., Measurements of stress fields near a grain boundary: Exploring blocked arrays of dislocations in 3D. *Acta Materialia* 96 (2015): 229-236.
- [Hauk1997] Hauk, V. *Structural and residual stress analysis by non destructive methods*. Elsevier Science B.V., 1997.
- [Hayhurst1972] Hayhurst, D. Creep rupture under multi-axial states of stress. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 20, 6 (1972), 381-382.
- [Hoffmann1985] Hoffmann, J. Entwicklung schneller Röntgenographischer Spannungsmessverfahren und ihre anwendung bei untersuchungen zum thermischen eigenspannungsabbau (1985).
- [Holzapfel1998] Holzapfel, H., Schulze, V., Vöhringer, O., and Macherauch, E. Residual stress relaxation in an AISI 4140 steel due to quasistatic and cyclic loading at higher temperatures. *Materials Science and Engineering : A* 248, 1 (1998), 9-18.
- [Huang2006] W. J. Huang, V. Ji, W. Seiler, Stresses Analysis on Coarse Grain Zn Film during Tensile Loading, *Materials Science Forum*, Vols. 524-525 (2006) 723-728
- [Imura1962] Imura, T., Weissmann, S., and Slade, Jnr, J. J. A study of age-hardening of al-3.85 beam method. *Acta Crystallographica* 15, 8 (1962), 786-793.

- [Ji2000] Ji, V., Zhang, Y-G. and Chen, C-Q., The non-destructive estimation of the superficial mechanical properties of components in the INCONEL 600 alloy by X-ray diffraction peak width. *Surface and Coating Technology* 130 (2000) p.95-99.
- [Juijerm2006] Juijerm, P., and Altenberger, I. Residual stress relaxation of deep-rolled Al-Mg-Si-Cu alloy during cyclic loading at elevated temperatures. *Scripta Materialia* 55, 12 (2006), 1111-1114.
- [Kachanov1958] Kachanov, L. Time of the rupture process under creep conditions. *Isv. Akad. Nauk. SSR. Otd Tekh. Nauk* 8 (1958), 26-31.
- [Kamaya2005] Kamaya, M., Wilkinson, A. J., and Titchmarsh, J. M. Measurement of plastic strain of polycrystalline material by electron backscatter diffraction. *Nuclear engineering and design* 235, 6 (2005), 713-725.
- [Kamaya2011] Kamaya, M. Assessment of local deformation using EBSD: Quantification of accuracy of measurement and definition of local gradient. *Ultramicroscopy* 111, 8 (2011), 1189-1199.
- [Kaminski2007] Kaminski, M. *Modélisation de l'endommagement en fatigue des superalliages monocristallins pour aubes de turbines en zone de concentration de contrainte*. Thèse de doctorat, Mines paris – Paristech, 2007.
- [Kodama1972] Kodama, S. The behaviour of residual stress during fatigue stress cycles. In *Proceedings of the International Conference on Mechanical Behavior of Metals II*, Society of Material Science, Kyoto (1972), vol. 2, pp. 111-118.
- [Langford1978] Langford, J. I., and Wilson, A. Scherrer after sixty years: a survey and some new results in the determination of crystallite size. *Journal of Applied Crystallography* 11, 2 (1978), 102-113.
- [Languillaume1997] Languillaume, J., Kapelski, G and Baudalet, B. Evolution of the tensile strength in heavily cold drawn and annealed pearlitic steel wires. *Materials Letters* 33.3 (1997), 241-245.
- [Lehockey2000] Lehockey, E. M., Lin, Y.-P., and Lepik, O. E. Mapping residual plastic strain in materials using electron backscatter diffraction. In *Electron backscatter diffraction in materials science*. Springer, 2000, pp. 247-264.
- [Lemaitre2009] Lemaitre, J., Chaboche, J.-L., Benallal, A., and Desmorat, R. *Mécanique des matériaux solides*-3eme édition. Dunod, 2009.

- [Lesne1987] Lesne, P. M. et Savalle, S.. A differential damage rule with microinitiation and micropropagation. *La recherche aérospatiale*, 2, 1987
- [Levine2006] Levine, L. E., Larson, B. C., Yang, W., Kassner, M. E., Tischler, J. Z., Delos-Reyes, M. A., Fields, R. J. and Liu, W., X-ray microbeam measurements of individual dislocation cell elastic strains in deformed single-crystal copper. *Nature materials* 5.8 (2006), 619-622.
- [Li2015] Li, Y., *Shot-peening and Low-cycle Fatigue of Titanium Alloys: Instrumented Indentation and X-Ray Diffraction*, Thèse de doctorat, Université de Technologies de Troyes, 2015
- [Lillamand1999] Lillamand, I. *Evolution d'une couche grenillée sous sollicitation thermiques et mécaniques – cas de la fatigue oligocyclique*. Thèse de doctorat, Laboratoire Mécasrf – CER ENSAM, 1999.
- [Lohmeier1993] Lohmeier, M., and Vlieg, E. Angle calculations for a six-circle surface x-ray diffractometer. *Journal of Applied Crystallography* 26 (1993), 706-716.
- [Lucks2004] Lucks, I., Lamparter, P., and Mittemeijer, E. An evaluation of methods of diffraction line broadening analysis applied to ball-milled molybdenum. *Journal of Applied crystallography* 37, 2 (2004), 300-311.
- [Mahmoudi2011] Mahmoudi, A., Truman, C., Smith, D., and Pavier, M. The effect of plasticity on the ability of the deep hole drilling technique to measure axisymmetric residual stress. *International Journal of Mechanical Sciences* 53, 11 (2011), 978-988.
- [Marty1997] Marty, B.; Moretto, P.; Gergaud, P.; Lebrun, J.; Ostolaza, K. & Ji, V. X-ray study on single crystal superalloy SRR99: Mismatch γ/γ' , mosaicity and internal stress. *Acta Materialia*, Elsevier, 1997, 45, 791-800
- [Marull2011] Marull, R., *Plasticité cubiques et endommagement anisotrope induit pour les superalliages monocristallins sous chargement complexe*. Thèse de doctorat. ENS Cachan, 2011.
- [Masmoudi1989] Masmoudi, N., Castex, L., and Bertoli, A. Contraintes de grenaillage du superalliage IN100 : influence du temps et de la température. *Matériaux et techniques* 77, 11-12 (1989), 29-36.
- [McClung2007] McClung, R. C. A literature survey on the stability and significance of residual stresses during fatigue. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 30(3), (2007), 173-205.

- [Meguid1999] Meguid, S., Shagal, G., and Stranart, J. Finite element modelling of shot-peening residual stresses. *Journal of Materials Processing Technology* 92-93 (1999), 401-404.
- [Mehrabadi1990] Mehrabadi, M., and Cowin, S. Eigentensors of linear anisotropic elastic materials. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* 43 (1990), 15-41.
- [Méric1991] Méric, L., Poubanne, P. et Cailletaud, G. Single Crystal Modeling for Structural Calculations: Part 1 - Model Presentation. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 113:162–170 (1991).
- [MIC2001] Metal improvement Company, Inc
<http://www.metalimprovement.com/premium/PDF/Greenbook/French/Chapitre%2012%20-%20Controle%20du%20Procede.pdf> (vu le 17 novembre 2015).
- [Moore1958] Moore, M. and W. Evans, W, Mathematical correction for stress in removes layers in X-ray diffraction Residual Stress Analysis, *SAE Technical Paper* 580035, (1958)
- [Morançais2015] Morançais, A., Fèvre, M., François, M., Guel, N., Kruch, S., Kanouté, P., and Longuet, A. Residual stress determination in a shot-peened nickel-based single crystal superalloy using X-ray diffraction. *Journal of applied crystallography*, 48.6 (2015).
- [Murakami2008] Murakami, H., & Sakai, T. Anisotropy of secondary reaction zone formation in aluminized Ni-based single-crystal superalloys. *Scripta Materialia*, 59(4), (2008), 428-431.
- [Noyan1987] Noyan, I., and Cohen, J. Residual stress - Measurement by diffraction and interpretation. *Springer-Verlag*, Avril 1987.
- [Ortner1983] Ortner, B. *Röntgenographische Spannungsmessung an einkristallinen Proben*. Eigenspannungen, Karlsruhe, vol. 2, 1983, pp. 49-68.
- [Ortner1985] Ortner, B., The choice of lattice planes in X-ray strain measurements of single crystals, *Advances in X-ray analysis*, 29, (1985), p 113-118
- [Otin2008] Otin, S., *Lois d'endommagement incrémentales isotrope/anisotropes pour applications thermomécaniques complexe*. Thèse de doctorat, ENS Cachan, 2008.
- [Patterson1939] Patterson, A. The Scherrer formula for x-ray particle size determination. *Physical review* 56, 10 (1939), 978.

- [Pedersen1989] Pedersen, T.F. and Hansson, I.L.H., Finite element calculations for correction of residual stress profiles of coated and uncoated materials measured by X-ray diffraction, *NDT & E International*, Vol. 22, (1989), p 347-352
- [Peng2006] Peng, J. *Détermination des contraintes résiduelles dans des revêtements par diffraction des rayons X en faible incidence*. Thèse de Doctorat, ENSAM, 2006.
- [Peterson1954] R-E Peterson. Stress concentration design factors. (1954) John Wiley & Sons, Inc
- [Petit2015] Petit, J., Castelnau, O., Bornert, M., Zhang, F. G., Hofmann, F., Korsunsky, A. M., Faurie, D., Le Bourlot, C., Micha, J.S., Robach, O. and Ulrich, O. Laue-DIC: a new method for improved stress field measurements at the micrometer scale. *Synchrotron Radiation 22.4* (2015).
- [Porter1981] Porter, A., and Ralph, B. The recrystallization of nickel-base superalloys. *Journal of Materials Science* 16.3 (1981), 707-713.
- [Poubanne1989] Poubanne, P. *Etude et modélisation du comportement mécanique d'un superalliage monocristallin pour aube de turbine*. Thèse de Doctorat, Châtenay-Malabry, Ecole centrale Paris, (1989).
- [Prevéy1987] Prevéy, P. S. The measurement of subsurface residual stress and cold work distributions in nickel base alloys. *Residual Stress in Design, Process and Materials Selection*, WB Young, ed., ASME, Metals Park, OH (1987), 11-19.
- [Prevéy1998] Prevéy, P., Hombach, D., and Mason, P. Thermal residual stress relaxation and distortion in surface enhanced gas turbine engine components. Tech. rep., DTIC Document, (1998).
- [Prevéy2000] Prevéy, P. S. The effect of cold work on the thermal stability of residual compression in surface enhanced in718. Tech. rep., DTIC Document, 2000.
- [Rachinger1948] Rachinger, W.A., A correction for the α_1/α_2 doublet in the measurement of widths of X-ray diffraction lines, *Journal of Scientific Instruments*, 25, (1948), 254-259
- [Rabotnov1969] Rabotnov, I. *Creep problems in structural members* 1969.
- [Raphet2008] Raphet, B. État de surface - caractérisation. *Techniques de l'ingénieur M 1* (2008).
- [Ren2014] Ren, X., Zhan, Q., Yuan, S., Zhou, J., Wang, Y., Ren, N., Sun, G., Zheng, L., Dai, F., Yang, H., et al. A finite element analysis of thermal relaxation of residual stress in laser shock processing Ni-based alloy GH4169. *Materials & Design* 54 (2014), 708-711.

- [Ren2015] Ren, X., Zhou, W., Xu, S., Yuan, S., Ren, N., Wang, Y., and Zhan, Q. Iron GH2036 alloy residual stress thermal relaxation behavior in laser shock processing. *Optics & Laser Technology* 74 (2015), 29-35.
- [Renaud2011] Renaud, P. *Modélisation numérique du grenaillage des pièces initialement cémentées ou carbonitrurées*. Thèse de doctorat. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers-ENSAM, (2011).
- [Robach2013] Robach, O., Micha, J.-S., Ulrich, O., Geaymond, O., Sicardy, O., Härtwig, J. and Rieutord, F. A tunable multicolourrainbow'filter for improved stress and dislocation density field mapping in polycrystals using X-ray Laue microdiffraction. *Acta Crystallographica Section A: Foundations of Crystallography* 69.2 (2013), 164-170.
- [Rossini2012] Rossini, N., Dassisti, M., Benyounis, K., and Olabi, A. Methods of measuring residual stresses in components. *Materials & Design* 35 (2012), 572-588.
- [Rouhaud2005] Rouhaud, E., Deslaef, D., Lu, J., Chaboche, J.-L., Modeling of Residual Stress, Shot Peening. *Handbook on residual stress*, (2005), 116–148. SEM, USA.
- [Rouquette2009] Rouquette, S., Rouhaud, E., François, M., Roos, A., Chaboche, J.-L. Coupled thermo-mechanical simulations of shot impacts: Effects of the temperature on the residual stress field due to shot peening. *Journal of materials processing technology* 209 (8) (2009), 3879–3886.
- [Royer1997] Royer, A., Bastie, P., & Veron, M.. Temperature dependence of superstructure and fundamental reflections: study of a creep deformed single crystal nickel base superalloy AM1. *Materials Science and Engineering: A*, 234, (1997) 1110-1113.
- [Royer1998] Royer, A., Bastie, P., Veron, M. In situ determination of γ' phase volume fraction and of relations between lattice parameters and precipitate morphology in Ni-based single crystal superalloy. *Acta Materialia* 46.15 (1998), 5357-5368.
- [SAE-J2277-2003] Standard, S. A. E. "J2277 Shot Peening Coverage." *Developed by Surface Enhancement Committee*, Publication Date: Jan 1 (2003).
- [Sanda2011] Sanda, A., Navas, V. G., and Gonzalo, O. 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 (2011), 2213-2220.

- [Savaria2012] Savaria, V., Bridier, F. and Bocher, P. Computational quantification and correction of the errors induced by layer removal for subsurface residual stress measurements, *International Journal of Mechanical Science*, Vol. 64, (2012), 184-195
- [Schulze1993] Schulze, V., Burgahn, F., Voehringer, O., and Macherauch, E. Thermal relaxation of shot-peening-induced residual stresses in quenched and tempered steel 42 CrMo 4. *MATERIALWISSENSCHAFT UND WERKSTOFFTECHNIK* 24 (1993), 258-258.
- [Seiler2005] Seiler, W., Hoel G. Thomas M., and Ji, V. XRD stress analysis in a-TiAl based intermetallic multicrystal, *Materials Science Forum* 490-491 (2005), 684-689.
- [Sicot2004] Sicot, O., Gong, X., Cherouat, A., and Lu, J. Influence of experimental parameters on determination of residual stress using the incremental hole-drilling method. *Composites science and technology* 64, 2 (2004), 171-180.
- [Skouras2013] Skouras, A., Paradowska, A., Peel, M., Flewitt, P., and Pavier, M. Residual stress measurements in a ferritic steel/IN625 superalloy dissimilar metal weldment using neutron diffraction and deep-hole drilling. *International Journal of Pressure Vessels and Piping* 101 (2013), 143-153.
- [Soady2011] Soady, K., Mellor, B., Shackleton, J., Morris, A., and Reed, P. The effect of shot peening on notched low cycle fatigue. *Materials Science and Engineering : A* 528, 29 (2011), 8579-8588.
- [Soady2013] Soady, K., Mellor, B., West, G., Harrison, G., Morris, A., and Reed, P. Evaluating surface deformation and near surface strain hardening resulting from shot peening a tempered martensitic steel and application to low cycle fatigue. *International Journal of Fatigue* 54 (2013), 106-117.
- [SONATS] Sonats website http://www.sonats-et.fr/page_25-principaux-avantages-grenaillage-par-ultrasons.html (vu le 15 décembre 2015)
- [Srikant2006] Srikant, G., Chollacoop, N., and Ramamurty, U. Plastic strain distribution underneath a Vickers indenter: Role of yield strength and work hardening exponent. *Acta materialia* 54, 19 (2006), 5171-5178.
- [Stokes1944] Stokes, A. R., & Wilson, A. J. C. The diffraction of X rays by distorted crystal aggregates-I. *Proceedings of the Physical Society*, 56(3), (1944), 174.
- [Tabor1956] Tabor, D. The physical meaning of indentation and scratch hardness. *British Journal of Applied Physics* 7, 5 (1956), 159.

- [Tamura2002] Tamura, N., Celestre, R.S., MacDowell, A. A., Padmore, H. A., Spolenak, R., Valek, B. C., Meier Chang, N., Manceau, A. and Patel, J. R., Submicron x-ray diffraction and its applications to problems in materials and environmental science. *Review of scientific instruments* 73.3 (2002), 1369-1372.
- [Tan2008] Tan, L., Ren, X., Sridharan, K., and Allen, T. Effect of shot-peening on the oxidation of alloy 800h exposed to supercritical water and cyclic oxidation. *Corrosion Science* 50, 7 (2008), 2040-2046.
- [Torres2002] Torres, M., and Voorwald, H. An evaluation of shot peening, residual stress and stress relaxation on the fatigue life of AISI 4340 steel. *International Journal of Fatigue* 24 (2002), 877-886.
- [Ungár2001] Ungár, T. Dislocation densities, arrangements and character from X-ray diffraction experiments. *Materials Science and Engineering: A* 309 (2001), 14-22.
- [Vöhringer1983] Vöhringer, O., and Wohlfahrt, H. *Abbau von Eigenspannungen*. In: Macherauch, E, Hauk, V (Eds.) *Eigenspannungen-Entstehung-Messung-Bewertung*, DGM Informationsgesellschaft, Oberursel, (1983), 49-83.
- [Vöhringer1987] Vöhringer, O. Relaxation of residual stresses by annealing or mechanical treatment. Pergamon Press, *Advances in Surface Treatments. Technology Applications Effects*. 4 (1987), 367-396.
- [Warren1969] Warren, B.E., *X-Ray Diffraction*, Addison Wesley Publishing Compagny (1969).
- [Wilkinson1996] Wilkinson, Angus J. Measurement of elastic strains and small lattice rotations using electron back scatter diffraction. *Ultramicroscopy* 62.4 (1996), 237-247.
- [Williamson1953] Williamson, G., and Hall, W. X-ray line broadening from filed aluminium and wolfram. *Acta metallurgica* 1, 1 (1953), 22-31.
- [Withers2001] Withers, P., and Bhadeshia, H. Residual stress. part 1 : measurement techniques. *Materials science and Technology* 17, 4 (2001), 355-365.
- [Withers2007] Withers, P., Preuss, M., Steuwer, A., and Pang, J. Methods for obtaining the strain-free lattice parameter when using diffraction to determine residual stress. *Journal of Applied Crystallography* 40 (2007), 891-904.
- [Wohlfahrt1984] Wohlfahrt, H. The influence of peening conditions on the resulting distribution of residual stress. In *Proceedings of the Second International Conference on Shot Peening* (1984), 316-331.

- [You1999] You, H. Angle calculations for a4S+ 2D'six-circle diffractometer. *Journal of Applied Crystallography* 32.4 (1999), 614-623.
- [Zambaldi2007] Zambaldi, C., Roters, F., Raabe, D., & Glatzel, U. Modeling and experiments on the indentation deformation and recrystallization of a single-crystal nickel-base superalloy. *Materials Science and Engineering: A*, (2007), 454, 433-440.
- [Zhou2011] Zhou, Z., Gill, A. S., Qian, D., Mannava, S., Langer, K., Wen, Y., and Vasude- van, V. K. A finite element study of thermal relaxation of residual stress in laser shock peened IN718 superalloy. *International Journal of Impact Engineering* 38, 7 (2011), 590-596.
- [Zhuang2001] Zhuang, W. Z., and Halford, G. R. Investigation of residual stress relaxation under cyclic load. *International Journal of Fatigue* 23 (2001), S31-S37.

RESUMÉ

Effet du grenaillage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine

Le grenaillage est souvent utilisé sur les pieds d'aube de turbine haute pression afin de retarder l'apparition des fissures dans les zones de concentration de contraintes. Ce traitement de surface génère des contraintes résiduelles et de l'écrouissage en surface de la pièce, ce qui influe sur sa durée de vie. L'enjeu de cette thèse est de mettre en place une méthodologie permettant de prendre en compte cet état mécanique initial, ainsi que son évolution en service, dans l'analyse de durée de vie d'une aube élaborée en superalliage monocristallin à base de nickel (AM1). Tout d'abord, cet état mécanique (contraintes résiduelles et écrouissage) est déterminé expérimentalement. Les contraintes résiduelles sont notamment évaluées par diffraction des rayons X en utilisant la méthode d'Ortner. Cet état mécanique est ensuite introduit dans les calculs de structure. Pour cela, on s'inspire de la méthode connue de l'introduction directe du champ d'eigenstrains qui est, ensuite, étendue afin d'introduire également les variables d'écrouissage ainsi que l'état mécanique anisotrope complet dans toute la structure. L'étape suivante a visé à suivre expérimentalement et à modéliser l'évolution de ces quantités sous sollicitations thermique, d'une part et cycliques à température constante (650°C), d'autre part. Enfin, la chaîne complète de calcul de durée de vie de l'AM1 est appliquée afin d'analyser la durée de vie des éprouvettes grenaillées. Les résultats obtenus sont discutés en regard des essais de fatigue effectués sur éprouvettes représentatives.

Mots clés : Contraintes résiduelles, Rayons X -- Diffraction, Écrouissage, Durée de vie (ingénierie), Matériaux – Fatigue, Nickel – Alliage, Monocristaux.

Impact of shot-peening on the fatigue life of a single crystal turbine blade

Shot-peening is widely used on roots of high pressure turbine blade to postpone crack initiation in stress concentration area. This pre-stressing introduces compressive residual stress and strain hardening in a surface layer which will influence lifetime. The aim of this thesis is to propose a methodology which allows taking into account the impact of such pre-stressing and their evolution on the fatigue behaviour of a single crystal nickel-based superalloy (AM1) used for high pressure turbine blades. Firstly, the experimental work is devoted to the determination of the initial mechanical state (residual stresses and strain hardening). Residual stresses are namely determined using X-ray diffraction involving the use of a specific method developed by Ortner. This experimental initial mechanical state is then introduced as an input in structure calculation. The well-known method involving the direct introduction of eigenstrain profiles is used and improved to also introduce strain hardening variables and the complete anisotropic mechanical state in all the integration points of the structure. The next step consist in following experimentally and modeling the evolution of these quantities under thermal and mechanical loads under an uniform temperature (650°C). Finally, the complete lifetime assessment is carried out on representative shot-peened samples. Results are

Keywords : Residual Stresses, X-rays -- Diffraction, Strain hardening, service life (Engineering), Materials – Fatigue, Nickel alloys, Single crystal.

Amélie MORANÇAIS

Doctorat : Matériaux, Mécanique, Optique et Nanotechnologie

Année 2016

Effet du grenaillage sur la durée de vie des aubes monocristallines de turbine

Le grenaillage est souvent utilisé sur les pieds d'aube de turbine haute pression afin de retarder l'apparition des fissures dans les zones de concentration de contraintes. Ce traitement de surface génère des contraintes résiduelles et de l'écrouissage en surface de la pièce, ce qui influe sur sa durée de vie. L'enjeu de cette thèse est de mettre en place une méthodologie permettant de prendre en compte cet état mécanique initial, ainsi que son évolution en service, dans l'analyse de durée de vie d'une aube élaborée en superalliage monocristallin à base de nickel (AM1). Tout d'abord, cet état mécanique (contraintes résiduelles et écrouissage) est déterminé expérimentalement. Les contraintes résiduelles sont notamment évaluées par diffraction des rayons X en utilisant la méthode d'Ortner. Cet état mécanique est ensuite introduit dans les calculs de structure. Pour cela, on s'inspire de la méthode connue de l'introduction directe du champ d'eigenstrains qui est, ensuite, étendue afin d'introduire également les variables d'écrouissage ainsi que l'état mécanique anisotrope complet dans toute la structure. L'étape suivante a visé à suivre expérimentalement et à modéliser l'évolution de ces quantités sous sollicitations thermique, d'une part et cycliques à température constante (650°C), d'autre part. Enfin, la chaîne complète de calcul de durée de vie de l'AM1 est appliquée afin d'analyser la durée de vie des éprouvettes grenaillées. Les résultats obtenus sont discutés en regard des essais de fatigue effectués sur éprouvettes représentatives.

Mots clés : contraintes résiduelles - rayons X, diffraction - écrouissage - durée de vie (ingénierie) - matériaux, fatigue - nickel, alliage - monocristaux.

Impact of Shot-peening on the Fatigue Life of a Single Crystal Turbine Blade

Shot-peening is widely used on roots of high pressure turbine blade to postpone crack initiation in stress concentration area. This pre-stressing introduces compressive residual stress and strain hardening in a surface layer which will influence lifetime. The aim of this thesis is to propose a methodology which allows taking into account the impact of such pre-stressing and their evolution on the fatigue behaviour of a single crystal nickel-based superalloy (AM1) used for high pressure turbine blades. Firstly, the experimental work is devoted to the determination of the initial mechanical state (residual stresses and strain hardening). Residual stresses are namely determined using X-ray diffraction involving the use of a specific method developed by Ortner. This experimental initial mechanical state is then introduced as an input in structure calculation. The well-known method involving the direct introduction of eigenstrain profiles is used and improved to also introduce strain hardening variables and the complete anisotropic mechanical state in all the integration points of the structure. The next step consist in following experimentally and modeling the evolution of these quantities under thermal and mechanical loads under an uniform temperature (650°C). Finally, the complete lifetime assessment is carried out on representative shot-peened samples. Results are discussed with respect to experimental fatigue tests.

Keywords: residual stresses - x-rays, diffraction - strain hardening - service life (engineering) - materials, fatigue - nickel alloys - single crystal.

Thèse réalisée en partenariat entre :

